



Amortissement des vibrations de réflecteur d'antenne de satellite par micro-perforations

Margaux Régniez

► To cite this version:

Margaux Régniez. Amortissement des vibrations de réflecteur d'antenne de satellite par micro-perforations. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 2015. Français. NNT : 2015LEMA1022 . tel-01342633

HAL Id: tel-01342633

<https://theses.hal.science/tel-01342633>

Submitted on 6 Jul 2016

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

Margaux REGNIEZ

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université du Maine
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : SPIGA

Discipline : 60

Spécialité : Acoustique

Unité de recherche : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine — UMR CNRS 6613

Soutenue le 4 Mai 2015

Thèse N° : s75924

AMORTISSEMENT DES VIBRATIONS DE RÉFLECTEUR D'ANTENNE DE SATELLITE PAR MICRO-PERFORATIONS

JURY

Rapporteurs :	Bernard LAULAGNET , Maître de Conférence HDR, INSA de Lyon Philippe LECLAIRE , Professeur, ISAT, Nevers
Examineur :	Nicolas DAUCHEZ , Professeur, UTC Compiègne
Invités :	Didier GANGLOFF , Ingénieur, CNES Eric LABIOLE , Ingénieur, Thales Alenia Space
Directeur de thèse :	François GAUTIER , Professeur, Université du Maine
Co-directeurs de Thèse :	Charles PEZERAT , Professeur, Université du Maine Adrien PELAT , Maître de conférence, Université du Maine

Remerciements

La thèse est un combat de la vie, que l'on mène pendant trois années avec un grand nombre de personnes, que je tiens à remercier ici.

Je remercie mes directeurs François Gautier, Charles Pézerat et Adrien Pelat de m'avoir donné l'opportunité de travailler avec eux sur ce sujet. Je les remercie pour leur soutien, leur accompagnement tout au long de ce travail et leurs conseils avisés.

Je remercie également Didier Gangloff et Christian Puillet du Centre National des Études Spatiales (CNES) pour leur disponibilité et le suivi soutenu du travail de thèse. Je remercie Eric Labiole de Thales Alenia Space (TAS) à Toulouse pour sa disponibilité et son soutien, ainsi que Bertrand Brévard pour le suivi et les conseils donnés tout au long du travail.

Je souhaite remercier Bernard Laulagnet d'avoir accepté de rapporter mon travail réalisé au cours de cette thèse de doctorat. Pour les mêmes raisons, pour son accueil à Nevers et les discussions intéressantes à chaque rencontre, je remercie Philippe Leclaire. Je remercie Nicolas Dauchez d'avoir accepté de présider le jury qui évalue mon travail.

Un grand merci à Fabien Chevillotte de Matelys pour sa disponibilité et ses conseils bénéfiques à l'avancement de mon travail.

Je remercie Thomas Dupont pour le suivi de mon travail dans le cadre du Comité de Suivi de Thèse (CST), pour sa gentillesse, sa disponibilité, son soutien et son accueil à Nevers. Je remercie également Yves Aurégan d'avoir accepté de faire partie de mon CST et de ses conseils à cette occasion.

Je tiens à remercier Joël Gilbert et Laurent Simon, à la direction du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine durant la période de ma thèse, pour le bon accueil des doctorants au sein du laboratoire. Je remercie également Anne-Marie Brûlé, Valérie Hermann, Julie Béhue, Véronique Kouevi et France Traoré pour leur écoute et leur disponibilité lors de la gestion des achats et déplacements.

Je remercie les directrices des ressources humaines au CNES, Joëlle Guinle et Pascale Snini pour leur disponibilité et leur aide lors des différentes démarches administratives.

Un grand merci à Mathieu Sécaïl de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans (ENSIM) pour son aide et sa disponibilité lors la mise en place des essais réalisés au cours de la thèse. Je remercie également Julien Nicolas pour son aide, sa disponibilité et son efficacité. Merci à Stanislas Renard de l'Institut Universitaire et Technologique en Génie Mécanique et Productique (IUT GMP), pour sa grande qualité de travail et sa gentillesse. Je remercie également Hervé Mézière pour son aide lors des différentes commandes de matériel.

Je remercie chaleureusement Nicolas Joly pour le temps pris à développer le modèle numérique et à m'expliquer les difficultés rencontrées. Merci également à Marine Leloup.

Un grand merci à Nicolas Boissé pour sa disponibilité, sa gentillesse et son aide précieuse en informatique. Merci également à Jean-Michel Cahier pour cela.

Je remercie Pascal Leroux pour son écoute et son accueil au sein de l'ENSIM. A cette occasion, je remercie également Nathalie Le Gouic, Marc Brilland, Khédidja Le Bail, Safia Vieira, Vincent Blin, Stéphanie Copin et Eleonor Baudoin. Merci à Amina, Maryline et Cathy pour leurs sourires matinaux.

Un grand merci à Jean-Christophe Leroux et Marie-Hélène Moulet du Centre de Transfert de Technologie du Mans (CTTM) pour leur grande aide lors de la commande des panneaux utiles aux essais et lors de la réalisation des essais dans la chambre réverbérante du CTTM.

Je remercie Jean-Christophe Fabries de TAS Toulouse et les techniciens d'Intespace à Toulouse également, pour leur aide lors des essais réalisés en chambre à bruit.

Je remercie Jean-Pierre Dalmont, Guillaume Penelet, Bruno Brouard et Olivier Dazel du LAUM pour leur disponibilité et leur conseils. Merci à Stéphane Durand pour son accompagnement lors de l'utilisation de la loupe binoculaire de la salle blanche du LAUM.

Merci à Frédéric Ablitzer pour ses précieux conseils en programmation et ses douces notes au violon.

Merci à Vincent Fréour pour son aide précieuse dans la prise en main de la méthode ESPRIT.

Un très grand merci à mon grand ami Julien Poittevin, d'être patient, disponible et à l'écoute, autant au laboratoire, qu'en congrès ou autour d'un verre de Porto. Merci à Côme Olivier et Juan Pablo Parra Martinez pour leurs rires et leur soutien. Merci à Vivien Denis de toujours rire à mes blagues, pour son calme, sa bonne humeur et son aide. Je remercie mes acolytes Laurianne Barguet, Balbine Maillou et Hélène Pichard pour leur soutien, leur gentillesse, les bons moments passés et à venir. Merci à Damien Lecoq pour son aide, sa bonne humeur et sa musique. Merci à mes collègues de bureau Omar Akklouche et Charly Faure pour les discussions fructueuses et les moments de détente. Je remercie mes collègues du Réseau Amical Des Acousticiens du Mans (RAMDAM), dont Thibaut Devaux. Merci à Thibault, Charlie, Justine, Océane, Sylvain, Thomas, Clément, Martial et tous les doctorants du LAUM.

Je remercie Aurélien Hot du CNES pour sa bonne humeur lors du cours TTVS et pour sa gentillesse.

Je remercie Thierry Jamin du CNES pour sa gentillesse et sa veille tout au long de ma thèse.

Muito obrigada ao Arcanjo Lenzi e o time do Laboratório de Vibrações e Acústica (LVA) da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC) para o seu acolhimento.

Un grand merci à Charlotte Estrade pour son soutien et sa mise en condition pour la rédaction du manuscrit. Merci à Arthur de dormir paisiblement et à son papa Adrien.

Merci à l'association Femmes et Sciences 53 pour la réalisation de mon portrait vidéo dans le cadre de l'encouragement aux collégiennes et lycéennes de faire de la science.

Je remercie du fond du cœur mes amis Marion Trotté et Tristan Sacher, qui m'ac-

compagnent et me soutiennent depuis nos débuts en acoustique après le bac. Merci à ma seconde famille : Les Mérins. Un merci particulier à Florence Henneuse, qui me connaît si bien et qui est toujours à mon écoute. Merci à mamou Solenne Nogry et ma nièce Marion Gonzalez. Merci à Aurélien Pages et Sophie Thoméré, Loupiote, Fajitas, Florian ... Je remercie également mon amie Janira ainsi que Lewis. Une pensée à Norbert.

Je remercie Jacques Cuenca grâce à qui j'ai découvert l'acoustique et qui a su me conseiller lors de ma décision d'entreprendre une thèse de doctorat.

Merci à mes compagnons musicaux : Céline Gouju, l'ensemble Rondo Crannasiano. Un grand merci à ma seconde maman Catherine Samouël.

Merci aux personnes rencontrées en congrès : Jean-Philippe et Pauline, Adil, Thibaut, Sophie, Michal, Fabien et Lyzia, avec qui j'ai passé de bons moments. Merci à Claude Boutin.

Merci aux étudiants de l'ENSIM que j'ai encadré en TP, en TD et en projet, ou bien que j'ai croisé dans les rues du Mans le soir. Que les liens entre anciens ensimiens restent forts. Merci à l'équipe de l'Happy Hour de Radio Alpa.

Muito obrigada à Mário e à sua família.

Merci à mes camarades du tatame, la Reyson Gracie Team créée par David et Nicolas Saussaye. Merci à eux, Arnaud et Raph pour leur aide et leur accompagnement dans le développement du jiu jitsu brésilien auprès des femmes. Merci aux demoiselles de la section féminine d'avoir fait de quelques mercredis soirs un moment important de la semaine. Obrigada à Oscar Daniotti e Reyson Gracie.

Je remercie Romain pour son soutien et son aide lors des derniers préparatifs du jour J.

Je remercie ma famille et parmi elle, plus particulièrement mes grands-parents pour leur soutien et leurs encouragements. Un grand merci à Virginie et Christiane Pierard, à Florian Regniez.

Je n'aurai jamais de mots assez forts pour dire ma reconnaissance envers mes parents et mon frère, qui me soutiennent, m'encouragent et me conseillent depuis toujours. Merci à Marielle pour son soutien et sa tendresse. Merci à Ilbou.

OSS.

à Ilias Demayev

"les filles, osez les sciences !"

Table des matières

Nomenclature	1
1 Introduction	13
1.1 Enjeux industriels	13
1.1.1 Le domaine spatial	14
1.1.1.1 Le lanceur	14
1.1.1.2 Le réflecteur d'antenne de satellite	16
1.1.2 Vibration de structures micro-perforées	20
1.1.2.1 Mécanismes dissipatifs dans une micro-perforation	20
1.1.2.2 Revue bibliographique	23
1.2 Analyse du problème et organisation de l'étude	26
1.2.1 Description des sources d'excitation	26
1.2.2 Effet des sources sur le réflecteur d'antenne de satellite non micro-perforé	27
1.2.3 Effet des sources sur le réflecteur d'antenne de satellite micro-perforé	27
1.3 Annonce du plan	28
2 Modification de la charge acoustique par micro-perforations	30
2.1 Revue bibliographique	30
2.1.1 Méthodes de calcul de l'impédance acoustique de plaque micro-perforée couplée à une cavité	31
2.1.1.1 Impédance d'une micro-perforation	31
2.1.1.2 Impédance d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité	35
2.1.2 Corrections sur l'impédance acoustique d'une micro-perforation	36
2.1.2.1 Correction sur la réactance	36
2.1.2.2 Correction sur la résistance	41
2.1.3 Caractérisation acoustique d'agencements faisant intervenir plaque micro-perforée et cavité	42
2.1.3.1 Plaque micro-perforée couplée à une cavité subdivisée	42
2.1.3.2 Systèmes multi-couches composés de plaques micro-perforées	45
2.2 Paramètres acoustiques du panneau sandwich NIDA micro-perforé	46
2.2.1 Mécanisme dissipatif à l'échelle cellulaire	46
2.2.2 Homogénéisation à l'échelle de la structure sandwich NIDA	46
2.2.3 Calcul de l'impédance acoustique du matériau micro-perforé en incidence oblique	48

2.2.3.1	Comparaison du modèle de D.-Y. Maa et du modèle de Biot appliqué aux micro-perforations	50
2.2.3.2	Application numérique et étude paramétrique	52
2.2.4	Vérification expérimentale de l'absorption acoustique en incidence normale	59
2.2.4.1	Principe de la mesure en tube d'impédance	60
2.2.4.2	Résultats	62
2.3	Estimation de la modification du chargement acoustique par micro-perforations	67
2.3.1	Description du champ de pression	68
2.3.2	Chargement acoustique en incidence oblique	68
2.3.2.1	Application numérique	69
2.3.3	Modification du chargement acoustique	69
2.3.3.1	Influence sur la réponse vibratoire	70
2.4	Cas de l'excitation fort niveau acoustique	72
2.4.1	Influence du fort niveau sur les propriétés acoustiques des micro-perforations	73
2.4.2	Tests en tube d'impédance	76
2.5	Conclusions	77
3	Effet des micro-perforations sur le comportement dynamique de la structure	79
3.1	Introduction	79
3.2	Modèle d'amortissement modal induit par les micro-perforations	80
3.2.1	Échelle cellulaire	81
3.2.1.1	Oscillateur élémentaire décrivant l'effet d'une micro-perforation	81
3.2.1.2	Modèle numérique	83
3.2.2	Homogénéisation à l'échelle mésoscopique	83
3.2.2.1	Définition de l'échelle mésoscopique	83
3.2.2.2	Définition d'un amortissement apparent	85
3.2.2.3	Coefficient d'amortissement apparent : application numérique	86
3.2.3	Échelle macroscopique	87
3.2.3.1	Calcul de l'amortissement modal induit par les micro-perforations	87
3.2.3.2	Répartition des micro-perforations sur le panneau	89
3.2.3.3	Coefficient d'amortissement modal du panneau : application numérique	90
3.2.3.4	Réduction du maximum de mobilité : application numérique	90
3.3	Mesure de l'amortissement induit par le traitement	92
3.3.1	Analyse modale expérimentale en air	93
3.3.1.1	Configuration expérimentale	93
3.3.1.2	Modes identifiés pour deux panneaux identiques non perforés	94
3.3.1.3	Analyse du panneau B micro-perforé	95
3.3.1.4	Discussion sur l'incertitude des coefficients d'amortissement estimés	95
3.3.1.5	Mesures complémentaires	96
3.3.2	Analyse modale expérimentale dans le vide	98

3.3.2.1	Principe de détermination de l'amortissement induit par micro-perforations	98
3.3.2.2	Protocole et mise en place de la mesure	99
3.3.2.3	Résultats	101
3.4	Conclusions	108
4	Proposition d'autres traitements par perforation et champ diffus	110
4.1	Propriétés acoustiques en incidence oblique d'un matériau sandwich NIDA à deux faces perforées	111
4.1.1	Matériaux avec traitement symétrique	111
4.1.2	Matériaux avec traitement dissymétrique	115
4.1.3	Synthèse	118
4.2	Matériau sandwich NIDA micro-perforé en champ diffus	119
4.2.1	Différence de pressions pariétales de part et d'autre du matériau sandwich NIDA	119
4.2.1.1	Perforation des deux peaux	121
4.2.1.2	Perforation d'une peau	122
4.2.1.3	Pas de perforation	122
4.2.2	Modification du chargement acoustique en champ diffus	122
4.2.3	Application numérique	123
4.2.3.1	Perforation des deux peaux	123
4.2.3.2	Perforation d'une peau	125
4.2.3.3	Synthèse	126
4.3	Conclusions	126
5	Conclusions et Perspectives	128
5.1	Conclusion sur l'effet des micro-perforations	128
5.1.1	Effet acoustique	128
5.1.2	Effet vibro-acoustique	130
5.2	Perspectives	131
	Bibliographie	133
A	Modèle de Maa	139
B	Principe de la méthode de la matrice de transfert	143
B.1	Expression des matrices de transfert	144
B.1.1	Matrice de transfert d'une couche élémentaire	144
B.1.1.1	Couche d'air	145
B.1.1.2	Cas d'une couche poreuse	146
B.1.2	Peau micro-perforée	146
B.2	Assemblage des matrices de transfert	147
C	De matrice de transfert à matrice de diffusion	148

D Analogies électroacoustiques	151
D.1 Masse acoustique	151
D.2 Souplesse acoustique	152
D.3 Résistance acoustique	153
E Matériau sandwich NIDA avec peaux en tissu testé en tube d'impédance	155
F Modélisation numérique des mécanismes dissipatifs visqueux et thermiques dans une micro-perforation	157
F.1 Formulations	157
F.1.1 Formulation dans les couches limites	158
F.1.2 Formulation hors des couches limites	158
F.2 Géométrie du domaine fluide	159
F.3 Résultats	160
G Analyse modale expérimentale du prototype de réflecteur d'antenne CNES	163
G.1 Description du prototype	163
G.2 Résultats de l'analyse modale expérimentale	164
H Analyse modale expérimentale du réflecteur d'antenne TAS	166
H.1 Description du réflecteur	166
H.2 Résultats de l'analyse modale expérimentale	166
I Résultats de calcul des coefficients de réflexion et de transmission pour le matériau 3	168
J Description du champ diffus dans le domaine des nombres d'onde	170
J.1 Champ diffus sur un plan parfaitement réfléchissant	170
J.1.1 Inter-corrélation du champ diffus	170
J.1.2 Inter-spectre du champ diffus	172
J.1.3 Résultats	172
J.2 Champ diffus de part et d'autre d'un panneau traité par micro-perforations	174
J.2.1 Inter-corrélation du champ	174
J.2.2 Inter-spectre du champ	175
K Réponse vibratoire d'un sandwich Nida à une excitation acoustique	177
K.1 Faible niveau d'excitation : essais en salle réverbérante	178
K.2 Fort niveau d'excitation : essais en chambre à bruit	179
K.2.1 Structure non micro-perforée	181
K.2.2 Structure micro-perforée	181
K.2.3 Comparaison des deux essais	181
L Production scientifique	185
L.1 Journées Spécialisées	185
L.2 Congrès national	186
L.3 Congrès internationaux	186

Nomenclature

Grandeur	Unité	Définition
α	–	Coefficient d'absorption acoustique
α_∞	–	Tortuosité équivalente
δ_h	m	Épaisseur de la couche limite thermique
δ_v	m	Épaisseur de la couche limite visqueuse
Δ^2	–	Opérateur bi-Laplacien
$\Delta\gamma$	–	Modification du chargement acoustique de la structure
Δp	Pa	Différence de pression de part et d'autre d'une micro-perforation
ΔP	Pa	Pression différentielle acoustique de part et d'autre de la structure
ΔP_b	Pa	Différence de pression acoustique bloquée de part et d'autre de la structure
$\Delta P_{f/s}$	Pa	Pression différentielle acoustique due au couplage fluide structure
ΔP_{ray}	Pa	Différence de pression rayonnée de part et d'autre de la structure
ε	m	Correction de longueur définie dans [1]
γ	–	Chaleur spécifique
γ_{st}	–	Chargement acoustique de la structure non traitée par micro-perforations
γ_{at}	–	Chargement acoustique de la structure traitée par micro-perforations
λ_{ac}	m	Longueur d'onde acoustique
Λ	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Conductivité thermique
μ	$\text{kg}.\text{(m.s)}^{-1}$	Viscosité dynamique
ν	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Viscosité cinématique
ν_P	–	Coefficient de Poisson
ω	rad.s^{-1}	Pulsation
ω_H	rad.s^{-1}	Pulsation de Helmholtz
ϕ	–	Porosité et/ou taux de perforation
φ	rad	Angle dans le plan
ρ	kg.m^{-3}	Masse volumique du matériau
ρ_0	kg.m^{-3}	Masse volumique de l'air
$\tilde{\rho}_e$		Masse volumique équivalente
σ	N.m.s^{-4}	Résistivité au passage de l'air

Grandeur	Unité	Définition
θ	rad	Angle d'incidence par rapport à la normale de la paroi
ξ_{at}	—	Amortissement de la structure micro-perforée
ξ_{dissip}	—	Amortissement induit par le couplage fluide-structure dans les micro-perforations
$\xi_{f/s}$	—	Amortissement du au couplage fluide-structure
ξ_{ray}	—	Amortissement induit par le rayonnement de la structure
$\xi_{s_{\text{at}}}$	—	Amortissement structural de la structure micro-perforée
$\xi_{s_{\text{st}}}$	—	Amortissement structural de la structure non micro-perforée
ξ_{st}	—	Amortissement de la structure non micro-perforée
a	m	Rayon de la perforation
a_c	m	Rayon équivalent de la cavité
b	m	Distance entre deux perforations
c_0	m.s ⁻¹	Célérité du son dans l'air
C_f	kg.s ⁻¹	Amortissement de l'air contenu dans une micro-perforation à l'échelle cellulaire
C_p	—	Capacité calorifique à pression constante
C_v	—	Capacité calorifique à volume constant
d	m	Diamètre de la perforation
d_c	m	Diamètre équivalent de la cavité
D	m	Épaisseur/hauteur de la cavité
D_r	N.m	Rigidité en flexion du matériau
E	Pa	Module d'Young
f	Hz	Fréquence
f_H	Hz	Fréquence de Helmholtz
h	m	Épaisseur du matériau
$\Im$	—	Partie imaginaire
j	—	Nombre imaginaire tel que $j^2 = -1$
J_i	—	Fonction de Bessel de première espèce et d'ordre i
k_0	m ⁻¹	Nombre d'onde acoustique
k_f	m ⁻¹	Nombre d'onde en flexion
K'	—	Module de compressibilité complexe
K_f	kg.s ⁻²	Raideur de l'air contenu dans la cavité à l'échelle cellulaire
ℓ_v, ℓ'_v	m	Longueurs caractéristiques visqueuses
ℓ_h	m	Longueur caractéristique thermique
M_f	kg	Masse d'air contenue dans une micro-perforation à l'échelle cellulaire
M_{perf}	kg.s ⁻¹ .m ⁻²	Partie imaginaire de l'impédance acoustique d'une perforation (réactance acoustique)
n_{perf}	—	Nombre de perforation

Grandeur	Unité	Définition
p_1	Pa	Pression acoustique d'un côté d'une micro-perforation
p_2	Pa	Pression acoustique de l'autre côté d'une micro-perforation
P_0	Pa	Pression statique
P^+	Pa	Pression acoustique au niveau de la paroi notée +
P^-	Pa	Pression acoustique au niveau de la paroi notée -
P_b^+	Pa	Pression bloquée au niveau de la paroi notée +
P_b^-	Pa	Pression bloquée au niveau de la paroi notée -
P_{inc}^+	Pa	Pression incidente à la paroi notée +
P_{inc}^-	Pa	Pression incidente à la paroi notée -
P_r^+	Pa	Pression réfléchie à la paroi notée +
P_r^-	Pa	Pression réfléchie à la paroi notée -
P_{ray}^+	Pa	Pression rayonnée au niveau de la paroi notée +
P_{ray}^-	Pa	Pression rayonnée au niveau de la paroi notée -
R	—	Coefficient de réflexion
R^+	—	Coefficient de réflexion de la paroi notée +
R^-	—	Coefficient de réflexion de la paroi notée -
$\Re$	—	Partie réelle
R_{perf}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Partie réelle de l'impédance acoustique d'une perforation (résistance acoustique)
S_c	m^2	Surface de la cavité
S_f	m^2	Surface de la perforation
S_p	m^2	Surface de la structure
t	m	Épaisseur de la perforation et/ou épaisseur des peaux du sandwich NIDA
T	—	Coefficient de transmission
u_z	m.s^{-1}	Vitesse axiale acoustique dans la micro-perforation
$\langle u_{\text{perf}} \rangle$	m.s^{-1}	Vitesse axiale moyenne dans une micro-perforation
$\langle u_{\text{tot}} \rangle$	m.s^{-1}	Vitesse axiale moyenne totale sur la surface micro-perforée
V_c	m^3	Volume de la cavité
w	m	Déplacement du panneau sandwich NIDA selon l'axe z
x	—	Constante définie par D.-Y. Maa [2]
Y_p	s.kg^{-1}	Mobilité de la structure
z_f	m	Déplacement de la masse d'air équivalente contenue dans une micro-perforation
$\dot{z}_f$	m.s^{-1}	Vitesse de la masse d'air équivalente contenue dans une micro-perforation
$\ddot{z}_f$	m.s^{-2}	Accélération de la masse d'air équivalente contenue dans une micro-perforation
Z_{cav}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Impédance d'une cavité
Z_{peau}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Impédance d'une peau micro-perforée

Grandeur	Unité	Définition
Z_{perf_0}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Impédance acoustique d'une perforation
Z_{perf}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Impédance acoustique corrigée d'une perforation
Z'_{perf}	—	Impédance acoustique corrigée et normalisée d'une micro-perforation
Z_{ray}	—	Impédance de rayonnement à l'embouchure d'un tuyau
Z_{reac}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Correction sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique de la micro-perforation
Z_{res}	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Correction sur la partie réelle de l'impédance acoustique de la micro-perforation
Z_s	$\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Impédance de surface

Chapitre 1

Introduction

Au cours des étapes de sa mise sur orbite, les sollicitations mécaniques du satellite placé dans la coiffe d'un lanceur sont de différentes natures : acoustique et vibratoire, dynamique et statique, continue et aléatoire, chocs [3]. L'excitation de nature acoustique appliquée au satellite est particulièrement importante. En effet, lors du décollage, le bruit des réacteurs est transmis dans la coiffe où le niveau sonore établi est de l'ordre de 140 dB pendant environ 4 minutes, correspondant à l'ascension dans l'atmosphère. Le satellite doit être dimensionné pour ne pas être endommagé pendant cette ascension. Un satellite est un système complexe dont la masse est minimisée afin d'optimiser la consommation d'ergol, à la fois par le lanceur et par le satellite lors de sa mise sur orbite. L'ergol est une substance homogène employée seule ou en association avec d'autres substances, destinée à fournir de l'énergie. Les matériaux composites et plus précisément les matériaux sandwich nid d'abeille (ou NIDA), présentent un compromis intéressant car ils sont de faible densité et très rigides. L'inconvénient est qu'ils sont sensibles aux vibrations : les éléments du satellite constitués d'un tel matériau peuvent être endommagés du fait des forts niveaux vibratoires.

Le travail exposé dans ce document propose l'étude d'un traitement vibratoire passif sans ajout de masse appliqué à un élément du satellite. Il est financé par le Centre National des Études Spatiales (CNES) de Toulouse et l'entreprise Thales Alenia Space (TAS) située à Toulouse également.

Cette introduction a pour objectif de poser le contexte de l'étude et les problématiques qu'il engendre.

1.1 Enjeux industriels

Il existe plusieurs types de satellites artificiels : scientifiques, satellites de télécommunication civils et de défense. Les satellites qui nous intéressent ici sont les satellites de télécommunication. Ils permettent l'apport d'une technologie complémentaire à la fibre optique et aux antennes relais de la Terre pour la transmission d'informations de type téléphonique, radiophonique, de l'Internet et de la télévision.

Pour la transmission de ces informations, le satellite utilise des antennes comportant des réflecteurs de grande taille, constitués de matériau sandwich NIDA. Lors du

lancement, ces réflecteurs d'antenne répondent au fort niveau sonore dans la coiffe par une vibration de forte amplitude, qui peut provoquer leur endommagement.

Dans ce paragraphe, le domaine spatial dans le contexte de l'étude est exposé. Une revue bibliographique de l'utilisation des micro-perforations permet d'identifier le caractère original des travaux de thèse.

1.1.1 Le domaine spatial

Le niveau sonore dans la coiffe du lanceur lors de son décollage étant très élevé, les spécifications acoustiques sont très importantes pour le dimensionnement des réflecteurs d'antenne de satellite. La conception du réflecteur doit être telle que sa tenue mécanique est garantie quelles que soient les conditions lors du décollage. Ce point est développé dans le paragraphe qui décrit le lanceur. Le dimensionnement mécanique est réalisé chez le constructeur au moyen de modélisation numérique des modes et de la réponse de la structure à l'aide de la méthode des éléments finis, avant la fabrication. Une fois le spécimen fabriqué, son analyse se poursuit par des essais systématiques en chambre acoustique. Ce dernier moyen d'essai et de dimensionnement est particulièrement onéreux.

Le constructeur s'intéresse à la réduction des spécifications acoustiques. L'objectif est de réduire le nombre, ou la nature, des tests de dimensionnement liés à l'excitation acoustique dans la coiffe au moment du décollage. Ainsi, les coûts liés à ces tests seraient réduits.

La solution proposée dans le cadre de cette étude pour réduire les vibrations du réflecteur consiste à micro-perforer sa face passive, celle qui ne voit pas les ondes électro-magnétiques. L'effet absorbant des micro-perforations est connu en acoustique. Son effet sur les vibrations d'un panneau reste cependant un sujet très ouvert.

Afin de proposer une modélisation de l'effet des micro-perforations sur les vibrations de la structure, il est nécessaire de bien comprendre les phénomènes d'excitation du réflecteur d'antenne dans la coiffe de la fusée. Il faut également comprendre le comportement vibratoire de cette structure. Ces deux sujets font l'objet des paragraphes qui suivent. Une revue bibliographique de l'utilisation des micro-perforations est proposée dans le troisième paragraphe.

1.1.1.1 Le lanceur

Lors du décollage, plusieurs précautions sont prises afin de protéger le lanceur et l'environnement dans lequel il évolue pendant son ascension. Différents moyens de protection sont visibles sur la figure (1.1) :

- un château d'eau d'une hauteur de 90 m permet le déversement d'un jet d'eau sur la zone de lancement pendant le décollage. Le débit de ce jet est équivalent au débit de la Loire. Cette eau permet de refroidir la zone de lancement et réduit la propagation des gaz générés lors de la combustion de l'ergol. Elle a aussi une importance dans la réduction des vibrations à travers le sol. Cette observation est purement expérimentale. Il n'existe actuellement pas de modèle expliquant pour-

quoi l'eau atténue les vibrations générées par le fonctionnement des réacteurs du lanceur.

- Deux carneaux (tranchées servant à canaliser le jet des gaz brûlés) permettent de dévier les gaz provenant des réacteurs lors du décollage. Ils jouent un rôle important dans l'organisation du champ acoustique au niveau de la base de lancement. En effet, les jets sortant des réacteurs sont déviés et les sources de bruit généré se trouvent réparties et non pas concentrées au pied du lanceur.
- En cas d'orage, le lanceur est protégé au moyen de quatre mâts pare foudre.
- En cas de vent important, le lanceur est protégé par la tour métallique qui sert au remplissage du lanceur en ergol avant le lancement [3].

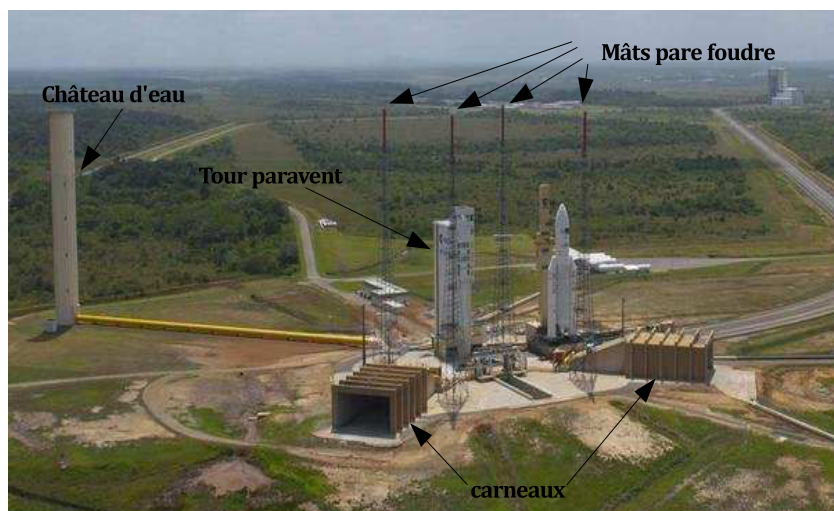


FIGURE 1.1 – Photographie de la base de lancement française à Kourou en Guyane. D'après [3].

Après la conception et la fabrication d'un nouveau lanceur, une grande batterie de tests est réalisée, pour lesquels la fusée est instrumentée. Parmi les mesures réalisées, le spectre acoustique du lanceur est mesuré pour différentes conditions météorologiques de lancement. Les conditions les plus favorables et défavorables en terme de niveau acoustique atteint définissent les bornes inférieures et supérieures de l'excitation acoustique. La borne supérieure du spectre est tracée à partir de l'essai le plus défavorable en terme de conditions météorologiques. La borne inférieure du spectre est obtenue pour le test le plus favorable.

Sur la figure (1.2), un exemple de spectre sonore provenant du lanceur ARIANE 5 est tracé par bande d'octave en terme de niveau de pression acoustique global de pondération A (OASPL pour Overall Sound Pressure Level en anglais).

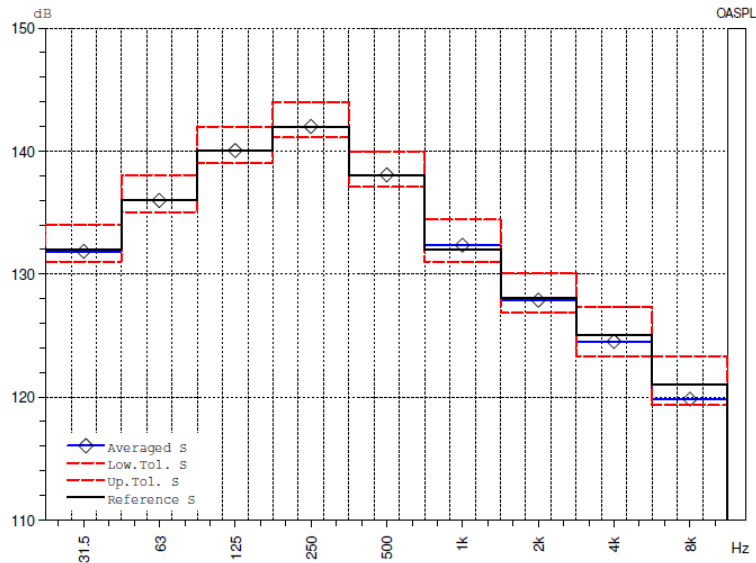


FIGURE 1.2 – Niveau de pression acoustique global avec la pondération A exprimé en bande d'octave : (—) spectre moyen, (---) bornes supérieures et inférieures, (—) spectre de référence. Référence : Thales Alenia Space.

Ce spectre est utilisé pour fixer les niveaux des sources sonores des chambres réverbérantes dans lesquelles les satellites sont testés.

Pour prendre en compte l'excitation acoustique, nous considérons dans ce travail que le champ de pression dans la coiffe est un champ diffus [4]. Pour prendre en compte les excitations mécaniques sur le réflecteur, compte-tenu de son mode de fixation au satellite, nous considérons qu'il s'agit de forces ponctuelles.

1.1.1.2 Le réflecteur d'antenne de satellite

Les satellites de télécommunication sont le plus souvent placés sur des orbites géostationnaires de façon à rester à la verticale d'un même lieu. Les différentes télécommunications utilisent les ondes radio-fréquences, qui sont classées selon les bandes L, S, Ku, Ka, etc. Un satellite ou un réseau de satellites de télécommunication est propre à un pays, dans lequel la réglementation est différente de celle du pays voisin. Ainsi, les zones d'éclairement de la Terre sont délimitées et de formes variables. Pour la transmission du signal sur une certaine zone de la Terre, des antennes dites à réflecteur sont placées sur le satellite. Les réflecteurs fabriqués dans l'industrie du spatial ne sont pas des paraboles parfaitement lisses, mais des surfaces paraboloides qui comportent des bosses et des creux (cf. figure (1.3)). Ce relief détermine la forme du faisceau éclairant la Terre. Suivant la taille du faisceau à former et la bande de fréquence utilisée, les antennes à réflecteurs peuvent atteindre des dimensions importantes, typiquement 2.6 mètres de diamètre.



FIGURE 1.3 – Réflecteurs d'antenne de satellite. Crédits : Thales Alenia Space.

Les éléments de grande surface du satellite (supports de fixation et réflecteur d'antenne) sont fabriqués dans un matériau léger, raide et résistant. Les propriétés attendues concernent également la finition de surface et la résistance à l'environnement thermique. Le satellite est exposé à des températures qui varient de -160°C à l'ombre de la Terre, à $+150^{\circ}\text{C}$ en plein soleil. Cet environnement est non seulement extrême, mais la durée d'utilisation du satellite doit pouvoir s'étendre sur une quinzaine d'année.

Matériau sandwich NIDA : Les matériaux sandwich sont des structures multi-couches constituées de deux peaux collées de part et d'autre d'une âme au moyen d'un adhésif (cf. figure (1.4b)), comme par exemple une colle cyanolite. Les matériaux sandwich NIDA sont utilisés dans le domaine de l'aérospatial pour leur faible masse et leur grande rigidité. Chaque couche du sandwich peut être constituée d'un matériau différent. Les peaux peuvent être métalliques ou non métalliques. Dans le dernier cas, une solution intéressante en contexte industriel consiste à utiliser des peaux composites fabriquées par l'empilement de fibres (verre, carbone) noyées dans une résine appelée matrice. Cette solution permet d'obtenir des panneaux raides et de faible masse, plus intéressants que ceux obtenus avec des peaux métalliques. Cette solution reste néanmoins coûteuse si les fibres utilisées sont de carbone [5]. Le processus de fabrication d'une peau en fibre de carbone varie selon le résultat souhaité.

L'âme peut également être constituée de différents matériaux. Le matériau le plus couramment utilisé est le nid d'abeille ou NIDA (cf. figure (1.4a)) en aluminium.

Le matériau étudié dans le cadre de cette thèse est un matériau sandwich à peaux en fibre de carbone dont l'âme NIDA est en aluminium. La fabrication des peaux chez Thales Alenia Space se fait au moyen de deux technologies appelées nappe et tissu. Le nombre de couches de fibres de carbone et l'angle entre ces couches varient d'une technologie à une autre. Dans les deux cas, les fibres de carbone sont imprégnées d'une résine époxy. Les figures (1.9a) et (1.9c) montrent une observation au microscope de ces deux types de peaux. La peau de type tissu présente une porosité intrinsèque due au tissage relaxé des fibres de carbone, alors que la peau de type nappe

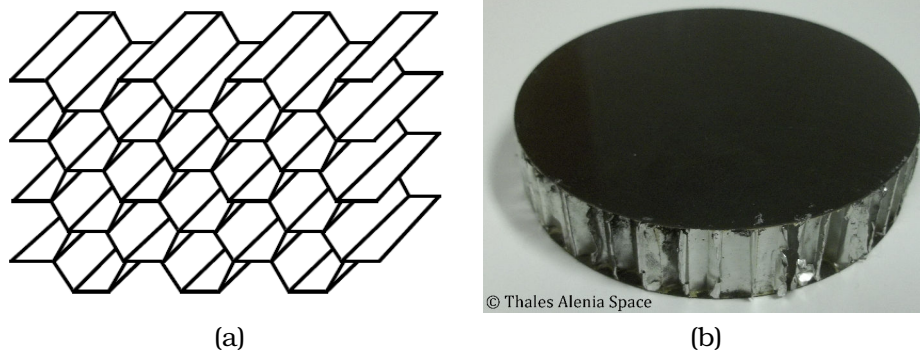


FIGURE 1.4 – (a) Nid d'abeille à cellules hexagonales, d'après [6]. (b) Échantillon sandwich NIDA à peaux carbonées.

est parfaitement réfléchissante. Ce point sera vérifié expérimentalement au chapitre 2. L'âme NIDA du sandwich est constituée de cellules hexagonales (cf. figure (1.4a)) couplées les unes aux autres par des trous d'épingle. Ces micro-perforations permettent une meilleure expulsion de l'air lors du passage du lanceur hors de l'atmosphère terrestre.

Vibration de la structure : La structure testée est un réflecteur d'antenne de satellite fabriqué par TAS et prêté au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (cf. figure (1.5)). Une analyse modale expérimentale du réflecteur, dont le détail n'est pas développé dans cette partie introductrice mais dans l'annexe H, a permis de déterminer ses caractéristiques principales.

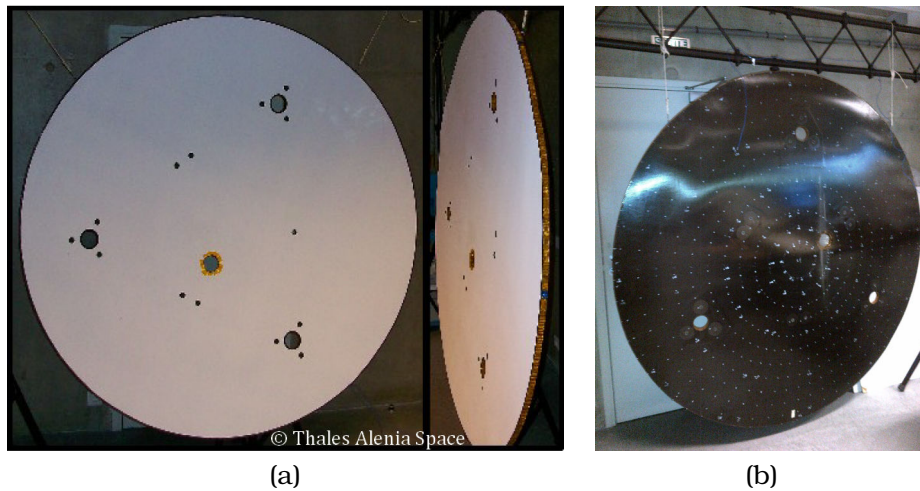


FIGURE 1.5 – Photographies des faces active (a) et non-active (b) d'un réflecteur d'antenne Thales Alenia Space.

La mesure a mis en évidence les dix premiers modes propres du réflecteur d'antenne de satellite, entre 20 et 300 Hz. Les déformées de ces modes, mesurées sur un réflecteur Thales Alenia Space, sont représentées sur la figure (1.6). La structure est pratiquement circulaire mais présente néanmoins des écarts par rapport à une configuration idéalement axisymétrique. Les modes apparaissent alors par paires. On parle de modes doubles [7] dont la dégénérescence est levée par les défauts d'axisymétrie. Les modes doubles sont des modes lobaires, pour lesquels on a des variations circonférentielles et radiales du champ.

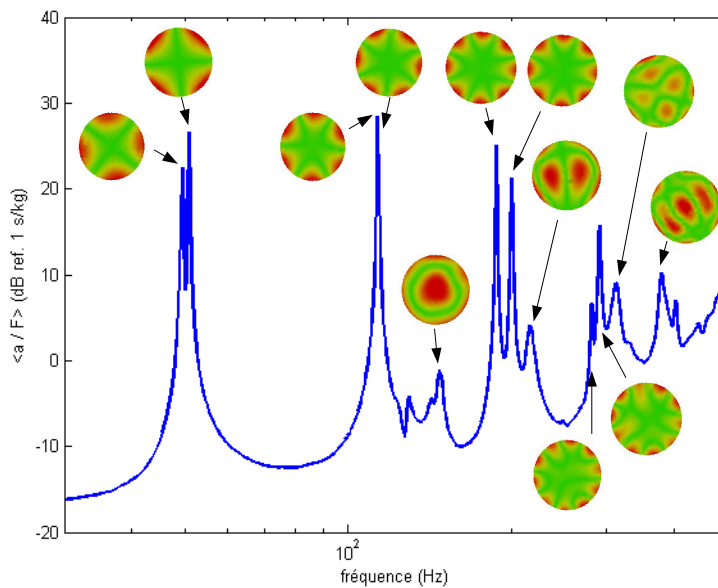


FIGURE 1.6 – Somme quadratique des fonctions de transfert obtenues par analyse modale expérimentale du réflecteur d'antenne de satellite et déformées modales associées aux modes résonants de la structure (cf. annexe H).

Réduction du niveau vibratoire de la structure : La réduction du niveau vibratoire du réflecteur d'antenne de satellite peut se faire de deux façons. On peut tout d'abord chercher à réduire le niveau sonore dans la coiffe du lanceur, en grande partie responsable de la vibration de la structure. L'intérieur de la coiffe du lanceur Ariane 5 était anciennement tapissée de mousse absorbante. On y retrouve maintenant des résonateurs acoustiques.

Une deuxième solution pour réduire le niveau vibratoire d'un élément du satellite (ici le réflecteur d'antenne) est d'augmenter son amortissement vibratoire. Plusieurs études ont déjà été menées et sont actuellement menées pour augmenter l'amortissement des matériaux sandwichs.

Les solutions peuvent être actives ou passives. Dans le domaine spatial, une solu-

tion de type active, utilisant par exemple une technologie piézo-électrique, n'est pas envisageable. En effet, ce genre de système nécessite un apport d'énergie électrique. De plus, l'implantation d'un tel système qui ne serait utile que quelques minutes lors du lancement n'a plus d'intérêt. Il n'est pas envisageable que le mauvais fonctionnement d'une technologie piézo-électrique induise un mauvais fonctionnement d'un autre élément du satellite une fois sur orbite, même plusieurs années plus tard.

Les solutions peuvent être hybrides [8], faisant intervenir une combinaison de méthodes active et passive. L'utilisation de matériau visco-élastique associé à des transducteurs piézo-électriques est un exemple de traitement hybride. Pour les mêmes raisons que celles citées dans le cas de solutions actives, ce type de solution n'est pas envisageable dans le cadre du présent travail.

Les solutions passives sont applicables dans le domaine de l'aérospatial. Il existe plusieurs méthodes pour augmenter l'amortissement de matériaux sandwich NIDA dans la littérature : l'ajout d'une couche de matériau visco-élastique, la présence d'inclusions périodiques dans certaines cellules NIDA [9, 10], l'utilisation de matériaux granulaires [11], etc. Ces dernières méthodes listées nécessitent un apport de masse à la structure, ce qui n'est pas possible dans notre cas.

Une autre solution passive est de modifier les matériaux constituant le sandwich NIDA pour optimiser les propriétés mécaniques de l'ensemble. Cela suppose de revoir le procédé de fabrication du réflecteur d'antenne de satellite, ce qui n'est pas envisagé dans la thèse.

La solution retenue est passive et n'ajoute pas de masse : le traitement choisi sont les micro-perforations, connues essentiellement dans la littérature pour leur propriété d'absorption acoustique. Une micro-perforation est un trou sub-millimétrique.

1.1.2 Vibration de structures micro-perforées

1.1.2.1 Mécanismes dissipatifs dans une micro-perforation

Dans ce document, une micro-perforation correspond à un trou d'un diamètre de l'ordre de l'épaisseur des couches limites visqueuse et thermique présentes dans ces orifices, en pratique inférieurs au millimètre. Dans une telle micro-perforation, des mouvements de fluide induisent des mécanismes dissipatifs dans les couches limites thermique et visqueuse, pouvant être exploités afin d'augmenter l'amortissement de la structure. En régime harmonique, l'épaisseur de la couche limite thermique est donnée par [12]

$$\delta_h = \sqrt{\frac{2\ell_h}{k_0}}, \quad (1.1)$$

où la longueur caractéristique correspondante ℓ_h vaut $\frac{\Lambda}{\rho_0 c_0 C_p}$, avec Λ la conductivité thermique, ρ_0 et c_0 la masse volumique et la célérité du son dans l'air respectivement, C_p correspond à la capacité calorifique à pression constante de l'air, k_0 est le nombre d'onde acoustique et vaut ω/c_0 avec ω la pulsation considérée. L'épaisseur de la couche limite visqueuse est donnée par [12]

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\ell'_v}{k_0}}, \quad (1.2)$$

où la longueur caractéristique visqueuse ℓ'_v vaut $\frac{\mu}{\rho_0 c_0}$, avec μ la viscosité dynamique.

Lorsque la micro-perforation est large, les couches limites occupent peu de place dans le trou (cf. figure (1.7a)). Lorsque la micro-perforation est de petit diamètre, les couches limites peuvent se recouvrir dans le trou (cf. figure (1.7b)) et les dissipations sont alors importantes. On souhaite maximiser ces dissipations. Les épaisseurs δ_h et δ_v des couches limites étant dépendantes de la fréquence, le diamètre de la micro-perforation doit être ajusté en fonction de la bande de fréquence d'intérêt.

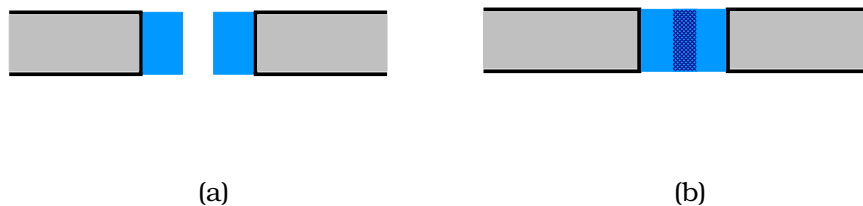


FIGURE 1.7 – Vue en coupe des couches limites (a) dans une perforation de diamètre supérieur au millimètre et (b) dans une micro-perforation.

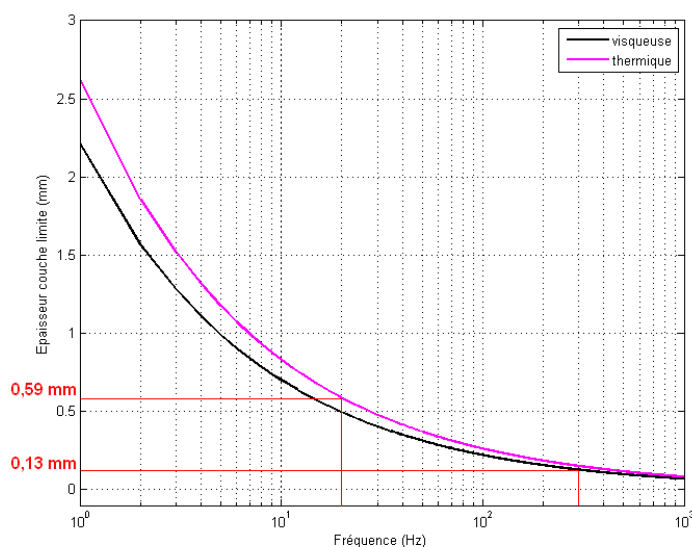


FIGURE 1.8 – Épaisseur des couches limites thermique et visqueuse dans l'air en fonction de la fréquence. A 20Hz, la couche limite thermique est de 0.59mm d'épaisseur. A 300Hz, la couche limite visqueuse est de 0.13mm d'épaisseur.

Dans notre étude, les modes à amortir sont situés entre 20 et 300 Hz. Pour ces deux fréquences, les épaisseurs des couches limites valent pour $f = 20$ Hz, $\delta_v \approx \delta_h \approx 0.59$ mm et $\delta_v \approx \delta_h \approx 0.13$ mm pour $f = 300$ Hz (cf. figure (1.8)). Ces ordres de grandeur fixent les rayons minimal et maximal à utiliser.

D'un point de vue pratique, l'usinage de micro-perforations est réalisé au foret. Cela permet d'obtenir un trou avec des arêtes franches. En effet, si les bords de la micro-perforation sont chanfreinés, alors les propriétés acoustiques sont modifiées et deviennent plus difficiles à modéliser.

R. T. Randeberg [13] propose une expression de l'impédance acoustique d'un tel trou, dont la forme peut être obtenue par perçage à l'aide d'un laser, qui brule la surface.

Les plus petits forets utilisables ont un diamètre de 0.2 mm. Cependant, ils ne percent pas tous les types de structure et l'expérience acquise à ce niveau dans la thèse a montré que l'épaisseur et le matériau à perforer jouent un rôle important dans le choix du foret.

Les micro-perforations usinées au foret sur les échantillons sandwich NIDA avec des peaux en carbone présentent quelques imperfections, dues à la présence du feuillard NIDA en aluminium collé derrière la peau, ou bien à la dégradation de la résine constituant la peau lors du perçage. Les photographies au microscope ont été réalisées sur les échantillons perforés, avec des peaux de type nappe (cf. figures (1.9a) et (1.9b)) ainsi que des peaux de type tissu (cf. figure (1.9c) et (1.9d)). Ces petites imperfections ne sont pas prises en compte dans les modèles proposés dans le cadre de ce travail.

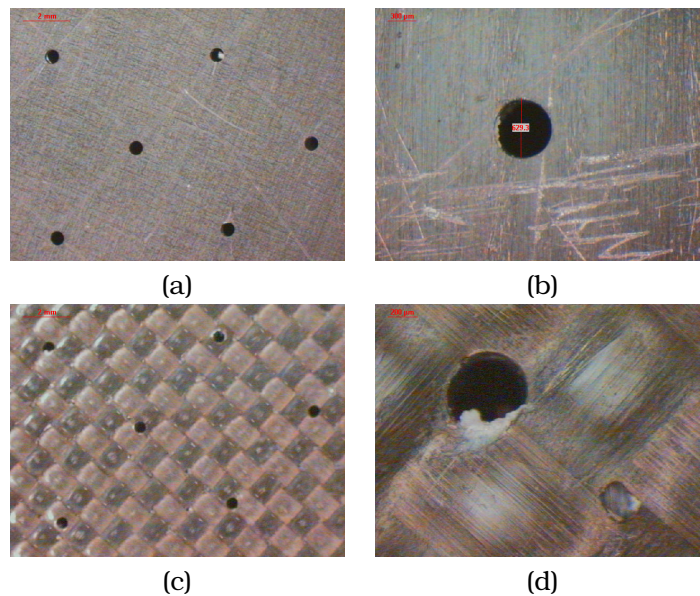


FIGURE 1.9 – Photographies au microscope optique de micro-perforations usinées au foret dans des peaux fabriquées par TAS : (a) et (b) de type nappe ; (c) et (d) de type tissu. Échelle des images (a) et (c) : 2 mm. Échelle des images (b) et (d) : 100 μm .

1.1.2.2 Revue bibliographique

La revue bibliographie établie ici traite des études de panneaux micro-perforés flexibles, comme représentés sur les schémas de la figure (1.10).

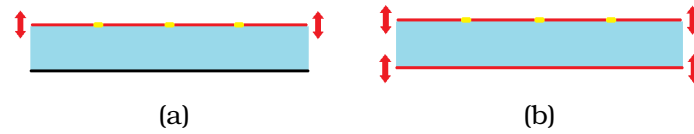


FIGURE 1.10 – Plaques micro-perforées flexibles couplées à une cavité refermée sur sa face arrière par (a) une paroi rigide et (b) une paroi flexible.

Plaque micro-perforée flexible : Dans ce paragraphe, les études référencées portent sur l'effet de la vibration d'une structure micro-perforée sur ses propriétés acoustiques (cf. figure (1.10a)).

En 1994, W. Frommhold et al. [14] s'intéressent à l'étude expérimentale de cavité de résonateur sur laquelle une membrane, perforée ou non, a été collée. Ils ont ainsi mis en évidence sur la courbe du coefficient d'absorption calculé, deux résonances correspondant au résonateur et à la membrane.

Une excitation acoustique de faible niveau peut induire par couplage vibro-acoustique, des vibrations de la plaque micro-perforée. Cela se traduit par l'apparition de plusieurs pics sur la courbe d'absorption acoustique mesurée en tube d'impédance par T. Bravo et al. en 2012 [15] (cf. figure 1.11).

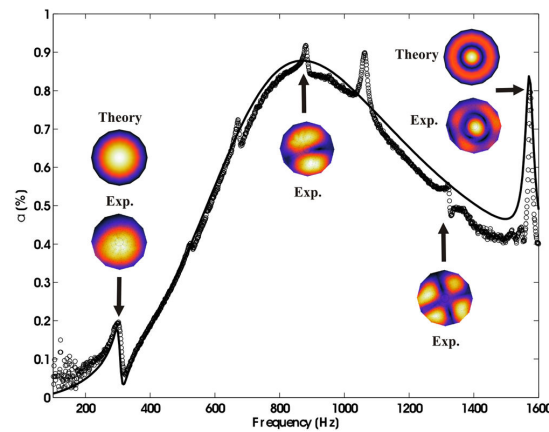


FIGURE 1.11 – Mesure en tube d'impédance et estimation du coefficient d'absorption d'un disque micro-perforé de fine épaisseur. Mesure et prédiction de la vitesse de ce disque à ses fréquences de résonance. Mise en relation des maxima locaux d'absorption aux modes du disque. D'après [15].

En 2002, D. Takahashi et M. Tanaka [16] calculent l'effet de l'élasticité de la

plaque sur son absorption acoustique. Pour ce faire, ils utilisent le modèle à sept paramètres de Biot [17]. L'élasticité de la plaque engendre sa vibration par couplage vibro-acoustique. Lorsque cet effet est pris en compte, il modifie l'amplitude du pic d'absorption et le décale en fréquence.

En 2005, Y. Y. Lee et al. [18] calculent le coefficient d'absorption d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité acoustique formée par une boîte. Pour ce faire, ils projettent les modes acoustiques de la cavité sur les modes propres d'une plaque classique. Les résultats obtenus sont comparés avec des essais en tube d'impédance. Les conclusions sont que le pic d'absorption lié à la vibration de la plaque micro-perforée peut cacher le pic d'absorption lié à l'effet résonateur acoustique des trous (cf. figure (1.12b)), en modifiant les paramètres tels que l'épaisseur, le diamètre des trous et la distance entre eux. Contrairement à T. Bravo et al. [15], Y. Y. Lee et al. [18] observent que la déformée propre du mode du panneau n'a pas d'influence sur le pic d'absorption dû à l'effet de vibration. L'amortissement structural du panneau peut améliorer les performances en terme d'absorption acoustique aux fréquences comprises entre les deux pics de fréquence de la figure (1.12a,c).

Dans un autre article de 2005, Lee et al. [19] prennent en compte trois effets dans le calcul de l'impédance acoustique d'une plaque micro-perforée flexible : la vibration de la plaque, la dissipation acoustique apportée par les micro-perforations et l'effet résonateur acoustique induit par la cavité. Ils utilisent pour calculer les propriétés acoustiques du système, le modèle de D.-Y. Maa [20] ainsi qu'un schéma électrique équivalent dans lequel figurent les impédances relatives à chaque effet pris en compte : Z'_{perf} pour les micro-perforations, Z_p pour la vibration du panneau et Z_c pour l'effet du résonateur. Ces éléments sont mis en parallèle et l'impédance acoustique normalisée combinée Z_{com} s'écrit

$$Z_{\text{com}} = \frac{Z'_{\text{perf}} Z_p Z_c}{Z'_{\text{perf}} Z_p + Z'_{\text{perf}} Z_c + Z_c Z'_{\text{perf}}}. \quad (1.3)$$

En 2007 [21] puis en 2012 [22], Y. Y. Lee et al. étudient l'absorption acoustique de panneaux micro-perforés courbes. Les résultats montrent qu'en optimisant le rayon de courbure, il est possible d'améliorer cette absorption.

L'excitation acoustique d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité peut ainsi provoquer sa vibration. Cette vibration influence les propriétés d'absorption du matériau par une apparition d'un pic sur la courbe de son coefficient d'absorption. L'emplacement de ce pic dépend de l'épaisseur de la cavité arrière.

Cavité fermée par une plaque flexible : En 2012, T. Bravo et al. [23] utilisent l'approche modale pour étudier l'absorption et la perte par transmission acoustiques d'un panneau micro-perforé de taille finie, couplé à une cavité d'air et à une plaque mince (figure (1.10b)). Les auteurs réalisent des tests en salle anéchoïque : le système est excité par une onde acoustique incidente provenant d'un haut parleur et la vibration des deux plaques est mesurée. Ils observent alors que la vibration de la plaque non perforée est plus importante que celle de la plaque avec les trous.

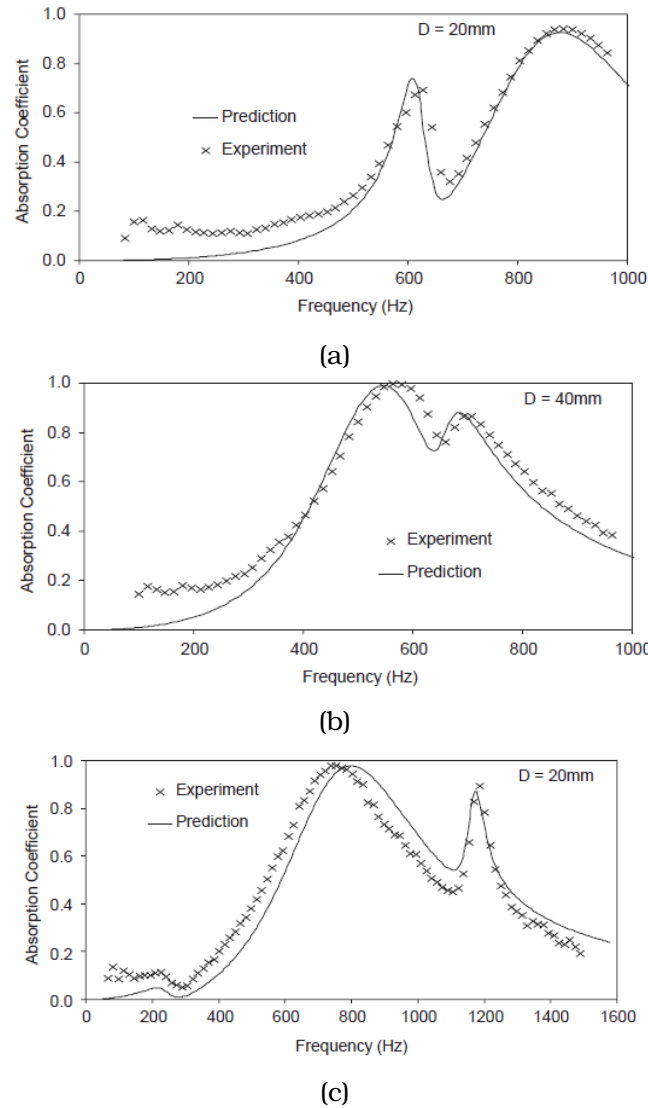


FIGURE 1.12 – Coefficient d'absorption prédit et mesuré d'une plaque micro-perforée flexible couplée à des cavités de différentes épaisseurs D : (a) $D = 20\text{mm}$, (b) $D = 40\text{mm}$ et (c) $D = 80\text{mm}$. D'après [18].

Autres agencements : En 2012, L. Maxit et al. [24] s'intéressent au comportement d'une structure micro-perforée placée dans un environnement vibro-acoustique complexe. Les auteurs utilisent la méthode des fonctions de transfert par pavé (Patch Transfer Function (PTF)). La méthode est testée et validée avec des essais expérimentaux sur une plaque micro-perforée placée à l'intérieur d'une cavité parallélépipédique de dimensions connues.

L'observation de la vibration de plaques micro-perforées est étudiée dans la littérature afin de connaître son influence sur les propriétés acoustiques de la structure

traitée. L'originalité du travail présenté ici porte sur l'étude de l'efficacité des micro-perforations à réduire les vibrations d'une structure excitée par une onde acoustique. Elle passe par la quantification d'une diminution de la charge appliquée à la structure et la quantification d'une possible augmentation de son amortissement structural. Ces deux effets sont induits par la dissipation énergétique apportée par les micro-perforations.

1.2 Analyse du problème et organisation de l'étude

1.2.1 Description des sources d'excitation

L'environnement acoustique auquel est soumis le réflecteur d'antenne de satellite est diffus et de fort niveau. La pression excitatrice s'applique sur les deux faces de la structure, c'est pourquoi on considère que la structure est excitée par deux champs diffus décorrélés appliqués sur chaque face. En acoustique du bâtiment [4], un tel champ est classiquement modélisé en superposant une infinité d'ondes planes venant de tous les angles d'incidence θ . Il suffit donc de définir les champs de pression nécessaires au calcul pour toutes les incidences obliques (θ varie de 0 à π ou $\frac{\pi}{2}$ rad), et d'intégrer selon l'angle d'incidence θ .

C'est en fait la différence de pression ΔP de part et d'autre du panneau, qui agit sur le panneau. Pour une onde plane, elle s'exprime comme la somme de deux termes : la différence de pression bloquée et la différence de pression induite par le couplage fluide-structure :

$$\Delta P = \Delta P_b + \Delta P_{f/s}. \quad (1.4)$$

Nous appelons pression bloquée la pression acoustique observée en paroi du panneau lorsque celui-ci est rigide. La pression due au couplage fluide-structure est égale à la pression rayonnée lorsque la structure n'a pas de traitement acoustique :

$$\Delta P_{f/s} = \Delta P_{\text{ray}}. \quad (1.5)$$

La pression rayonnée est la pression induite par la vibration de la structure. Il est possible de considérer le fluide dans lequel est placé la structure comme léger. Ainsi, le couplage entre la vibration de la structure et le fluide est supposé faible et la différence de pression rayonnée ΔP_{ray} peut être négligée. Sous l'hypothèse d'un couplage fluide-structure faible, la différence de pression bloquée ΔP_b de part et d'autre du panneau peut alors être considérée comme l'excitation responsable de la vibration de la structure.

Le réflecteur d'antenne de satellite est également soumis à une excitation solidienne causée par les vibrations transmises depuis les réacteurs dans toute la structure du lanceur. L'excitation s'applique aux points d'attache du réflecteur d'antenne et peut s'exprimer par une distribution d'efforts $\sum_i^3 F \delta_i (\vec{r} - \vec{r}_i)$, où i correspond au point d'attache, généralement au nombre de 3.

1.2.2 Effet des sources sur le réflecteur d'antenne de satellite non micro-perforé

L'équation du mouvement de la structure (l'indice p faisant référence à un panneau sandwich NIDA) peut ainsi s'écrire

$$\mathcal{M}_p \ddot{w} + \mathcal{C}_p \dot{w} + \mathcal{K}_p w = \Delta P_b + \sum_i^3 F \delta_i (\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (1.6)$$

où $\mathcal{M}_p$, $\mathcal{C}_p$ et $\mathcal{K}_p$ sont respectivement des opérateurs de masse, amortissement et raideur de la structure. Le déplacement est représenté par w défini sur un maillage de la structure. Le second membre de l'équation (1.6) est constitué d'efforts par unité de surface, avec ΔP_b la différence de pression bloquée de part et d'autre de la structure et $\sum_i^3 F \delta_i (\vec{r} - \vec{r}_i)$ la distribution des forces sur celle-ci induite par trois points de fixation.

La mobilité Y_p du réflecteur d'antenne est le rapport de sa vitesse $\dot{w}$ sur l'effort injecté en tous points du système :

$$Y_p = \frac{\dot{w}}{\Delta P_b}. \quad (1.7)$$

1.2.3 Effet des sources sur le réflecteur d'antenne de satellite micro-perforé

La présence des micro-perforations sur le panneau sandwich NIDA induit deux effets :

1. le premier effet est acoustique : le terme source ΔP_b de l'équation (1.6) est modifié par l'intermédiaire du coefficient de réflexion R de la paroi traitée par micro-perforations ;
2. le second effet est de nature vibro-acoustique : la vibration de la structure est modifiée par un mécanisme de couplage fluide-structure.

On se propose de modéliser séparément les deux effets cités, selon le schéma bloc de la figure (1.13).

Dans le bloc qui correspond au modèle acoustique, on s'intéresse au chargement acoustique γ , défini comme le rapport de la pression bloquée sur la pression incidente. Lorsque la structure est micro-perforée, le chargement acoustique est réduit par un mécanisme d'absorption, purement acoustique. Cette réduction peut être étudiée avec le panneau sandwich NIDA supposé immobile et indéformable. L'enjeu est ici de modéliser la pression bloquée sur les deux faces du panneau pour calculer le chargement acoustique de la structure. La comparaison des chargements acoustiques obtenus sans et avec micro-perforations permet d'obtenir la modification de chargement acoustique et d'en déduire son effet sur la vibration de la structure. Ce calcul est développé dans le chapitre 2 de la thèse.

Dans le bloc correspondant au modèle vibro-acoustique, le panneau sandwich NIDA est mobile. Excité par la différence de pression bloquée ΔP_b de part et d'autre de

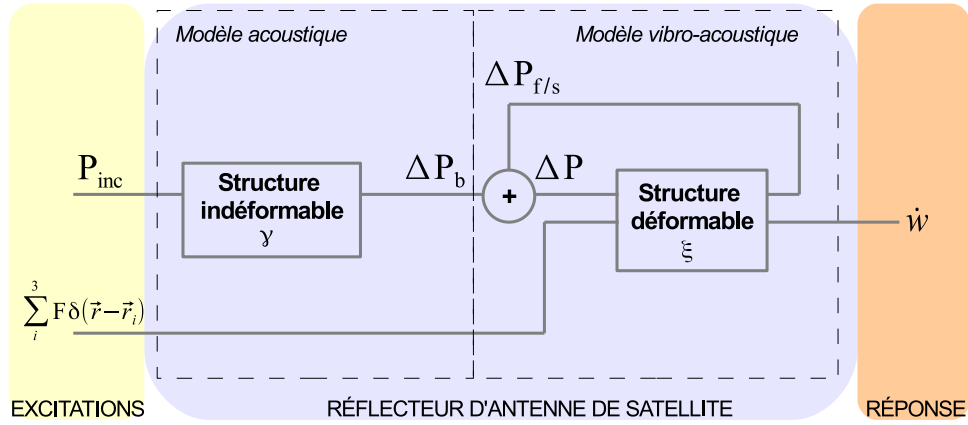


FIGURE 1.13 – Schéma bloc des mécanismes décomposés intervenant dans la réduction du niveau vibratoire de la structure micro-perforée.

la structure et la force F , il vibre avec un champ de vitesse vibratoire $\dot{w}$. Cette vibration génère une différence de pression induite par le couplage fluide-structure :

$$\Delta P_{f/s} = \Delta P_{\text{ray}} + \Delta P_{\text{dissip}} \quad (1.8)$$

où ΔP_{ray} est la différence de pression rayonnée négligée sous hypothèse de fluide léger et ΔP_{dissip} est la différence de pression dissipée par les micro-perforations. Lorsque la structure est micro-perforée, des phénomènes de couches limites vont s'ajouter dans les trous. Pour cette raison, on peut supposer que le couplage entre le fluide et la structure est plus important pour la structure micro-perforée qu'en l'absence de trous.

L'équation du mouvement de la structure micro-perforée s'écrit ainsi

$$\mathcal{M}_p \ddot{w} + \mathcal{C}_p \dot{w} + \mathcal{K}_p w = \Delta P_b + \Delta P_{\text{dissip}} + \sum_i^3 F \delta_i (\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (1.9)$$

Les termes ΔP_b des équations (1.6) et (1.9) sont différents. La réponse $\dot{w}$ de la structure micro-perforée est donc différente et elle est quantifiée à la fin des deux chapitres qui suivent.

1.3 Annonce du plan

Le document est articulé selon quatre chapitres.

Le chapitre 2 concerne la caractérisation des propriétés d'absorption acoustique en incidences normale et oblique du matériau sandwich NIDA dont une peau est micro-perforée. Des calculs numériques à partir d'un modèle analytique sont comparés à des

mesures d'impédance de surface sous incidence normale en tube d'impédance. L'absorption acoustique du matériau, après optimisation des paramètres du traitement, permet le calcul de la charge acoustique appliquée par la pression sur le réflecteur d'antenne de satellite. La comparaison des cas sans et avec traitement par micro-perforations fournit la modification de charge acoustique, dans le cas d'une excitation par une onde plane d'incidence oblique.

Dans ce chapitre également est abordé la question des propriétés acoustiques des micro-perforations sous fort niveau d'excitation.

Le troisième chapitre porte sur l'amortissement vibratoire ajouté induit par la micro-perforation d'une peau du panneau sandwich NIDA. Un modèle discret de l'amortissement vibratoire à l'échelle d'une cellule NIDA micro-perforée est proposé. Après homogénéisation de cet amortissement à une échelle mésoscopique, il est possible d'obtenir un amortissement équivalent réparti sur la structure continue. Les résultats numériques sont comparés à des analyses modales expérimentales de panneaux sandwich NIDA micro-perforés et non micro-perforés dans l'air. Des essais vibratoires dans un environnement de pression statique contrôlée sont également réalisés sur des structures similaires.

Le chapitre 4 porte sur la proposition d'un autre traitement par micro-perforation qui consiste à perforer les deux peaux du réflecteur d'antenne de satellite. Ceci pose des difficultés car les trous modifient les conditions de réflexion des ondes électromagnétiques sur l'antenne. Dans ce chapitre, la modification de chargement acoustique est calculée pour une excitation par un champ diffus.

Chapitre 2

Modification de la charge acoustique par micro-perforations

L'effet auquel on s'intéresse ici est purement acoustique : il s'agit de décrire comment les micro-perforations modifient le champ de pression acoustique s'exerçant sur la surface du panneau. Comme on s'intéresse uniquement à un phénomène acoustique que l'on suppose ne pas être influencé par la vibration de la structure, nous considérons que celle-ci est indéformable dans l'ensemble de ce chapitre. Le traitement étudié concerne la micro-perforation d'une seule face du réflecteur d'antenne de satellite, la face dite passive, non exposée aux ondes électromagnétiques lors du fonctionnement de l'antenne.

Une revue bibliographique des méthodes de calcul de l'impédance acoustique en régime linéaire de plaques micro-perforées est d'abord menée et permet l'établissement d'un modèle d'impédance de paroi utilisé par la suite. Ce modèle est comparé à des mesures du coefficient d'absorption acoustique en incidence normale dans un tube d'impédance.

La pression acoustique appliquée sur la paroi du panneau sandwich NIDA, lorsque celle-ci est traitée par micro-perforations, est estimée au moyen de ce modèle d'impédance de paroi. La réduction de pression pariétale obtenue permet alors d'estimer la réduction de réponse vibratoire.

Les modifications apportées pour les forts niveaux (régime acoustique non linéaire) sont abordées expérimentalement dans la dernière partie de ce chapitre. Elles permettent de se rapprocher des conditions réelles dans la coiffe du lanceur.

2.1 Revue bibliographique

Les micro-perforations ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales. Une plaque micro-perforée est souvent couplée à une cavité dans le but d'induire un effet résonateur accordé à une fréquence qui dépend des dimensions de

la cavité. Les principaux modèles de calcul de l'impédance acoustique d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité (cf. figure (2.1a)) sont présentés dans une première partie.

Dans une seconde partie, l'étude bibliographique de différents agencements est faite : une plaque micro-perforée couplée à une cavité sub-divisée (cf. figure (2.1b)), deux plaques micro-perforées couplées à une cavité subdivisée (cf. figure (2.1d)) et des systèmes multi-couches de plaques micro-perforées et cavités d'air.

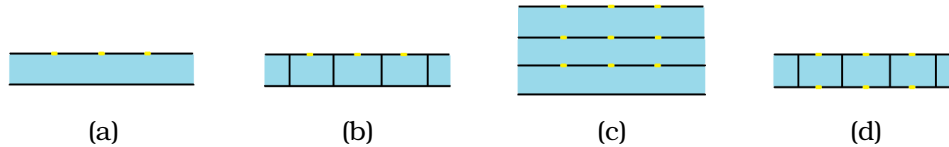


FIGURE 2.1 – Peau micro-perforée couplée à une simple cavité (a), à une cavité subdivisée (b). Multi-couches de peaux micro-perforées et de cavités (c). Peaux micro-perforées couplées à une cavité subdivisée (d).

2.1.1 Méthodes de calcul de l'impédance acoustique de plaque micro-perforée couplée à une cavité

Dans ce paragraphe sont présentées deux approches de calcul d'impédance acoustique d'une micro-perforation. Après moyennage sur la surface de la plaque, il est possible d'obtenir une expression de l'impédance acoustique d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité fermée par une paroi rigide. Les deux approches seront comparées par la suite.

2.1.1.1 Impédance d'une micro-perforation

Les deux approches présentées pour l'établissement de l'impédance acoustique d'une micro-perforation sont la propagation en tubes fins en grande partie développée par D.-Y. Maa et l'approche en fluide équivalent utilisant la théorie de Biot.

Approche de type propagation en tubes fins : Les premiers travaux concernant l'acoustique des orifices sont initiés par I. B. Crandall en 1926, qui considère la propagation acoustique dans une micro-perforation comme à travers un tube fin de taille infinie [25]. La théorie proposée relie le phénomène d'écoulement de Poiseuille et le flux créé par l'oscillation d'un piston en acoustique. I. B. Crandall propose des termes correctifs sur la masse d'air contenue dans un orifice, basés sur la théorie de Rayleigh. Le régime acoustique qu'il considère est linéaire.

En 1952, G.B. Thurston [26] reprend les travaux de I. B. Crandall et propose une expression de l'impédance acoustique d'un orifice d'épaisseur finie.

M. R. Stinson [27] réalise en 1985 des mesures de résistance et de réactance acoustiques d'orifices usinés dans des plaques minces, en tube d'impédance. Il observe l'influence des dimensions de la perforation sur l'impédance acoustique et compare les résultats avec la théorie proposée par Thurston [26]. En 1991, M. R. Stinson [28] simplifie la théorie générale de Kirchhoff [29] de la propagation du son dans un tube circulaire pour des perforations dont le rayon r est supérieur à 10^{-3} cm et pour des fréquences telles que $rf^{3/2} < 10^6$ cm.s $^{-3/2}$. Dans ce cas, les effets de viscosité et de conductivité thermique sont considérés séparément. Cette solution approchée est proposée par C. Zwikker et C. W. Kosten [30]. En observant que la pression sonore est constante dans chaque tranche transverse du tube et que cette pression est du même ordre que l'excès de densité, M. R. Stinson propose une théorie généralisée de la propagation du son dans les tubes étroits et larges.

L'approche qui nous intéresse dans ce chapitre s'inspire des travaux cités précédemment. Elle est proposée par D.-Y. Maa [2, 20, 31, 32, 33] en 1975 et développée pendant une trentaine d'année.

Afin d'établir son modèle d'impédance de plaque micro-perforée, Maa [2] part de quatre équations fondamentales :

- l'équation de Navier-Stokes,
- l'équation de conservation de la masse,
- l'équation de conduction de la chaleur,
- l'équation d'état du gaz.

Ces équations sont présentées dans l'annexe A sous leur forme complète, puis simplifiées et linéarisées afin d'obtenir une expression du rapport de la différence de pression acoustique de part et d'autre de la perforation $\Delta p = p_1 - p_2$ (cf. figure (2.2)) et de la vitesse acoustique. La vitesse acoustique varie d'une extrémité du trou à l'autre et peut s'écrire sous la forme de deux composantes de directions radiale et axiale. La micro-perforation étant fine, la composante radiale est négligée. Son rayon étant petit, la vitesse axiale moyenne $\langle u_{\text{perf}} \rangle$ sur la surface du trou (cf. figure (2.2)) est finalement utilisée dans l'expression de l'impédance acoustique d'une perforation car elle ne dépend pas de la coordonnée axiale. Sous l'hypothèse que les fréquences de l'étude sont inférieures à la fréquence du premier mode radial du tube formé par l'orifice, la vitesse axiale moyenne $\langle u_{\text{perf}} \rangle$ est liée à la différence de pression $\Delta p = p_1 - p_2$ entre les deux extrémités du tube fin que constitue le trou, par la relation suivante [12] :

$$\langle u_{\text{perf}} \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi r u_z dr \quad (2.1)$$

où a est le rayon de l'orifice et r l'axe radial du cylindre. La relation (2.1) définit celle de l'impédance de la perforation :

$$Z_{\text{perf}_0} = \frac{\Delta p}{\langle u_{\text{perf}} \rangle} = j\omega\rho_0 \left(\frac{t}{1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})}} \right) \quad (2.2)$$

dont Maa donne une expression simplifiée :

$$Z_{\text{perf}_{\text{Maa}}} = \frac{32\nu\rho_0 t}{d^2} \sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + j\omega\rho_0 t \left(1 + \frac{1}{\sqrt{32 + \frac{x^2}{2}}} \right) \quad (2.3)$$

où $x = \sqrt{\frac{\rho_0 \omega}{\mu}}$, $\nu = \frac{\mu}{\rho_0}$ est la viscosité cinématique et μ la viscosité dynamique. t correspond à l'épaisseur de la perforation et d son diamètre. L'indice 0 dans Z_{perf_0} est utilisé pour désigner une version non corrigée (0) de l'impédance.

L'expression (2.3) est obtenue par une approximation des fonctions de Bessel proposée par B. Crandall [25] en 1927. Pour de petite et grande valeurs de x , l'impédance acoustique d'une micro-perforation tend vers

$$\begin{aligned} Z_{\text{perf}_{\text{Maa}}} &\rightarrow \frac{4}{3}j\omega\rho_0 t + \frac{32\nu\rho_0 t}{d^2}, & \text{pour } x < 1, \\ &\rightarrow j\omega\rho_0 t + \frac{4\nu\rho_0 t}{d} \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} (1 + j), & \text{pour } x > 10. \end{aligned}$$

A partir de ces expressions, D.-Y. Maa [33] propose une approximation valide pour tous x .

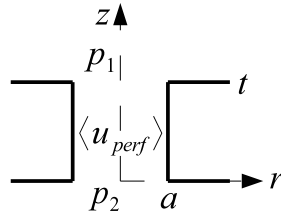


FIGURE 2.2 – Schéma d'une micro-perforation. Notations relatives à la pression acoustique de part et d'autre du trou (p_1 est observé en $z = t$ et p_2 en $z = 0$) et à la vitesse acoustique axiale moyenne à l'intérieur.

D'une manière plus générale, l'impédance d'une micro-perforation s'écrit comme la somme d'un terme réel, correspondant aux effets résistifs, et d'un terme imaginaire qui décrit les effets réactifs de l'air dans la micro-perforation :

$$Z_{\text{perf}} = R_{\text{perf}} + j\omega M_{\text{perf}}. \quad (2.4)$$

Approche de type fluide équivalent : En 1949, C. Zwikker et C. W. Kosten [30] proposent de modéliser une plaque micro-perforée comme un matériau poreux équivalent. L'approche utilisée découple les effets visqueux et thermiques dans les micro-perforations, par la définition de deux grandeurs complexes qui dépendent de la fréquence :

- une masse volumique équivalente $\tilde{\rho}_e$ qui modélise les interactions visqueuses et inertielles entre le squelette et le fluide,

- un module de compressibilité K' qui caractérise les interactions thermiques.

Cette méthode est reprise et étendue dans la thèse de J. Kergomard en 1981 [34] et par les travaux de M. R. Stinson en 1991 [28]. L'impédance de la micro-perforation d'épaisseur t s'écrit :

$$Z_{\text{perf}_0} = -j\sqrt{\tilde{\rho}_e(\omega)K'(\omega)}\tan\left(\omega\sqrt{\frac{\tilde{\rho}_e(\omega)}{K'(\omega)}}t\right). \quad (2.5)$$

Dans l'expression (2.5), il est possible de reconnaître la célérité $\sqrt{\frac{\tilde{\rho}_e(\omega)}{K'(\omega)}}$ et l'impédance $\sqrt{\tilde{\rho}_e(\omega)K'(\omega)}$ de l'air dans le matériau. Les termes de masse volumique et de compressibilité complexes sont en fait donnés par le modèle de fluide équivalent de Johnson-Champoux-Allard (JCA) [17] qui utilise la théorie de Biot, qui utilise cinq paramètres que sont :

- la porosité ϕ ,
- la résistivité au passage de l'air σ ,
- la tortuosité α_∞ ,
- la longueur caractéristique thermique ℓ_h ,
- la longueur caractéristique visqueuse ℓ_v .

M. R. Stinson et Y. Champoux [35] utilisent également la théorie de Biot [17] en 1992 pour caractériser des matériaux poreux dont les pores sont alignés et parallèles.

En 2007, N. Atalla et F. Sgard [36] utilisent l'approche de Johnson-Champoux-Allard [17] pour modéliser un panneau micro-perforé rigide de taille infinie, couplé à une couche de fluide, comme un fluide équivalent avec une tortuosité dynamique α_∞ qui dépend du milieu avec lequel le système micro-perforé est couplé. La tortuosité d'un matériau est directement liée à la géométrie de son squelette. Ils font l'hypothèse que les interactions thermiques dans le matériau équivalent sont négligeables de par son épaisseur fine et la forme des pores. C'est pourquoi le module de compressibilité K' défini plus haut n'apparaît pas dans l'expression de l'impédance acoustique d'une micro-perforation.

Sur la figure (2.2), l'impédance en $z = t$ de la micro-perforation est définie par

$$Z_{\text{perf}_{\text{Biot}}} = j\omega\tilde{\rho}_e t \quad (2.6)$$

où ω est la pulsation, t l'épaisseur de la perforation et ϕ le taux de perforation (ou aussi porosité). Le terme $\tilde{\rho}_e$ correspond à la densité effective complexe de la plaque micro-perforée, qui s'écrit

$$\tilde{\rho}_e = \rho_0\alpha_\infty\left(1 + \frac{\sigma\phi}{j\omega\rho_0\alpha_\infty}G_J(\omega)\right), \quad (2.7)$$

où

$$G_J(\omega) = \left(1 + j\frac{4\omega\rho_0\alpha_\infty^2\mu}{\sigma^2\phi^2\ell_v^2}\right)^{1/2}. \quad (2.8)$$

Dans les équations (2.7) et (2.8), les termes σ et μ sont respectivement la résistivité au passage de l'air du matériau micro-perforé et la viscosité dynamique de l'air. La résistivité au passage de l'air d'un matériau micro-perforé peut s'exprimer en fonction de la porosité ϕ [36] :

$$\sigma = \frac{8\mu}{\phi a^2} \quad (2.9)$$

avec a le rayon d'une micro-perforation.

Par exemple, si la plaque micro-perforée est couplée à une couche d'air, alors la tortuosité équivalente est définie par

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{2\varepsilon}{t} \quad (2.10)$$

où ε est une correction, qui peut être celle proposée par U. Ingard [37] et reprise par L. Jaouen et F.-X. Bécot [1] et t est l'épaisseur de la plaque. Si la plaque micro-perforée est couplée à un poreux,

$$\alpha_\infty = 1 + \frac{\varepsilon}{t} (1 + \Re\{\tilde{\alpha}_p\}) \quad (2.11)$$

où $\Re\{\tilde{\alpha}_p\}$ est la partie réelle de la tortuosité du matériau poreux.

2.1.1.2 Impédance d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité

A partir de l'impédance d'une micro-perforation isolée, il est possible d'obtenir l'expression d'une impédance de plaque micro-perforée Z_{peau} par l'introduction du taux de perforation. Cette impédance s'écrit comme le rapport de la différence de pression de part et d'autre de la plaque, appelée peau ici, et de la vitesse acoustique totale moyenne $\langle u_{\text{tot}} \rangle$ sur la plaque :

$$Z_{\text{peau}} = \frac{\Delta p}{\langle u_{\text{tot}} \rangle}. \quad (2.12)$$

Dans l'expression (2.12), la vitesse totale moyenne au niveau de la plaque micro-perforée s'écrit

$$\langle u_{\text{tot}} \rangle = \frac{1}{S_p} \sum_{j=1}^{n_{\text{perf}}} S_{f_j} \langle u_j \rangle \quad (2.13)$$

où S_{f_j} est la surface du trou j et n_{perf} le nombre de perforations sur la structure et où S_p est la surface sur laquelle le moyennage est effectué. Les micro-perforations sont toutes de même diamètre. L'équation (2.13) devient donc

$$\langle u_{\text{tot}} \rangle = \frac{n_{\text{perf}} S_f}{S_p} \langle u_{\text{perf}} \rangle. \quad (2.14)$$

Le taux de perforation ϕ est le paramètre d'homogénéisation et s'exprime comme le rapport de la surface ouverte de la plaque sur sa surface totale

$$\phi = \frac{n_{\text{perf}} S_f}{S_p}. \quad (2.15)$$

L'impédance acoustique de la plaque micro-perforée s'exprime donc simplement comme le rapport de l'impédance d'une micro-perforation et du taux de perforation

$$Z_{\text{peau}} = \frac{Z_{\text{perf}}}{\phi}. \quad (2.16)$$

La plaque micro-perforée peut être couplée à une cavité d'épaisseur D , refermée par une plaque indéformable et immobile sur laquelle la vitesse acoustique normale est nulle. L'impédance de surface à l'entrée d'une telle cavité s'écrit [38]

$$\begin{aligned} Z_{\text{cav}} &= \frac{p_2}{\langle u_{\text{tot}} \rangle} \\ &= -j\rho_0 c_0 \cot(k_0 D). \end{aligned} \quad (2.17)$$

L'impédance de surface Z_s du système constitué de la plaque micro-perforée couplée à la cavité et refermée par une paroi rigide est définie par

$$Z_s = \frac{p_1}{\langle u_{\text{tot}} \rangle}. \quad (2.18)$$

L'indice s dans Z_s désigne le mot "surface". Or on sait que

$$Z_{\text{peau}} = \frac{p_1}{\langle u_{\text{tot}} \rangle} - \frac{p_2}{\langle u_{\text{tot}} \rangle} \quad (2.19)$$

et ainsi par identification on obtient

$$Z_s = Z_{\text{peau}} + Z_{\text{cav}}. \quad (2.20)$$

Plus récemment, T. Dupont [39] reprend le modèle développé par D.-Y. Maa et l'applique au calcul de la transparence acoustique de plaques micro-perforées. De plus, il propose une approche simplifiée sur la base d'approximations basses fréquences pour modéliser la propagation acoustique dans des tubes fins sans limitation d'épaisseur. Sa méthode de calcul permet la considération de plaques micro-perforées très fines (inférieures au millimètre) ou très épaisses (de l'ordre du centimètre).

2.1.2 Corrections sur l'impédance acoustique d'une micro-perforation

Le couplage entre trou et milieu extérieur peut être pris en compte au moyen de correction de l'impédance acoustique. Cette correction constitue généralement une modification de la longueur réelle de la perforation. Cette correction et son origine sont expliquées dans les deux paragraphes qui suivent.

2.1.2.1 Correction sur la réactance

Correction due au rayonnement : La masse d'air contenue dans la micro-perforation oscille et rayonne ainsi de part et d'autre de la peau. Ce rayonnement est à prendre en compte dans l'expression de l'impédance de perforation car il modifie parties réactive et résistive. En effet, la masse d'air embarquée lors de l'oscillation est en réalité

plus importante que celle contenue simplement dans le trou, donnant lieu à des effets de masse et d'amortissement ajoutés. Le terme correctif le plus communément utilisé est obtenu à partir de l'impédance de rayonnement d'un piston bafflé, donnée par Rayleigh [40] sous la forme :

$$Z_{\text{ray}} = \eta(k_0 a)^2 + j\zeta k_0 a, \quad (2.21)$$

avec a le rayon de la perforation et deux paramètres η et ζ dépendant de la forme exacte au bord de la perforation. Ici, les terminaisons sont considérées avec des bords parfaitement perpendiculaires. L'expression de l'impédance de rayonnement devient

$$Z_{\text{ray}} = \frac{(k_0 a)^2}{2} + j \frac{8k_0 a}{3\pi}. \quad (2.22)$$

Dans la suite, on fait l'hypothèse que les diamètres de perforation sont suffisamment petits et les fréquences de travail suffisamment basses pour que la condition $2(k_0 a)^2 \ll 1$ soit remplie. La partie réelle de l'impédance de rayonnement est alors négligée. Le terme restant est multiplié par deux car la perforation débouche sur deux espaces. Ce terme est alors ajouté à l'impédance de la micro-perforation. In fine, l'impédance corrigée s'écrit :

$$Z_{\text{perf}} = Z_{\text{perf}_0} + Z_{\text{ray}}. \quad (2.23)$$

Le conduit que constitue la micro-perforation débouche sur deux milieux de nature différente. En effet, une des terminaisons débouche sur un milieu semi-infini, alors que l'autre donne sur une cavité formée par la cellule NIDA. Cette dissymétrie n'est pas prise en compte par le terme correctif de Rayleigh. La cavité étant un espace clos, le mouvement de la masse d'air contenue dans l'orifice dépend de la géométrie de ce milieu. On peut considérer que cette masse est couplée à une raideur acoustique. Son inertie est ainsi réduite et la diminution de vitesse acoustique dans la perforation est plus importante du côté de la cavité que du côté de l'espace semi-infini. La thèse de J.-M. Roche [41] répertorie différents termes correctifs que l'on retrouve dans la littérature, pour les deux terminaisons du trou citées avant. Il remarque que U. Ingard reprend la correction de Rayleigh pour l'extrémité externe du tube et en introduit une autre pour l'extrémité interne, du côté de la cavité, dépendant du ratio entre le rayon de la micro-perforation a et le rayon de la cavité a_c . Cette formule n'est cependant valable que pour un ratio inférieur ou égal à 0.4 et s'écrit

$$Z_{\text{ray}_I} = \frac{16}{3\pi} \left(1 - 0.625 \frac{a}{a_c} \right). \quad (2.24)$$

R. L. Panton reprend cette expression et la généralise pour toutes valeurs de ratio en y ajoutant un terme dépendant de l'épaisseur D de la cavité. Cette correction est valable si D est négligeable devant la longueur d'onde et s'écrit alors :

$$Z_{\text{ray}_P} = \frac{16}{3\pi} \left(1 - 0.625 \frac{a}{a_c} \right) + \frac{1}{3} D \left(\frac{a}{a_c} \right)^2. \quad (2.25)$$

A. D. Pierce utilise les résultats de L. V. King pour un tube débouchant sur un espace semi-infini, pour lequel la correction de longueur est égale à $0.82a$. Il utilise également les résultats fournis par H. Levine concernant un tube débouchant sur un espace

clos, pour lequel la correction de longueur est égale à $0.61a$. Le rayonnement se traduit alors par une correction de longueur égale à $1.43a$, cette expression étant valable lorsque $k_0 d \ll 1$ [41].

La dissymétrie de la correction due au rayonnement n'est pas prise en compte dans le cadre de cette thèse.

Interactions entre les perforations : Le résultat donné par Rayleigh décrit le rayonnement d'un trou cylindrique débouchant dans un demi-espace limité par un plan infini. Or les micro-perforations sont espacées et réparties selon un certain schéma sur le plan. Elles rayonnent alors dans un espace d'une certaine forme.

En 1953, U. Ingard [37] étudie l'influence de la géométrie de la micro-perforation et de la cavité qui lui est couplée. Il montre que la correction à apporter sur la masse d'air contenue dans l'orifice, δ_i , dépend de la forme de cette orifice et de la forme de l'espace dans lequel il oscille. Sur la figure (2.4a), on rapporte les variations de la correction de U. Ingard en fonction du taux de perforation (noté ξ sur la figure) pour

1. une perforation circulaire raccordée à un tube de section circulaire,
2. une perforation circulaire raccordée à un tube de section carré,
3. un orifice de forme carrée raccordée à un tube de section carrée.

Le champ acoustique incident à la paroi micro-perforée peut être décrit par des lignes de flux. Lorsque ces lignes de flux sont proches d'un orifice, elles le traversent en son centre et sont distordues à ses bords de part l'oscillation de la masse d'air contenue dans le trou. Ce phénomène est représenté par la figure (2.3).

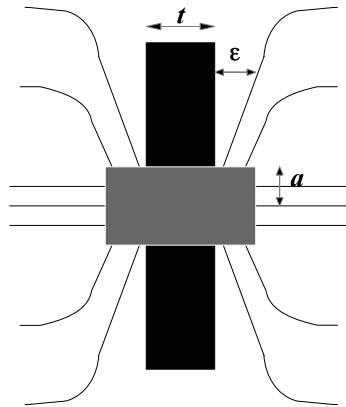


FIGURE 2.3 – Schéma en coupe d'une micro-perforation et du flux acoustique passant au travers. D'après [42].

A partir des travaux de U. Ingard [37] et de ceux de Atalla et Sgard [36] puis J.-F. Allard [17], L. Jaouen et F.-X. Bécot [1] définissent une fonction qui correspond à une longueur de correction ε , prenant en compte la distorsion du flux près des micro-perforations, représentée sur la figure (2.4b) :

$$\varepsilon = (1 - 1.13\zeta - 0.09\zeta^2 + 0.27\zeta^3) \frac{8a}{3\pi} \quad (2.26)$$

avec,

$$\zeta = 2\sqrt{\frac{\phi}{\pi}} \quad (2.27)$$

et ϕ le taux de perforation. Cette fonction est une approximation de la fonction donnée par U. Ingard [37] et visible sur la figure (2.4a), par un polynôme d'ordre 3. Lorsque le taux de perforation tend vers 0, le ratio ε/a tend vers la correction proposée par Rayleigh (cf. expression (2.22)). Sinon cette correction peut être apportée à la partie imaginaire M_{perf} de l'impédance donnée par le modèle de Maa :

$$Z_{\text{reac}} = 2j\omega\rho_0\varepsilon. \quad (2.28)$$

Les auteurs montrent que cette fonction correctrice donne lieu à une correction de la tortuosité dynamique de la peau micro-perforée (cf. équation (2.10)) si l'impédance acoustique de celle-ci est modélisée par le modèle de Johnson-Champoux-Allard.

T. H. Melling [43] s'intéresse également à l'interaction entre plusieurs orifices. Ce phénomène induit une modification de l'expression de l'impédance acoustique de la micro-perforation. En effet, le rayonnement de la masse et les effets visco-thermiques au niveau de la micro-perforation s'effectuent différemment si les orifices sont rapprochés car ces effets interfèrent entre eux. C'est ainsi que T. H. Melling introduit la fonction de Fok (cf. figure (2.4c)), qui s'applique à la correction de longueur de la partie réactive de l'impédance. Cette fonction s'écrit [13]

$$\psi'(\xi) = (1 + a_1\xi + a_2\xi^2 + \dots)^{-1} \quad (2.29)$$

où les premiers coefficients polynomiaux sont estimés empiriquement :

$$\begin{aligned} a_1 &= -1.4092, & a_2 &= 0, \\ a_3 &= 0.33818, & a_4 &= 0, \\ a_5 &= 0.06793, & a_6 &= -0.02287, \\ a_7 &= 0.03015, & a_8 &= 0.01641. \end{aligned} \quad (2.30)$$

La fonction de Fok dépend de

$$\xi = \frac{d}{D} \quad (2.31)$$

où d est le diamètre d'un orifice et D la distance avec les orifices voisins. La figure (2.4b) montre que plus les perforations sont rapprochées (plus ξ est grand), plus la fonction de Fok augmente, traduisant l'augmentation des interactions entre perforations. Si l'orifice est petit ou si la distance entre deux perforations est infinie, la fonction de Fok tend vers 1.

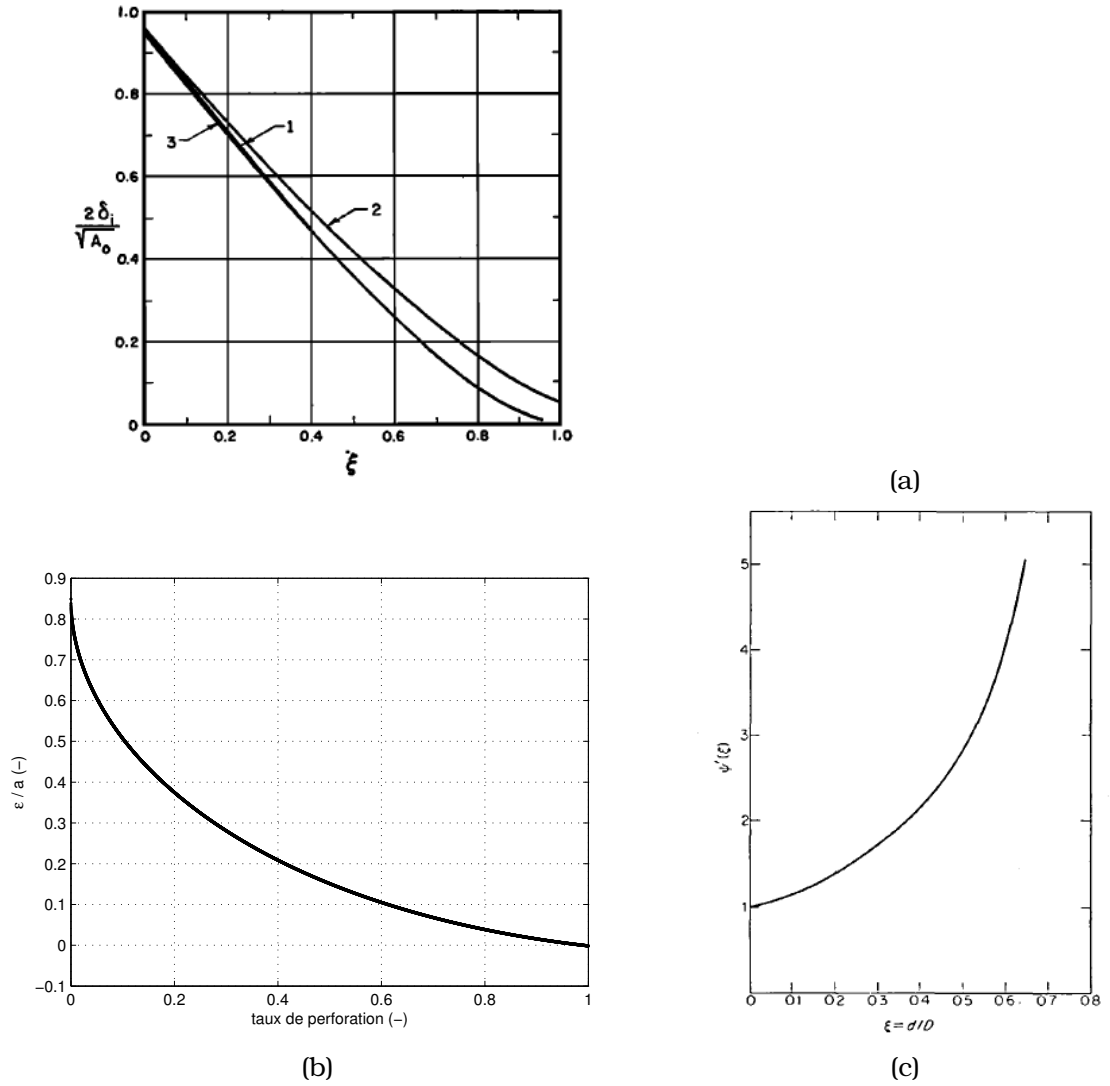


FIGURE 2.4 – (a) Correction de la masse (δ_i correspond à la masse d'air contenue dans l'orifice et A_0 à sa surface) calculée par U. Ingard pour des orifices circulaires et rectangulaires dans un tube en fonction du taux de perforation, noté ξ par l'auteur. (1) Perforation circulaire dans un tube circulaire. (2) Perforation circulaire dans un tube carré. (3) Perforation carrée dans un tube carré. D'après [37]. (b) Fonction de correction ε/a sur la réactance donnée par [1] en fonction du taux de perforation ϕ . (c) Fonction de Fok $\psi'(\xi)$ tracée en fonction du rapport entre le diamètre d d'un orifice et la distance entre deux orifices, notée D ici. D'après [43].

Cette fonction corrective s'applique à la correction liée à la partie réactive de l'impédance [13] de la manière suivante :

$$Z_{\text{reac}} = \frac{Z_{\text{ray}}}{\psi'(\xi)}. \quad (2.32)$$

Pour conclure, la correction apportée sur la réactance acoustique de la micro-perforation dépend de l'espace dans lequel rayonne la masse d'air, et donc elle dépend de la distance aux autres micro-perforations. Nous choisissons ici d'utiliser la correction proposée par U. Ingard [37] reprise par L. Jaouen et al. [1] (cf. équation (2.28)).

2.1.2.2 Correction sur la résistance

Les dimensions d'une micro-perforation sont de l'ordre de la taille des couches limites thermique et visqueuse. Ainsi, l'espace occupé par ces couches limites n'est pas négligeable, en comparaison avec l'espace dit libre, hors couches limites. Une correction due à la présence non négligeable des couches limites est alors à apporter sur la résistance acoustique.

Les phénomènes thermiques et visqueux induisent deux types de mouvement : un mouvement tourbillonnaire du à la diffusion de l'onde acoustique en cisaillement et un mouvement entropique du à la diffusion de la chaleur. A l'affleurement des parois, ces mouvements interagissent avec le mouvement acoustique provoqué par l'onde sonore qui se propage, provoquant des mécanismes réactifs et dissipatifs. En effet, les mouvements tourbillonnaire et entropique donnent lieu à des phénomènes de relaxation dans le volume du fluide, qui provoquent alors la dissipation de l'énergie acoustique dans ces couches limites [44].

Ces différents mécanismes induisent un effet de viscosité ajoutée sur le comportement acoustique de la micro-perforation, dont la correction sur la résistance acoustique R_{perf} est proposée par Maa [20] :

$$Z_{\text{res}} = 2\sqrt{2\omega\rho_0\mu}. \quad (2.33)$$

Ces phénomènes dus à la présence des couches limites s'observent sur la vitesse acoustique dans l'axe de la micro-perforation, définie par l'expression (A.19) obtenue dans l'annexe A. Sur la figure (2.5), les profils de vitesse calculés à partir de l'expression (A.19) en posant $\Delta p = 1$ Pa, sont tracés pour une micro-perforation de rayon 0.4 mm et d'épaisseur 1 mm, pour différentes valeurs de la fréquence. L'épaisseur des couches limites dépend de la fréquence (cf. figure (1.8)). Ainsi, à 50 et 100 Hz, la vitesse acoustique a un profil quasiment parabolique. A 500 Hz, le maximum d'amplitude pour la vitesse est plus faible qu'à 50 et 100 Hz. Le profil est également différent. Au centre du trou, la vitesse n'est plus maximale du fait que les couches limites sont d'épaisseur inférieure au rayon à cette fréquence. Cet effet est plus marqué à 1000 Hz. Les épaisseurs des couches limites thermique et visqueuse δ_h et δ_v , respectivement, sont notées dans le tableau (2.1) pour les quatre fréquences f considérées ici.

f (Hz)	50	100	500	1000
δ_h (mm)	0.37	0.26	0.12	0.08
δ_v (mm)	0.31	0.22	0.10	0.07

TABLE 2.1 – Valeur des épaisseurs des couches limites thermique et visqueuse pour quatre fréquences différentes.

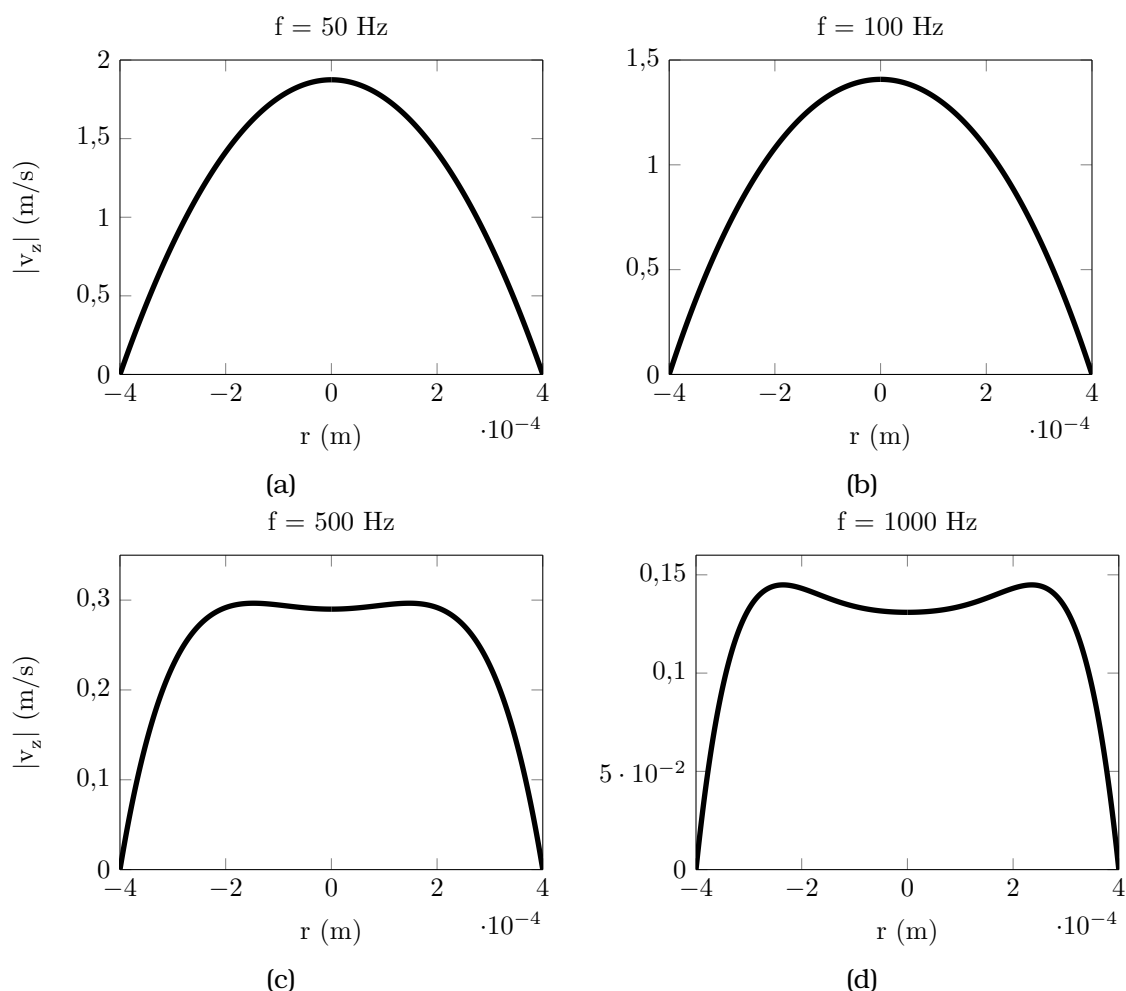


FIGURE 2.5 – Profils de la vitesse axiale, définie par l'expression (A.19) de l'annexe A, dans une micro-perforation de diamètre 0.8 mm et d'épaisseur 1 mm à différentes fréquences : (a) 50 Hz, (b) 100 Hz, (c) 500 Hz et (d) 1000 Hz. La différence de pression de part et d'autre de l'orifice est fixé à 1 Pa.

2.1.3 Caractérisation acoustique d'agencements faisant intervenir plaque micro-perforée et cavité

Les systèmes étudiés ici sont ceux représentés sur les figures (2.1b), (2.1c) et (2.1d).

2.1.3.1 Plaque micro-perforée couplée à une cavité subdivisée

L'étude des propriétés acoustiques de panneaux sandwich NIDA dont une face est micro-perforée est large dans la littérature. Un tel système revient à considérer une

plaque micro-perforée couplée à une cavité fermée par une paroi rigide. La cavité est alors subdivisée en plusieurs cavités plus petites, par la présence des cellules NIDA (cf. figures (2.1b) et (2.1d)).

J. Liu et D. W. Herrin [45] comparent le coefficient d'absorption d'un panneau micro-perforé couplé à une cavité simple et l'absorption du même panneau, couplé à une cavité subdivisée en plusieurs petites cavités (cf. figure (2.1b)). Ils observent expérimentalement que le partitionnement de la cavité augmente de manière générale l'absorption du son engendrée par les micro-perforations d'environ quatre décibels. Lors de mesures et après une modélisation par éléments finis de la pression acoustique dans la chambre de mesure, les auteurs montrent que les sous-cavités atténuent les modes acoustiques transverses à la plaque micro-perforée dans la chambre.

M. Toyoda et D. Takahashi [46] montrent en 2008 que ce partitionnement de cavité permet la création d'un champ sonore local uni-dimensionnel. Autrement dit, l'effet résonateur de Helmholtz est favorisé car l'incidente normale est privilégiée dans les micro-perforations. Sur la figure (2.6), les auteurs tracent le coefficient d'absorption en fonction de la fréquence pour trois configurations de plaque micro-perforée couplée à une cavité. Le partitionnement de la cavité augmente le pic d'absorption et le décale vers les basses fréquences. Le collage des subdivisions joue un rôle et améliore le mécanisme d'absorption.

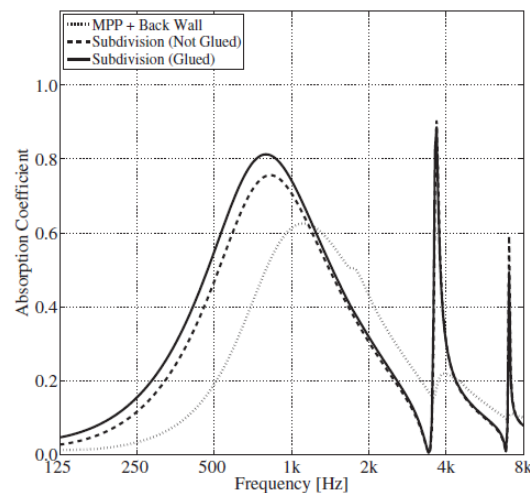


FIGURE 2.6 – Coefficient d'absorption calculé pour une plaque micro-perforée couplée à une cavité fermée par un mur rigide (...), une plaque micro-perforée non collée à une cavité subdivisée (- - -) et plaque micro-perforée collée à une cavité subdivisée (-). Caractéristiques géométriques données page 3597 de [46].

Une étude de J. Pan et al. [47] réalisée en 2005, présente un calcul du coefficient d'absorption d'un panneau sandwich NIDA micro-perforé, lorsqu'il y a plusieurs perforations par cellule. Sur la figure (2.7a), le taux de perforation varie car le nombre de perforation par cellule NIDA varie. Les auteurs proposent de prendre en compte cette fluctuation du taux de perforation sur le calcul du coefficient d'absorption acoustique,

tracé sur la figure (2.7b) pour trois cas : sans fluctuation et pour deux niveaux différents de fluctuation τ du taux de perforation. Ces fluctuations ont un fort impact autant sur l'amplitude du pic d'absorption que sur sa largeur.

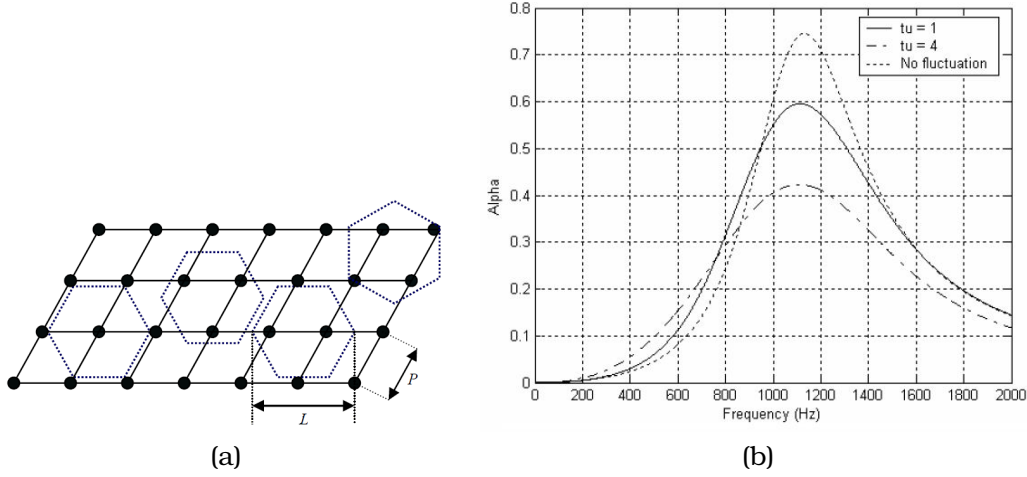


FIGURE 2.7 – Fluctuations du taux de perforation du à la présence du NIDA derrière la peau micro-perforée (a) et influence de ces fluctuations sur le coefficient d'absorption. D'après [47].

En 2011 dans ses travaux de thèse, J.-M. Roche [41] utilise, pour décrire le comportement acoustique d'une structure sandwich NIDA micro-perforée, un modèle discret décrivant un résonateur de Helmholtz. Les paramètres de l'oscillateur élémentaire sont la masse M_f dans le col du résonateur, la raideur K_f du à la cavité de volume V_c du résonateur et l'amortissement C_f qui traduit la dissipation par frottement de la masse d'air dans le col. L'équation du mouvement de l'air, décrit par le déplacement z_f , excité par une onde sinusoïdale d'amplitude F_{ac} , de pulsation ω_{ac} et déphasée de ϕ_{ac} , dans le col du résonateur s'écrit :

$$\frac{d^2 z_f}{dt^2} + 2\xi_f \omega_H \frac{dz_f}{dt} + \omega_H^2 z_f = \frac{F_{ac} \sin(\omega_{ac} t + \phi_{ac})}{M_f}. \quad (2.34)$$

Le taux d'amortissement ξ_f est proportionnel à une résistance R_f relative à l'impédance de la micro-perforation et s'écrit :

$$\xi_f = \frac{C_f}{2\sqrt{K_f M_f}} = \frac{1}{2} \frac{R_f}{\rho_0 c_0} \sqrt{\frac{V_c}{S_f t}} \quad (2.35)$$

où ρ_0 et c_0 sont respectivement la masse volumique de l'air et la célérité du son dans l'air, S_f est la surface du col du résonateur et t son épaisseur. La fréquence de résonance appelée fréquence de Helmholtz s'exprime de la forme suivante :

$$f_H = \frac{\omega_H}{2\pi} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S_f}{V_c t}}. \quad (2.36)$$

J.-M. Roche modélise également numériquement un tel résonateur, en utilisant la méthode des éléments finis. Les calculs sont réalisés pour un fluide qui s'écoule en face du col du résonateur.

2.1.3.2 Systèmes multi-couches composés de plaques micro-perforées

Les systèmes multi-couches faisant intervenir des plaques micro-perforées, des cavités [48, 49] (cf. figure (2.1c) et parfois des matériaux poreux [36, 50] sont très étudiés dans la littérature. La méthode utilisée pour caractériser l'assemblage de couches élémentaires dont les propriétés acoustiques sont connues (détermination de l'impédance acoustique du multi-couche) est la méthode de la matrice de transfert [51]. Cette méthode est détaillée dans l'annexe B et utilisée pour la caractérisation acoustique des matériaux étudiés au chapitre 4.

La méthode de la matrice de transfert consiste à écrire les variables d'état (pression acoustique, vitesse normale) du milieu au niveau d'une première couche de matériau en fonction des variables d'état du milieu défini sur la dernière couche (cf. figure (2.8)).

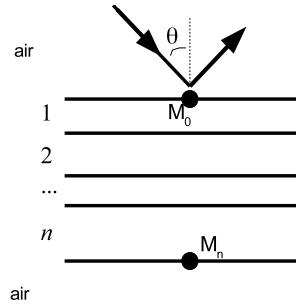


FIGURE 2.8 – Assemblage d'un multi-couches.

La relation entre les variables définies sur la première et la n ième couches fait intervenir la matrice de transfert $[T]$ du matériau multi-couche, calculée au moyen du produit des matrices de transfert de chaque couche :

$$\begin{pmatrix} p(M_0) \\ v(M_0) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p(M_n) \\ v(M_n) \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

De façon équivalente, les propriétés acoustiques d'un tel système sont traduites par la matrice de diffusion du milieu, qu'il est possible de déterminer au moyen de sa matrice de transfert (cf. annexe C).

Il est également possible de calculer les propriétés acoustiques d'un système fermé par une paroi rigide (couche n indéformable). Dans ce cas, la vitesse normale au niveau de la paroi rigide est nulle. Dans l'équation (2.37), si $v(M_n) = 0$, le système suivant est obtenu :

$$\begin{cases} p(M_0) = T_{11}p(M_n) \\ v(M_0) = T_{21}p(M_n) \end{cases}, \quad (2.38)$$

permettant de définir l'impédance de surface du matériau multi-couches fixé par une paroi rigide

$$Z_s = \frac{p(M_0)}{v(M_0)} = \frac{T_{11}}{T_{21}}. \quad (2.39)$$

Pour un assemblage simple de plaques micro-perforées et de cavités, la méthode du circuit électrique équivalent est également utilisée [52]. Cette méthode est détaillée dans le paragraphe suivant.

2.2 Paramètres acoustiques du panneau sandwich NIDA micro-perforé

2.2.1 Mécanisme dissipatif à l'échelle cellulaire

Pour décrire les effets dissipatifs et réactifs à l'échelle d'une micro-perforation, le modèle de D.-Y. Maa [2, 20, 31, 32, 33] développé dans le paragraphe 2.1.1.1 est utilisé. Nous choisissons d'utiliser une analogie électro-acoustique de manière à assembler les différents éléments nécessaires. Les analogies électro-acoustiques de type impédance sont présentées dans l'annexe D.

L'impédance d'une micro-perforation est donnée par l'expression (2.2). Les corrections appliquées sont définies par les expressions (2.28) et (2.33). Ces corrections sont additionnées à l'impédance acoustique de la micro-perforation :

$$Z_{\text{perf}} = Z_{\text{perf}_0} + Z_{\text{reac}} + Z_{\text{res}} \quad (2.40)$$

car les effets considérés s'ajoutent aux propriétés acoustiques de la micro-perforation donnée par son impédance Z_{perf_0} . Dans le circuit électrique équivalent, les impédances Z_{reac} et Z_{res} définies pour chaque correction sont mises en série à l'impédance d'une micro-perforation Z_{perf_0} . L'impédance acoustique corrigée d'une micro-perforation s'écrit finalement :

$$Z_{\text{perf}} = j\omega\rho_0 \left(\frac{t}{1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})}} \right) + 2j\omega\rho_0\varepsilon + \frac{\sqrt{2}\mu x}{d}. \quad (2.41)$$

2.2.2 Homogénéisation à l'échelle de la structure sandwich NIDA

Afin d'obtenir l'impédance acoustique d'une peau micro-perforée, telle que définie par l'équation (2.16), il est nécessaire de définir l'échelle nécessaire à l'homogénéisation de l'impédance élémentaire Z_{perf} . En effet, la distance entre les perforations doit être petite devant la longueur d'onde acoustique de façon à ce que tous les trous voient la même excitation acoustique. De plus, le nombre de perforations doit être suffisamment grand pour permettre un certain moyennage. L'élément de panneau considéré doit ainsi être d'une taille conséquente.

Dans la gamme de fréquence considérée, [20 – 300] Hz, la longueur d'onde acoustique, exprimée par c_0/f , est comprise entre 17 et 1.13 m. Avec ces ordres de grandeur, nous convenons qu'un groupe de 100 cellules, ayant chacune un diamètre équivalent

$d_c = 6.35$ mm (obtenu par l'insertion d'une cellule hexagonale dans un cercle circonscrit), permettent de définir l'échelle d'homogénéisation. La surface de ce groupe de 100 cellules vaut alors $100 \times \pi \frac{d_c^2}{4} = 0.4$ m², ce qui correspond à l'aire d'un disque de diamètre $d_d = 635$ mm. La fréquence pour laquelle la longueur d'onde est égale à d_d vaut $f = \frac{c}{d_d} = 535$ Hz, ce qui fixe la fréquence limite au-delà de laquelle l'homogénéisation dans les conditions décrites n'est plus valide.

Si le panneau est complètement micro-perforé, le traitement acoustique est tel que chaque cellule NIDA comprend une micro-perforation de la peau. La distance entre deux trous est donc égale au diamètre équivalent d'une cellule hexagonale. La longueur d'onde égale à cette distance est obtenue pour $f = 53543$ Hz.

L'impédance de surface du traitement appliqué à la structure est donnée par l'équation (2.20). Cette expression décrit la mise en série de l'impédance de la cavité avec l'impédance équivalente de la peau, donnée par la combinaison des impédances de chaque micro-perforation sur la figure (2.9b).

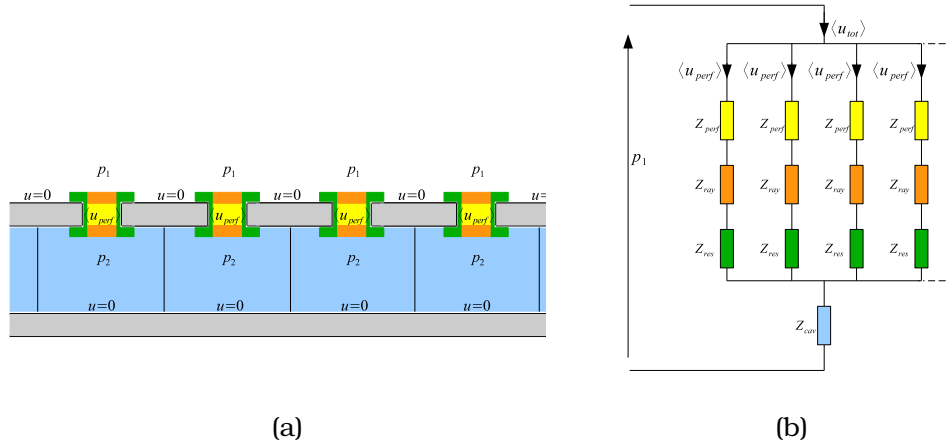


FIGURE 2.9 – Couplage de la peau micro-perforée et des cellules NIDA (cavités) : (a) Vue schématique en coupe et (b) schéma électrique équivalent.

Le sandwich NIDA d'épaisseur D constitue pour chaque trou une cavité arrière. Cette cavité est couplée à la peau micro-perforée comme le montre la figure (2.9a). Sur la peau supposée indéformable et immobile, la vitesse acoustique normale est nulle. La vitesse acoustique est non nulle dans la micro-perforation.

D'après le schéma équivalent donné sur la figure (2.9b), l'expression de l'impédance de surface de la structure sandwich NIDA micro-perforée est

$$Z_s = \frac{j\omega\rho_0}{\phi} \left(\frac{t}{1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})}} \right) + \frac{2j\omega\rho_0\varepsilon}{\phi} + \frac{\sqrt{2}\mu x}{d\phi} - j\rho_0 c_0 \cot(k_0 D), \quad (2.42)$$

où ϕ est le taux de perforation et le terme en cotangente $\cot$ correspond à l'impédance de surface d'une cavité d'épaisseur D .

En pratique, les cellules NIDA sont couplées entre elles par des micro-perforations latérales, réalisées sur les parois des cellules NIDA (cf. figure (2.10)). On considère que ces trous n'ont pas d'effet sur l'impédance de surface car ces perforations sont présentes sur toutes les parois de la cellule NIDA, qui sont en très grand nombre. Cela induit une symétrie dans le schéma électro-acoustique équivalent, qui impose alors la nullité des débits acoustiques entre cellules.

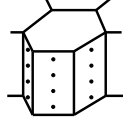


FIGURE 2.10 – Schéma d'une cellule NIDA dont les parois latérales sont micro-perforées.

2.2.3 Calcul de l'impédance acoustique du matériau micro-perforé en incidence oblique

A partir de l'impédance de surface du traitement, il est possible de calculer les coefficients de réflexion et d'absorption de la structure micro-perforée.

En incidence oblique, ces coefficients s'expriment de la façon suivante :

$$R_\theta = \frac{Z_{s_\theta} - \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta}}{Z_{s_\theta} + \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta}}, \quad (2.43)$$

pour la réflexion et

$$\alpha_\theta = 1 - |R_\theta|^2 \quad (2.44)$$

pour l'absorption, avec θ l'angle d'incidence. L'incidence normale correspond au cas $\theta = 0$.

L'impédance acoustique de la peau micro-perforée seule ne dépend pas de l'angle d'incidence θ car l'effet est local. Dans l'expression de l'impédance d'une micro-perforation, seule la composante normale de la vitesse acoustique intervient. L'onde sonore est guidée par le trou [39].

Par contre, l'impédance acoustique de la structure sandwich NIDA micro-perforée dépend de l'angle d'incidence θ via le terme lié au couplage avec le volume de la cavité :

$$Z_{s_\theta} = \frac{j\omega\rho_0}{\phi} \left(\frac{t}{1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})}} \right) + \frac{2j\omega\rho_0\varepsilon}{\phi} + \frac{\sqrt{2}\mu x}{d\phi} - \frac{j\rho_0 c_0}{\cos \theta} \cot(k_0 D \cos \theta). \quad (2.45)$$

Dans la relation (2.45), les paramètres géométriques qui interviennent dans le mécanisme d'absorption du matériau sandwich NIDA micro-perforé sont : l'épaisseur de la peau t , l'épaisseur du sandwich NIDA, autrement dit la hauteur de la cavité D , le

diamètre d'une micro-perforation d et la distance entre les perforations b . Ces grandeurs sont représentées sur la figure (2.11).

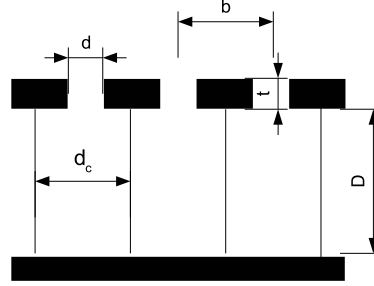


FIGURE 2.11 – Grandeurs géométriques des matériaux sandwich NIDA micro-perforés.

Le diamètre de la perforation et la distance entre deux orifices fournissent le taux de perforation ϕ , défini pour une maille carrée (cf. figure (2.12)) [31] par :

$$\phi = \frac{S_f}{b^2} = \frac{\pi(d/2)^2}{b^2} \quad (2.46)$$

où S_f est la surface d'une micro-perforation et b^2 la surface du carré dont les coins sont formés par le centre de quatre trous.

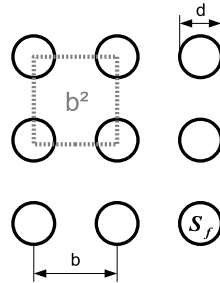


FIGURE 2.12 – Disposition des micro-perforations.

Dans la revue bibliographique (cf. paragraphe 2.1), deux méthodes (matrice de transfert et schéma électroacoustique) et deux approches (propagation en tube fin et fluide équivalent) pour le calcul de l'impédance acoustique d'une plaque micro-perforée couplée à une cavité fermée par une paroi rigide ont été présentées. Nous proposons de comparer dans le paragraphe suivant, les résultats obtenus par ces deux méthodes, en terme de coefficient d'absorption.

2.2.3.1 Comparaison du modèle de D.-Y. Maa et du modèle de Biot appliqué aux micro-perforations

Dans ce paragraphe, le modèle de Maa [31] et l'approche fluide équivalent appliquée aux micro-perforations sont comparés au moyen du calcul de l'absorption acoustique d'un matériau sandwich NIDA dont une peau est rigide et micro-perforée. L'autre peau est considérée rigide et non perforée. L'âme NIDA forme une cavité d'épaisseur D entre les deux peaux. Les résultats obtenus sont comparés aux résultats obtenus avec le logiciel AlphaCell développé par la société Matelys¹ avec qui une collaboration informelle a été développée dans le cadre de la thèse. L'algorithme codé utilise les méthodes que l'on trouve dans les articles de N. Atalla et F. Sgard [36], ainsi que L. Jaouen et F.-X. Bécot [1].

Nous choisissons une configuration dite de référence. Cette configuration sera utilisée pour chaque application numérique de ce document. Elle concerne un matériau sandwich NIDA aluminium dont les caractéristiques sont listées dans le tableau (2.2). Cette configuration de référence est représentée en trait noir épais et continu dans les figures (2.14) à (2.19).

diamètre d (mm)	0.8
épaisseur des peaux t (mm)	1
épaisseur de l'âme NIDA D (mm)	20
distance entre les micro-perforations b (mm)	6

TABLE 2.2 – Configuration dite de référence d'un panneau sandwich NIDA micro-perforé.

Sur la figure (2.13) sont tracés les coefficients d'absorption, pour différents angles d'incidence θ , calculés par le modèle de D.-Y. Maa [33], utilisé dans la méthode du montage électroacoustique équivalent et dans la méthode de la matrice de transfert. Sur cette figure sont également tracés les résultats obtenus par le logiciel AlphaCell développé par Matelys. L'accord entre les courbes présentées sur la figure (2.13) permet de valider la méthode par la matrice de transfert utilisée dans le cadre de la thèse, ainsi que les analogies électroacoustiques utilisées. Le logiciel utilise l'approche de type fluide équivalent décrite par la théorie de Biot [17].

Pour tous les angles d'incidence représentés, les coefficients d'absorption obtenus par la méthode du schéma électro-acoustique équivalent et la méthode de la matrice de transfert, utilisant toutes les deux l'approche de propagation en tube fin, sont les mêmes. Ce résultat est attendu car si l'on développe le calcul de l'impédance acoustique donnée par l'équation (2.39) à partir du produit des matrices de transfert (B.23) et (B.16) de l'annexe B, l'expression (2.45) est retrouvée.

Le pic d'absorption obtenu avec le logiciel AlphaCell est d'amplitude légèrement supérieure, de 0.03 pour $\theta = 0^\circ$ à 0.05 pour $\theta = 60^\circ$, aux pics d'absorption correspondant aux deux autres courbes. Ce pic d'absorption est placé à la même fréquence que les deux autres.

Un critère d'écart peut-être estimé entre les différents coefficients d'absorption pour

1. Matelys, 1 rue Baumer, 69120 Vaulx-en-Velin, France

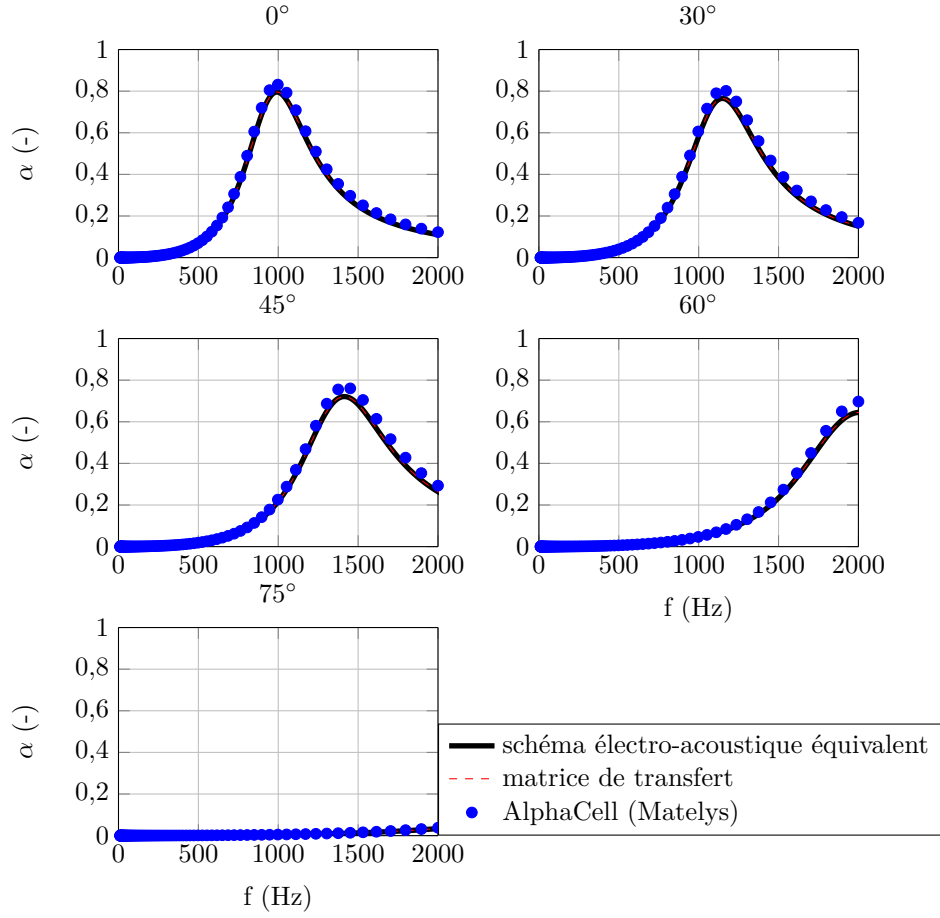


FIGURE 2.13 – Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence d'un matériau sandwich NIDA dont les grandeurs sont détaillées dans le tableau (2.2). Résultats obtenus par l'approche de propagation dans les tubes fins utilisée dans la méthode du schéma électrique équivalent, dans la méthode de la matrice de transfert et des résultats obtenus avec le logiciel AlphaCell développé par Matelys.

chaque angle d'incidence, à partir des deux formules suivantes :

$$\varepsilon_{\text{TMM-AC}} = \int_f \frac{|\alpha_{\text{TMM}} - \alpha_{\text{AC}}|}{|\alpha_{\text{AC}}|} df, \quad (2.47)$$

$$\varepsilon_{\text{Maa-AC}} = \int_f \frac{|\alpha_{\text{Maa}} - \alpha_{\text{AC}}|}{|\alpha_{\text{AC}}|} df, \quad (2.48)$$

où α_{TMM} , α_{Maa} et α_{AC} sont respectivement les coefficients d'absorption obtenus par la méthode de la matrice de transfert, le modèle de Maa [20] et le logiciel AlphaCell de Matelys. Les critères calculés en fonction de l'angle d'incidence θ sont visibles dans le tableau (2.3).

Les deux critères d'écart calculés sont égaux et augmentent avec l'angle d'incidence

θ . Ceci s'explique par le fait que le logiciel AlphaCell de Matelys utilise l'approche de fluide équivalent, exposée dans le paragraphe 2.1.1.1, pour l'expression de l'impédance de la peau micro-perforée. Cette approche est couplée à la méthode de la matrice de transfert. Les approches par la théorie de Biot et le modèle de Maa sont donc très proches.

Angle d'incidence θ	0°	30°	45°	60°	75°
$\varepsilon_{\text{TMM-AC}}(\%)$	0.82	0.87	1	1.92	5.64
$\varepsilon_{\text{Maa-AC}}(\%)$	0.82	0.87	1	1.92	5.64

TABLE 2.3 – Critères d'écart calculés pour les coefficients d'absorption obtenus par la méthode de la matrice de transfert (TMM), la méthode de Maa (Maa) et le logiciel AlphaCell (AC).

2.2.3.2 Application numérique et étude paramétrique

Une étude paramétrique est réalisée ici, afin de comprendre l'influence de chaque paramètre décrit plus haut, sur les propriétés acoustiques d'un matériau sandwich NIDA dont une peau est micro-perforée.

Influence de l'épaisseur t de la peau : La première étude paramétrique porte sur l'épaisseur t des peaux du matériau sandwich NIDA, et donc sur la hauteur des micro-perforations. Cette épaisseur t varie de 0.2 à 2 mm. Sur la figure (2.14) est tracé le coefficient d'absorption du panneau sandwich NIDA micro-perforé pour les différentes valeurs de t . Plus la peau micro-perforée est épaisse, plus le pic d'absorption est d'amplitude élevée et étroit. De plus, lorsque l'épaisseur t augmente, le pic d'absorption se décale vers les basses fréquences. La micro-perforation couplée à une cellule NIDA peut être assimilée à un résonateur de Helmholtz qui résonne à la fréquence f_H qui s'exprime [53] par l'expression (2.36). Celle-ci nous indique que si la longueur du col du résonateur t augmente, la fréquence de résonance diminue. La micro-perforation couplée à une cavité peut également être assimilée à un système à un degré de liberté équivalent, pour lequel la fréquence propre s'écrit

$$f_0 = \sqrt{\frac{K_f}{M_f}} \quad (2.49)$$

où K_f est la raideur relative à la cavité et M_f est la masse d'air contenue dans la micro-perforation. Cette approche est détaillée dans le chapitre 3. Ainsi, la masse d'air contenue dans la micro-perforation est plus importante lorsque la peau est plus épaisse et la fréquence de résonance donnée par l'équation (2.49) diminue.

Le maximum d'absorption se traduit sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique (cf. figure (2.15b)) par le croisement de la courbe avec l'axe des abscisses. En-dessous de la fréquence du maximum d'absorption, la réactance acoustique est négative et tend vers moins l'infini à fréquence nulle. Au-dessus de cette fréquence,

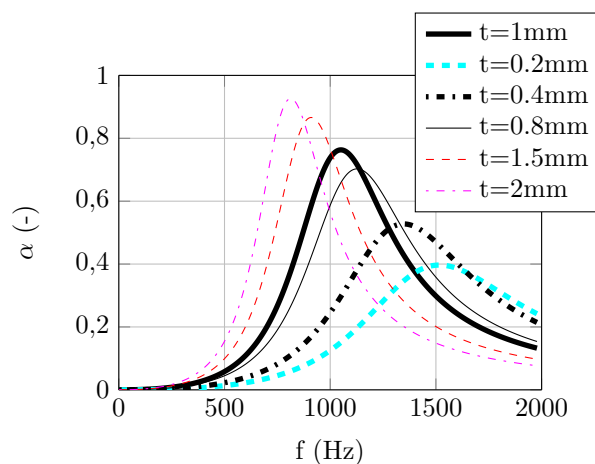


FIGURE 2.14 – Coefficient d'absorption en incidence normale pour plusieurs épaisseurs de peau t (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

la réactance acoustique est positive et augmente progressivement. Plus la peau est épaisse et plus cette augmentation est importante.

La résistance acoustique correspond à la partie réelle de l'impédance acoustique. Sur la figure (2.15a), on observe que la résistance acoustique augmente avec l'épaisseur de la peau micro-perforée. Cela s'explique par le fait que les couches limites thermique et visqueuse dans les micro-perforations sont présentes sur une plus grande surface. La dissipation acoustique est donc plus importante.

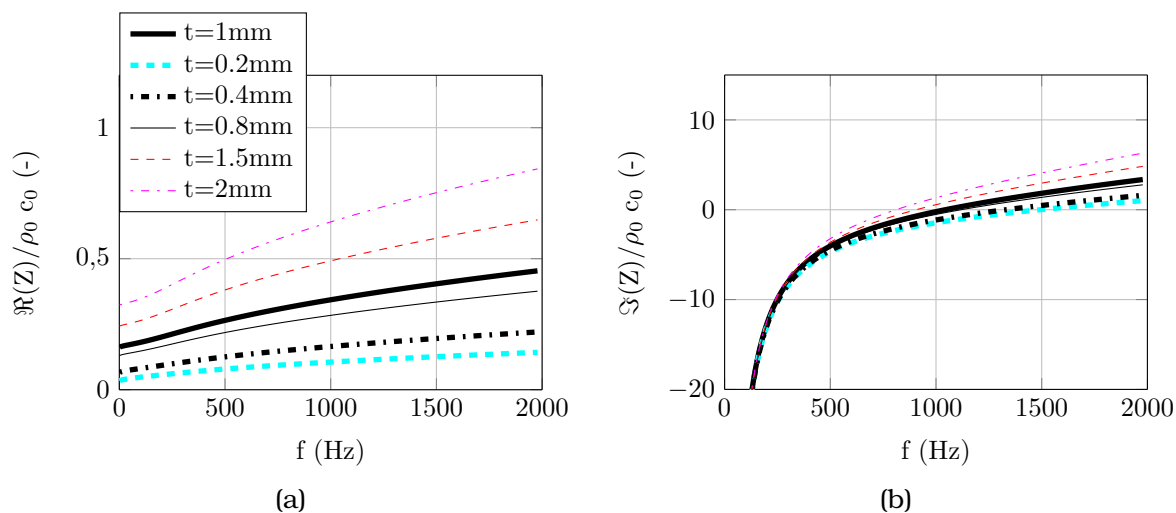


FIGURE 2.15 – (a) Parties réelle et (b) imaginaire de l'impédance acoustique en incidence normale pour plusieurs épaisseurs de peau t (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

Influence de l'épaisseur D du sandwich NIDA : La seconde étude paramétrique concerne l'épaisseur D du sandwich NIDA, qui varie de 10 à 60 mm. Sur la figure (2.16) est tracé le coefficient d'absorption en incidence normale, en fonction de la fréquence.

Plus la cavité est épaisse, plus le pic d'absorption est décalé vers les basses fréquences. Ce pic diminue légèrement avec l'augmentation de l'épaisseur de la cavité. Lorsque D augmente, son volume augmente également et l'équation (2.36) nous indique que la fréquence de résonance de Helmholtz diminue. La raideur du système à un degré de liberté équivalent est réduite.

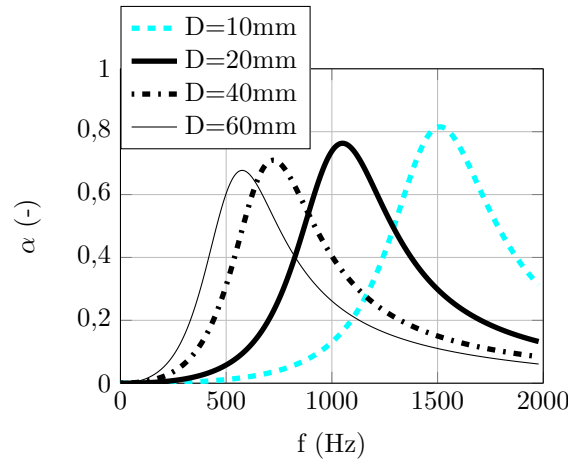


FIGURE 2.16 – Coefficient d'absorption en incidence normale pour plusieurs épaisseurs de sandwich NIDA D (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

Influence du diamètre d de la micro-perforation : Le troisième paramètre de l'étude paramétrique est le diamètre de la micro-perforation. La figure (2.17) représente le coefficient d'absorption en incidence normale du matériau sandwich NIDA micro-perforé de trous dont le diamètre varie de 0.2 à 2 mm. Lorsque le diamètre des micro-perforations augmente, le pic d'absorption est décalé vers les hautes fréquences. Dans l'équation (2.36), on voit que si la surface S_f du col augmente, alors la fréquence de Helmholtz augmente.

Les amplitudes du pic d'absorption varient en fonction du diamètre d des micro-perforations. Dans l'expression simplifiée (2.3) de l'impédance acoustique d'une micro-perforation, il est possible de voir que la résistance acoustique varie selon le rapport de l'épaisseur de la peau micro-perforée sur le diamètre au carré de la micro-perforation t/d^2 . C'est pourquoi les variations entre les résistances tracées sur la figure (2.18a) sont fortes.

Pour $d = 0.2$ mm, le lobe formé par la courbe du coefficient d'absorption est très large et l'amplitude maximale est très faible : de l'ordre de 0.1. Le matériau sandwich NIDA micro-perforé est trop résistif pour l'onde sonore, c'est pourquoi peu d'énergie acoustique est dissipée. Sur la figure (2.18a), la partie résistive de l'impédance

acoustique pour $d = 0.2$ mm est beaucoup plus élevée que celles obtenues pour des diamètres de trous plus larges.

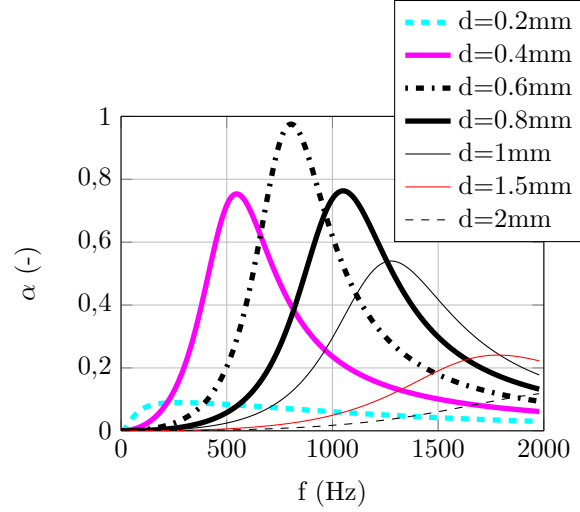


FIGURE 2.17 – Coefficient d'absorption en incidence normale pour plusieurs diamètres de micro-perforations d (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

Pour des diamètres d égaux à 0.4, 0.6 et 0.8, les lobes du coefficient d'absorption sont plus étroits et de grande amplitude. D. Y. Maa [31] démontre que l'amplitude maximale $\alpha_{\max}$ du coefficient d'absorption dépend de la partie réelle R_s , normalisée par $\rho_0 c_0$, de l'impédance acoustique Z_s :

$$\alpha_{\max} = \frac{4R_s}{(1 + R_s^2)}. \quad (2.50)$$

Le maximum du pic d'absorption est en fait obtenu lorsque la résistance acoustique du traitement par micro-perforation est égal à l'impédance $\rho_0 c_0$ de l'air. F. Chevillotte [42] met ce résultat à profit pour optimiser l'absorption de plaque micro-perforée couplée à une cavité. Le maximum d'absorption est fixé à partir de l'épaisseur t de la peau, le diamètre d des micro-perforations et leur répartition sur la plaque. L'épaisseur D de la cavité permet de fixer la fréquence du pic d'absorption.

Pour les diamètres 1.5 et 2 mm, les perforations sont très larges par rapport à l'épaisseur des couches limites thermique et visqueuse. La dissipation par les couches limites est donc plus faible, d'où la diminution de la résistance acoustique et du pic d'absorption.

Influence du taux de perforation ϕ : Le dernier paramètre qui influence le comportement acoustique du matériau sandwich NIDA micro-perforé est la distance b entre les micro-perforations. Pour l'étude paramétrique, ce paramètre varie de 2 à 6 mm. Sur

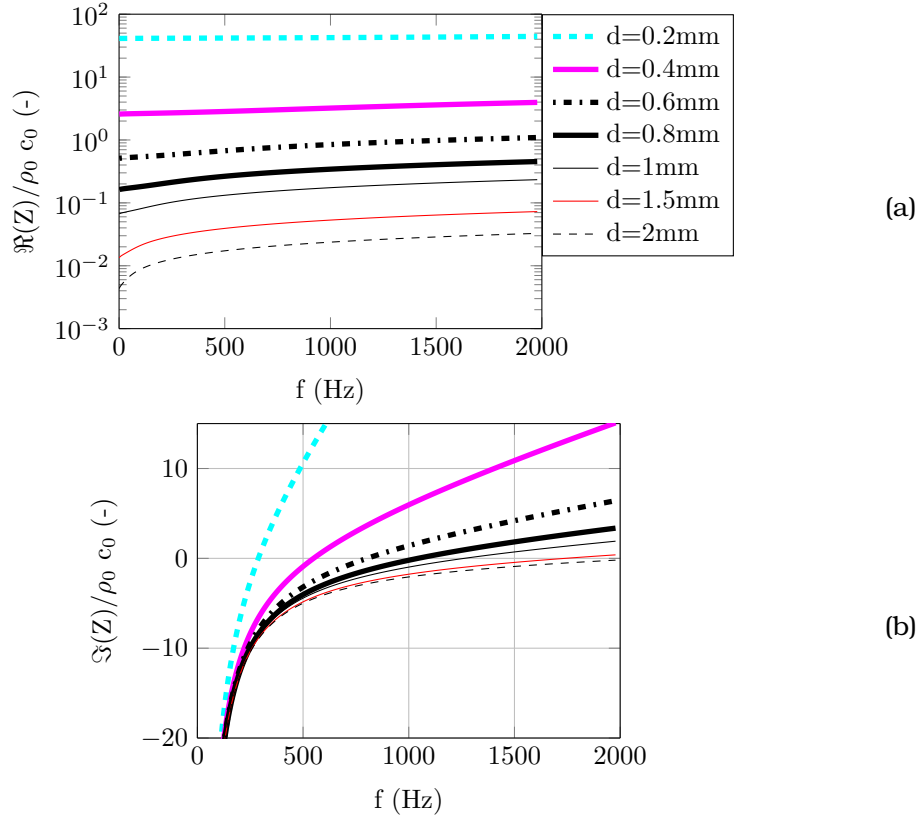


FIGURE 2.18 – Parties (a) réelle et (b) imaginaire de l'impédance acoustique en incidence normale pour plusieurs diamètres de micro-perforations d (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

les figures (2.19), (2.20a) et (2.20b), sont tracés respectivement le coefficient d'absorption en incidence normale, les parties réelle et imaginaire de l'impédance acoustique Z_s .

La résistance et la réactance acoustiques diminuent lorsque les micro-perforations sont de plus en plus proche, ce qui est vérifiable par l'équation (2.16). Plus la distance b est faible, c'est-à-dire plus le taux de perforation ϕ est important, plus le pic d'absorption est large et se déplace vers les hautes fréquences.

Influence de l'angle d'incidence θ : L'angle d'incidence θ de l'onde plane a également un effet sur le comportement acoustique du matériau sandwich NIDA micro-perforé, comme l'indique les expressions (2.43), (2.44) et (2.45). La figure (2.21) représente le coefficient d'absorption du matériau sandwich NIDA micro-perforé de référence pour différents angles d'incidence θ . Lorsque cet angle augmente, le pic d'absorption augmente et se déplace vers des fréquences plus hautes.

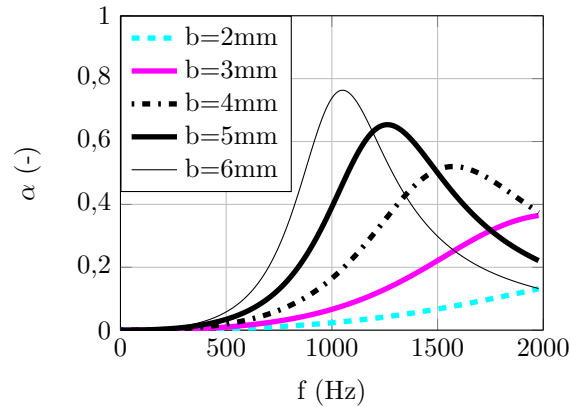


FIGURE 2.19 – Coefficient d'absorption en incidence normale pour plusieurs distances entre les micro-perforations b (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

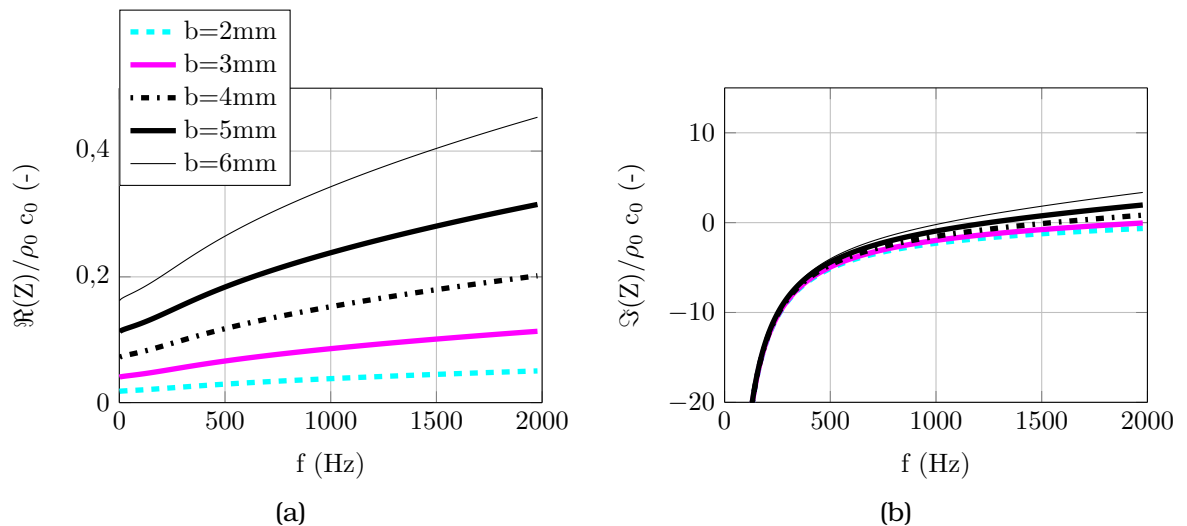


FIGURE 2.20 – Parties (a) réelle et (b) imaginaire de l'impédance acoustique en incidence normale pour plusieurs distances b entre les micro-perforations (cf. figure (2.11)). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau (2.2).

Synthèse : Pour conclure sur l'étude de l'influence des paramètres géométriques du traitement sur ses propriétés acoustiques, il est nécessaire de rappeler que la bande de fréquence sur laquelle on souhaite obtenir une absorption conséquente est $[10 - 500]$ Hz. L'absorption acoustique dans cette plage sera d'autant plus importante que

- la peau du panneau sandwich NIDA est épaisse,
- le sandwich NIDA est épais,
- les micro-perforations ont un diamètre de l'ordre de l'épaisseur des couches li-

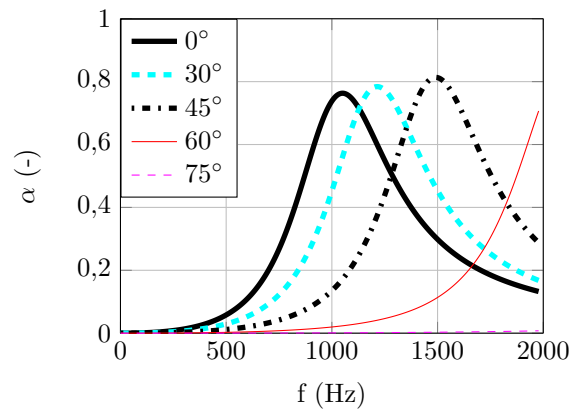


FIGURE 2.21 – Coefficient d’absorption du panneau sandwich NIDA micro-perforé de référence pour plusieurs angles d’incidence θ .

mites thermique et visqueuse,

- les micro-perforations sont espacées d’une distance égale au diamètre équivalent (dans un cercle circonscrit) d’une cellule NIDA.

La figure (2.22) montre le coefficient d’absorption pour plusieurs angles d’incidence de l’onde plane, en fonction de la fréquence, pour un matériau sandwich NIDA avec les paramètres géométriques listés dans le tableau (2.4), qui correspondent à une configuration qualifiée d’optimisée.

diamètre d (mm)	0.4
épaisseur des peaux t (mm)	2
épaisseur de l’âme NIDA D (mm)	60
distance entre les micro-perforations b (mm)	6
taux de perforation ϕ (%)	0.35

TABLE 2.4 – Configuration dite optimisée d’un panneau sandwich NIDA micro-perforé.

Le coefficient d’absorption obtenu en incidence normale atteint un maximum de 0.5 à 230 Hz. Les valeurs des paramètres, donnés dans le tableau (2.4), conduisant à ce résultat s’éloignent cependant de la configuration du réflecteur d’antenne.

Présentation de trois configurations utilisées lors des simulations numériques :

Dans la suite du document, les applications numériques sont réalisées pour trois matériaux sandwich NIDA avec des traitements par micro-perforations différents. Les matériaux nommés 1 et 3 dans le tableau (2.5), correspondent à des matériaux sandwich NIDA dont les paramètres géométriques sont du même ordre de grandeur que ceux des réflecteurs d’antenne de satellite. Le matériau 2 présente des caractéristiques géométriques permettant une absorption acoustique maximale de 0.5 à 230 Hz.

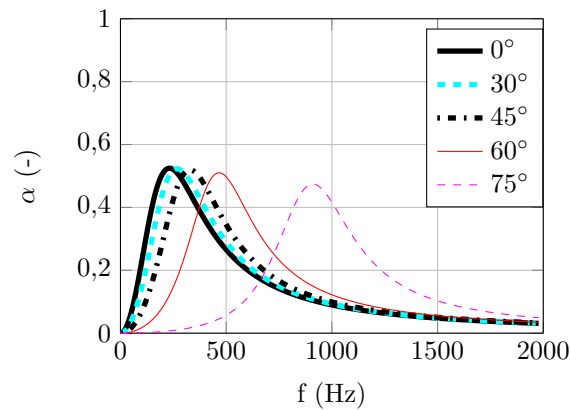


FIGURE 2.22 – Coefficient d’absorption pour plusieurs angles d’incidence θ d’un matériau sandwich NIDA micro-perforé dont les paramètres géométriques sont listés dans le tableau (2.4).

Les caractéristiques géométriques de ces trois matériaux sont répertoriées dans le tableau (2.5), qui est à relier à la figure (2.11).

Matériaux	$D(\text{mm})$	$d(\text{mm})$	$t(\text{mm})$	$d_c(\text{mm})$	$b(\text{mm})$
1	20	0.8	1	6.35	6
2	60	0.4	2	6.35	6
3	20	0.6	0.4	6.35	6

TABLE 2.5 – Dimensions de 3 matériaux sandwich NIDA micro-perforés utilisés dans les applications numériques (cf. figure (2.11)).

Le coefficient d’absorption du matériau 3 est tracé sur la figure (2.23) en fonction de la fréquence et de l’angle d’incidence. Le pic d’absorption est de 0.5 à 1300 Hz. L’absorption atteinte dans la bande de fréquence $[0 - 500]$ Hz est très faible. L’épaisseur de la micro-perforation est faible (0.4 mm), c’est pourquoi l’amplitude du pic est relativement peu élevée. La cavité est également peu épaisse, la fréquence de résonance du résonateur est donc à haute fréquence.

2.2.4 Vérification expérimentale de l’absorption acoustique en incidence normale

L’objectif de ce paragraphe est de valider expérimentalement le modèle de matériau sandwich NIDA micro-perforé établi dans le paragraphe précédent. Cette validation ne concerne que les géométries particulières de l’étude. Pour ce faire, la méthode du tube d’impédance, dont le principe est expliqué dans un premier temps, est utilisée et les résultats en terme de coefficient d’absorption et d’impédance de surface sont ensuite discutés. Les mesures sont réalisées sur un échantillon sandwich NIDA micro-perforé

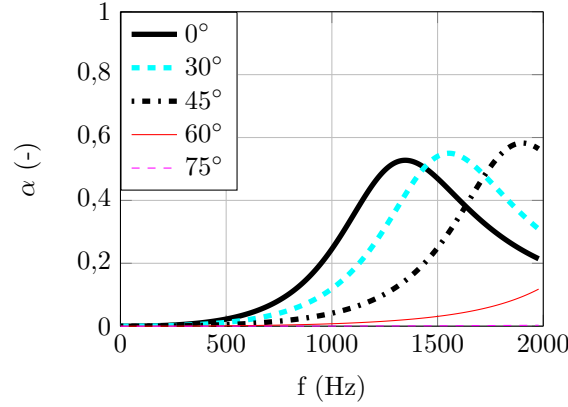


FIGURE 2.23 – Coefficient d'absorption de la structure 3 (cf. tableau (2.5)).

et sur une plaque micro-perforée couplée à une cavité. L'effet des cellules NIDA hexagonales sur l'absorption acoustique en incidence normale est ainsi souligné.

2.2.4.1 Principe de la mesure en tube d'impédance

En 1980, J. Y. Chung et D. A. Blaser [54] publient une méthode expérimentale inspirée de la mesure en tube Kundt, pour la détermination du coefficient d'absorption acoustique. Le système expérimental utilisé est représenté sur la figure (2.24). Le matériau à tester est placé dans un tube de longueur L et de diamètre d_t , fermé d'un côté par une paroi rigide et de l'autre par un haut parleur. Deux microphones sont affleurants à la paroi du tube et mesurent la pression acoustique dans celui-ci. Le premier microphone (mic. 1) est placé à une distance s de l'échantillon et le second microphone (mic. 2) est distant de e du premier.

Pour chaque fréquence d'excitation, la pression mesurée par les deux microphones est la somme d'une onde p_i incidente au matériau testé et d'une onde réfléchie p_r . Le champ de pression au niveau du premier microphone (mic. 1) peut s'écrire sous la forme [55] :

$$p_1 = p_i + p_r \quad (2.51)$$

et le champ de pression mesuré par le second microphone (mic. 2) peut s'écrire de la même manière :

$$p_2 = p_i e^{-jk_0 e} + p_r e^{jk_0 e} \quad (2.52)$$

où e est la distance entre les deux microphones et où $k_0 = \omega/c_0$ désigne le nombre d'onde acoustique. Le coefficient de réflexion R_{mes} est défini comme le rapport de la pression réfléchie sur la pression incidente :

$$R_{\text{mes}} = \frac{p_r}{p_i}. \quad (2.53)$$

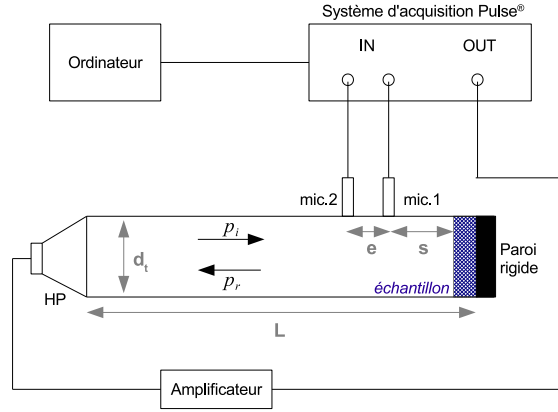


FIGURE 2.24 – Schéma du dispositif de mesure du coefficient d'absorption en incidence normale en tube d'impédance.

D'après les équations (2.51), (2.52) et (2.53), on obtient :

$$R_{\text{mes}} = \frac{H_{12} - e^{-jk_0 e}}{e^{jk_0 e} - H_{12}} e^{2jk_0 s} \quad (2.54)$$

où $H_{12} = p_2/p_1$ est la fonction de transfert acoustique entre les pressions mesurées par les deux microphones et s est la distance entre le matériau et le premier microphone placé en paroi du tube. L'équation (2.54) est valide si les équations (2.51) et (2.52) sont linéairement indépendantes [55]. Ainsi, le calcul du coefficient de réflexion n'est valide que si le terme $e^{-jk_0 e}$ est différent de $e^{jk_0 e}$. Cette condition apparaît quand [54]

$$k_0 e = m\pi, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.55)$$

qui s'obtient lorsque la distance inter-microphonique est un multiple de la demi-longueur d'onde acoustique. Alors le coefficient de réflexion du matériau ne peut pas être calculé car les microphones mesurent la même pression. La distance préconisée pour une bonne détermination du coefficient de réflexion dépend de la fréquence maximale f_m atteinte lors de la mesure [54] :

$$e \leq \frac{c}{2f_m}. \quad (2.56)$$

La détermination de la fonction de transfert H_{12} doit être précise, c'est pourquoi J. Y. Chung et D. A. Blaser [54] proposent en 1980 une méthode de calibration qui consiste à inverser les deux microphones. Ainsi, la fonction de transfert est déterminée pour une position initiale des microphones et quand la position des microphones est inversée. Le résultat final est donné par la moyenne géométrique des fonctions de transfert originale H_{12}^0 et inter-changée H_{12}^i :

$$H_{12} = \sqrt{H_{12}^0 H_{12}^i}, \quad (2.57)$$

qui permet de s'affranchir des différences des deux chaînes d'acquisition microphoniques. Le coefficient de réflexion est alors déterminé à partir des expressions (2.54) et (2.57).

L'impédance de surface Z_{mes} de l'échantillon placé dans le tube s'exprime en fonction de ce coefficient de réflexion R_{mes} :

$$Z_{\text{mes}} = \rho_0 c_0 \frac{1 + R_{\text{mes}}}{1 - R_{\text{mes}}}. \quad (2.58)$$

Il est également possible de calculer le coefficient d'absorption du matériau à partir du coefficient de réflexion R_{mes} avec l'équation (2.44) dans le cas où $\theta = 0$.

Dans le tube, les hypothèses de l'acoustique linéaire sont supposées être vérifiées. L'hypothèse d'onde plane est vérifiée lorsque la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure f_c du tuyau, définie par, pour un tube de section circulaire :

$$f_c = 1.84 \frac{c_0}{\pi d_t}. \quad (2.59)$$

A cette fréquence, le premier mode transverse du tuyau devient propagatif et l'hypothèse d'onde plane n'est plus juste. La fréquence de coupure constitue ainsi la limite haute fréquence de la mesure. Dans notre cas, le tube a un diamètre d_t égal à 100 mm, la fréquence de coupure du tuyau est donc égale à 1991 Hz.

2.2.4.2 Résultats

Le système d'acquisition utilisé est un système Pulse commercialisé par la société Bruël & Kjaer. Le haut parleur est excité par un sinus glissant, dont la fréquence varie de 20 à 2000 Hz. Le sinus glissant est préféré au bruit blanc car les signaux acquis ont un rapport signal sur bruit meilleur. Une moyenne sur 150 acquisitions est réalisée pour le calcul des fonctions de transfert entre les deux microphones. Aucun fenêtrage n'est appliqué au signal acquis. La fréquence d'échantillonnage est égale à 4001.25 Hz.

Deux échantillons, visibles sur les figures (2.25a) et (2.25b), sont testés dans le tube d'impédance :

- un disque de sandwich NIDA (cf. figure (2.25b)) qui correspond à la structure 1 du tableau (2.5),
- une plaque d'épaisseur 1 mm, micro-perforée de trous de 0.8 mm de diamètre, espacés de 6 mm ; une cavité arrière de 20 mm d'épaisseur (cf. figure (2.25a)), est fermée par la paroi rigide placée en fond de tube (cf. figure (2.24)).

Les résultats, en terme de coefficient d'absorption acoustique, de parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface des échantillons (a) et (b), sont tracés respectivement sur les figures (2.26), (2.28), (2.27) et (2.29).

Sur les figures (2.26) et (2.28), le coefficient d'absorption obtenu lorsque le tube est vide est tracé. Ce coefficient, théoriquement nul, est approximativement égal à 0.01 et augmente jusqu'à 0.03 au-delà de 1200 Hz. Il y a donc très peu de fuites dans le système, aux fréquences considérées.

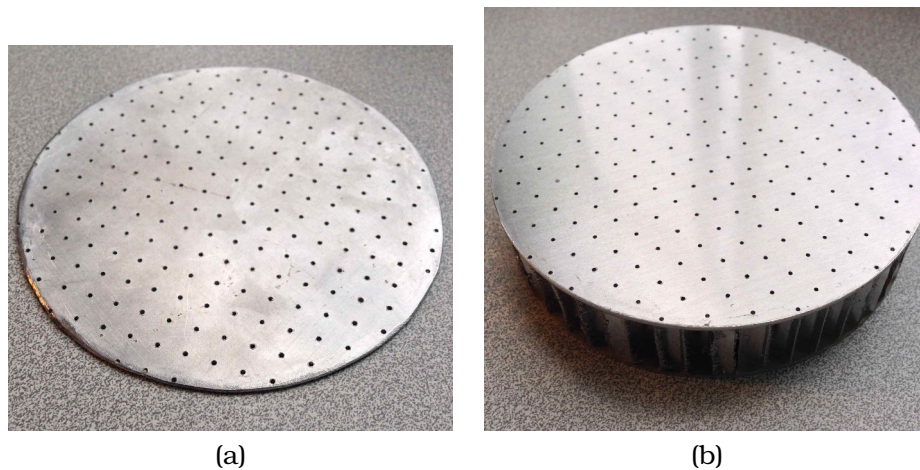


FIGURE 2.25 – (a) Plaque micro-perforée testée en tube d'impédance et (b) disque sandwich NIDA micro-perforé.

Plaque micro-perforée couplée à une cavité d'épaisseur 20 mm : Intéressons-nous d'abord aux résultats obtenus avec la plaque micro-perforée couplée à une cavité d'épaisseur 20 mm. La répétabilité de la mesure est satisfaisante, aux vues des courbes tracées pour les mesures 1 et 2 (cf. figure (2.26), courbes (- -) et (-.)).

Le pic d'absorption du résonateur mesuré en tube d'impédance est d'amplitude 0.9 à la fréquence 1070 Hz. L'écart entre les mesures et le modèle peut être expliqué par une incertitude sur les grandeurs géométriques du problème que sont l'épaisseur de la peau, l'épaisseur de la cavité arrière (qui est réglée avec un piston) et le diamètre des micro-perforations (difficile à mesurer). Ainsi, si dans le modèle acoustique ces trois valeurs sont faiblement modifiées (par exemple, $t = 0.8\text{mm}$, $D = 18\text{mm}$ et $d = 0.7\text{mm}$), le coefficient d'absorption calculé est plus proche de celui mesuré.

Sur les courbes mesurées, un pic d'une amplitude de 0.1 est observé à 490 Hz. Ce pic est similaire à celui observé par T. Bravo et al. [15] (rapporté dans l'introduction sur la figure (1.11)) et est dû à la vibration de l'échantillon placé dans le tube. On peut supposer que cette fréquence dépend du matériau dans lequel sont usinés les orifices, ainsi que des conditions de maintien de l'échantillon dans le tube. En effet, étant donné la forme de l'onde acoustique dans le tube, on peut supposer que l'échantillon vibre selon son premier mode de vibration de flexion, qui dépend de ses propriétés mécaniques.

La partie réelle de l'impédance de surface de l'échantillon est ici très inférieure à la partie imaginaire, ce qui rend sa mesure difficile. La résistance est également sensible aux fuites. Sur la figure (2.27), la résistance (partie réelle de l'impédance) acoustique obtenue expérimentalement, a une croissance plus forte que la résistance obtenue par le modèle de D.-Y. Maa [32]. On peut penser que ce phénomène est dû à de faibles fuites aux bords de l'échantillon (et non aux fuites du tube vide). Durant la mesure, une pâte est placée autour de l'échantillon pour limiter cela.

L'artefact provoqué par la vibration de l'échantillon est retrouvé sur la courbe de la

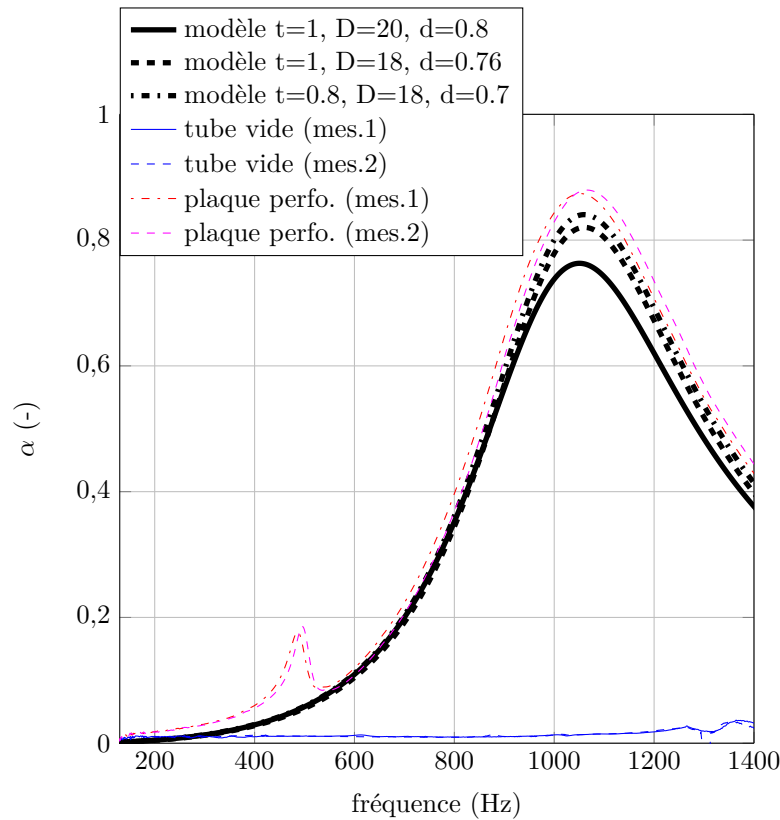


FIGURE 2.26 – Coefficient d'absorption mesuré lorsque le tube d'impédance est vide (—) et lorsque l'on y place une plaque micro-perforée couplée à une cavité d'air de la même épaisseur que le NIDA (---). Comparaison avec le modèle (paramètres donnés dans le tableau (2.5)) de D.-Y. Maa [33] (—).

partie réelle (cf. figure (2.27)) de l'impédance acoustique de surface réduite (normalisée par l'impédance caractéristique de l'air $\rho_0 c_0$).

La réactance (partie imaginaire de l'impédance) donnée par le modèle coïncide de façon qualitative avec la réactance obtenue par la mesure, de 600 Hz à 1400 Hz. Pour des fréquences inférieures, le modèle surestime (en valeur absolue) la mesure.

Échantillon sandwich NIDA micro-perforé : Deux des mesures du coefficient d'absorption de l'échantillon (b) sont représentées sur la figure (2.28). La mesure peut également être considérée comme répétable aux vues des écarts entre les deux courbes.

Le coefficient d'absorption mesuré est d'amplitude plus importante que le coefficient modélisé par le modèle de D.-Y. Maa [20] à toutes les fréquences observées. Le pic d'absorption a une amplitude de 0.97 à 1050 Hz. Il est plus large que le pic d'absorption obtenu par la mesure de la plaque micro-perforée couplée à une simple cavité. Le comportement de résonateur est observé et coïncide en fréquence avec le modèle. La

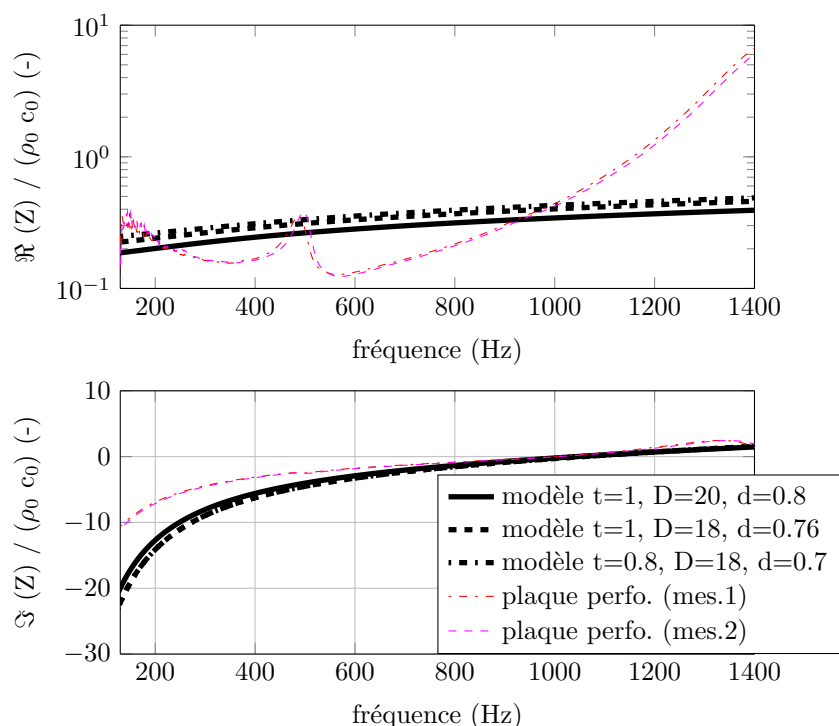


FIGURE 2.27 – Parties réelle (en haut) et imaginaire (en bas) de l'impédance réduite mesurée lorsque l'on place une plaque micro-perforée couplée à une cavité d'air de la même épaisseur que le NIDA (- -) dans le tube d'impédance. Comparaison avec le modèle (paramètres donnés dans le tableau (2.5)) de D.-Y. Maa [33] (-).

présence de l'âme NIDA, qui subdivise la cavité en plusieurs cavités de diamètre équivalent égal à 6.35 mm, semble avoir un effet sur l'absorption acoustique de l'échantillon micro-perforé, en incidence normale. Le modèle ne prend pas en compte l'effet dissipatif qui semble être ajouté par les cellules NIDA.

À la fréquence 850 Hz on observe une bosse d'amplitude 0.8 sur la courbe du coefficient d'absorption mesuré. Cette bosse peut être due à la vibration de l'ensemble de l'échantillon sandwich NIDA, qui n'intervient donc pas à la même fréquence que le pic observé sur l'échantillon (a).

La partie réelle de l'impédance acoustique de l'échantillon sandwich NIDA micro-perforé placé dans le tube varie avec la fréquence. Son amplitude minimale est de 0.2 à 400 Hz et augmente jusqu'à un maximum de 3 à 1300 Hz. La partie imaginaire de l'impédance mesurée devient positive à la fréquence du premier pic d'absorption. Elle redevient négative à la fréquence du pic d'absorption d'amplitude maximale. Le modèle sous-estime de nouveau la mesure à basse fréquence pour la réactance.

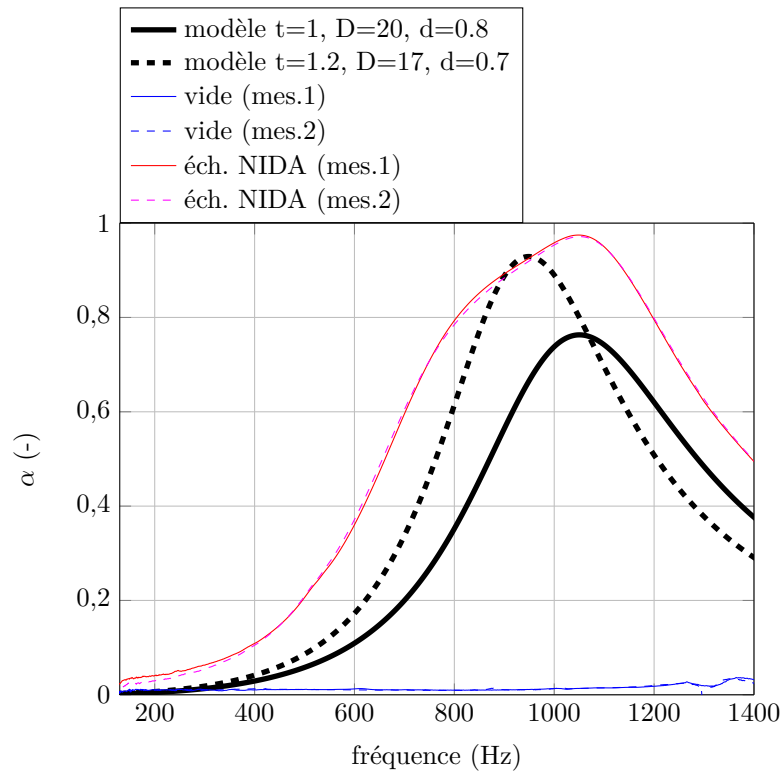


FIGURE 2.28 – Coefficient d'absorption mesuré lorsque le tube d'impédance est vide (–) et lorsque l'on y place un échantillon sandwich NIDA micro-perforé (– –). Comparaison avec le modèle (paramètres donnés dans le tableau (2.5)) de D.-Y. Maa [33] (–).

Synthèse : Les mesures en tube d'impédance montrent que le sandwich NIDA ajoute un effet dissipatif par rapport à une simple cavité. Ceci n'est pas pris en compte dans le modèle proposé. La mesure avec la plaque micro-perforée couplée à une cavité fournit des résultats plus proches des calculs réalisés avec le modèle pour ce qui est du coefficient d'absorption. Les incertitudes sur la mesure proviennent de la difficulté à mesurer précisément le diamètre des micro-perforations, et à contrôler l'épaisseur de la cavité d'air à l'arrière de l'échantillon. Ces incertitudes peuvent également provenir des conditions de montage des échantillons dans le tube d'impédance. Ce système de mesure est fiable pour la mesure de coefficient d'absorption élevé sur la bande de fréquence observée. Dans notre cas, le coefficient d'absorption est élevé sur une certaine bande de fréquence. Lorsque ce coefficient est faible, il est très difficile d'avoir une mesure précise et la moindre fuite aux limites de l'échantillon implique une surestimation de la partie réelle de son impédance acoustique.

L'annexe E présente des résultats de mesure en tube d'impédance sur des échantillons sandwich NIDA dont les peaux sont en tissu. Rappelons que pour ce type de peau, le tissage est tel qu'il donne lieu naturellement à des micro-trous (cf. figures (1.9c) et (1.9d)). L'ajout de micro-perforations induit donc dans ce cas une porosité à deux échelles ou double porosité. La comparaison des courbes des coefficients

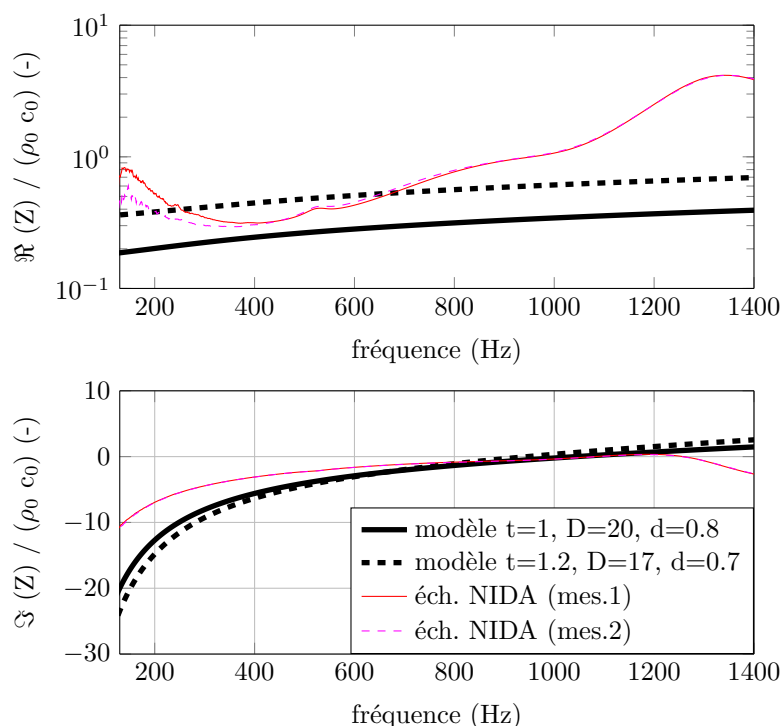


FIGURE 2.29 – Parties réelle (en haut) et imaginaire (en bas) de l'impédance réduite mesurée lorsque l'on place un échantillon sandwich NIDA micro-perforé (- -) dans le tube d'impédance. Comparaison avec le modèle (paramètres donnés dans le tableau (2.5)) de D.-Y. Maa [33] (-).

d'absorption pour les matériaux non micro-perforé et micro-perforé montre que la double porosité induite par le perçage du matériau poreux dégrade ses performances acoustiques à basses fréquences. En effet, le passage de l'onde sonore est facilité par l'ajout de trous et la pression acoustique n'est donc pas dissipée à ces fréquences [56].

2.3 Estimation de la modification du chargement acoustique par micro-perforations

Dans cette partie, l'objectif est de savoir si la réduction du chargement acoustique induit par le traitement par micro-perforations a une influence sur la réponse vibratoire de la structure. Si c'est le cas, de combien est-il possible de réduire l'amplitude de la vibration causée par l'excitation acoustique? Pour ce faire, nous décrivons un modèle de champ de pression excitatrice, basé sur une superposition d'ondes planes incidentes.

2.3.1 Description du champ de pression

Nous considérons ici une excitation élémentaire constituée par une onde plane incidente sur la face supérieure du panneau (cf. figure (2.30)) car le traitement par micro-perforations n'est appliqué que sur ce côté. Cette face est notée + et correspond à la face passive du réflecteur d'antenne de satellite. La condition de réflexion est décrite au moyen du coefficient de réflexion R^+ :

$$R^+ = |R_\theta|e^{j\chi} \quad (2.60)$$

avec $|R_\theta|$ son module et χ sa phase.

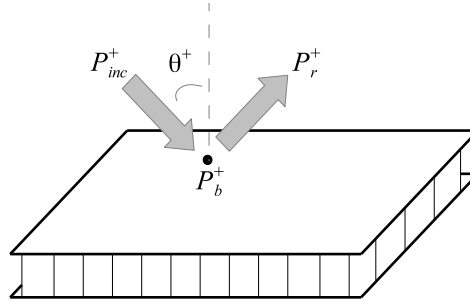


FIGURE 2.30 – Excitation du panneau sandwich NIDA rigide par une onde plane.

Le panneau est supposé indéformable. La pression bloquée correspond à la pression observée en paroi lorsque la structure ne vibre pas. La pression pariétale P_b^+ est la somme d'une pression incidente P_{inc}^+ et d'une pression réfléchie P_r^+ . Le champ incident est structuré et l'onde est élémentaire, d'un certain angle d'incidence θ^+ par rapport à la normale à la paroi +. En l'absence de vibration, la pression réfléchie s'écrit

$$P_r^+ = R^+ P_{inc}^+. \quad (2.61)$$

La pression P_b^+ appelée pression bloquée vaut donc

$$P_b^+ = P_{inc}^+ + P_r^+ = P_{inc}^+ (1 + R^+). \quad (2.62)$$

Dans la suite de ce chapitre on s'affranchit de la notation +. Le champ excitateur, supposé diffus, sera décrit au chapitre 4 au moyen d'une superposition de champs élémentaires de type ondes planes.

2.3.2 Chargement acoustique en incidence oblique

Le chargement acoustique γ_{st} (*st* correspond à "sans traitement") d'une paroi bloquée lisse et parfaitement réfléchissante est défini à partir de la pression bloquée P_{bst} relevée en paroi et de la pression incidente P_{inc} :

$$\gamma_{st} = \frac{P_{bst}}{P_{inc}}. \quad (2.63)$$

Si la paroi est parfaitement réfléchissante, alors R_θ est égal à 1, quelque soit l'angle d'incidence θ . Le terme d'interférence χ est nul ici, car l'onde incidente n'est pas absorbée. Le chargement acoustique appliqué à la paroi est :

$$\gamma_{st}(\theta) = 2, \quad (2.64)$$

et traduit le doublement de pression classique lorsque la paroi est parfaitement réfléchissante.

De la même manière, pour une paroi bloquée traitée par micro-perforations, le chargement acoustique γ_{at} (at correspond à "avec traitement") s'écrit

$$\gamma_{at} = \frac{P_{bat}}{P_{inc}} \quad (2.65)$$

où P_{bat} est la pression bloquée au niveau de la paroi traitée par micro-perforations. C'est ce paramètre γ_{at} qui sera utilisé pour qualifier l'intérêt du traitement.

Le chargement acoustique, induit par une onde plane d'incidence θ et d'amplitude P_{inc} , appliqué à la paroi de coefficient de réflexion R_θ s'écrit [4] :

$$\gamma_{at}(\theta) = [1 + |R_\theta|^2 + 2|R_\theta|\cos\chi]^{1/2} \quad (2.66)$$

où k_0 est le nombre d'onde acoustique et χ est la phase du coefficient de réflexion R_θ . Cette phase décrit le retard entre les ondes planes réfléchies par la paroi, incidentes en z .

2.3.2.1 Application numérique

La figure (2.31) montre les variations par rapport à la fréquence de plusieurs chargements acoustiques de la structure 1 définie dans le tableau (2.5). Lorsque la structure 1 n'est pas micro-perforée, le chargement est $\gamma_{st} = 2$. Le chargement acoustique vaut γ_{at} lorsque la structure 1 est micro-perforée. L'excitation par onde plane à différents angles d'incidence (0° , 30° , 45° et 60°) est également présentée.

Le chargement acoustique de la structure 1 micro-perforée présente un minimum lorsque le maximum d'absorption est atteint. Les courbes obtenues pour les structures 2 et 3 ne sont pas présentées car elles ont les mêmes caractéristiques. En-dessous de 500 Hz, le chargement acoustique de la structure 1 micro-perforée est du même ordre de grandeur que la structure non micro-perforée. Lorsque l'absorption provoquée par les micro-perforations est plus importante, le chargement acoustique est le plus faible (typiquement 0.55 à 1050 Hz). La fréquence de ce minimum de chargement acoustique augmente avec l'angle d'incidence θ .

2.3.3 Modification du chargement acoustique

La modification du chargement acoustique induit par la présence des micro-perforations, par rapport à la structure non micro-perforée est définie par la différence des charge-

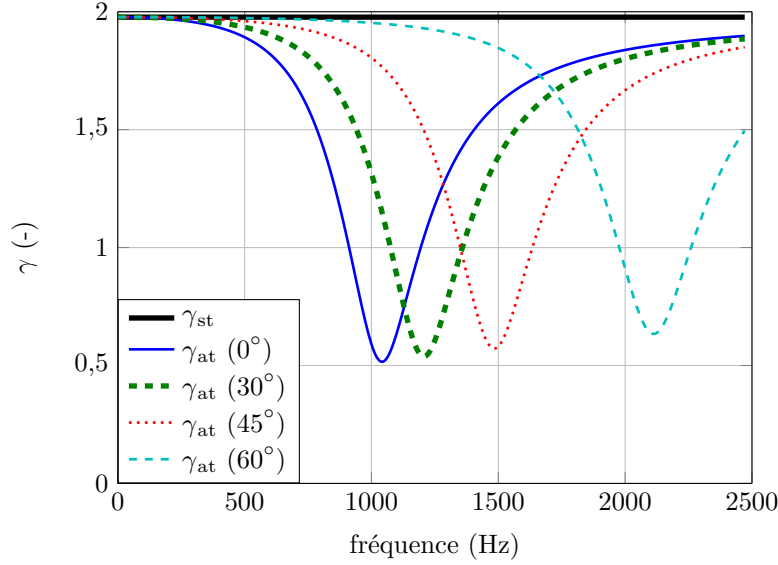


FIGURE 2.31 – Chargement acoustique de la structure 1, micro-perforée sur une face (cf. tableau (2.5)) et excitée par une onde plane incidente.

ments acoustiques calculés pour les deux structures :

$$\Delta\gamma = \gamma_{st} - \gamma_{at}. \quad (2.67)$$

Ainsi, pour une onde plane d'incidence oblique, la modification de chargement acoustique s'écrit :

$$\Delta\gamma_\theta = 2 - [1 + |R_\theta|^2 + 2|R_\theta|\cos\chi]^{1/2}. \quad (2.68)$$

La figure (2.32) montre la modification du chargement acoustique donné par l'équation (2.67) des trois structures étudiées (cf. tableau (2.5)), pour différents angles d'incidence.

La modification de chargement acoustique calculée pour les structures 1 et 3 sont du même ordre de grandeur : en incidence normale, le pic est d'amplitude 1.5 à la fréquence 1000 Hz. La fréquence du pic augmente avec l'angle d'incidence. Pour la structure 2, la modification de chargement acoustique varie à son maximum de 0.3 à 0.5 pour les fréquences 210 à 500 Hz.

2.3.3.1 Influence sur la réponse vibratoire

La modification de chargement acoustique donne lieu de façon très directe à une modification de la réponse vibratoire, ce qui est bien sûr intéressant pour l'application visée par l'étude. Ainsi, le maximum du niveau vibratoire de la structure à la résonance du système est tel que

$$\max(\dot{w}_{at})|_{dB} - \max(\dot{w}_{st})|_{dB} = 10 \log \left(\frac{\gamma_{at}}{\gamma_{st}} \right), \quad (2.69)$$

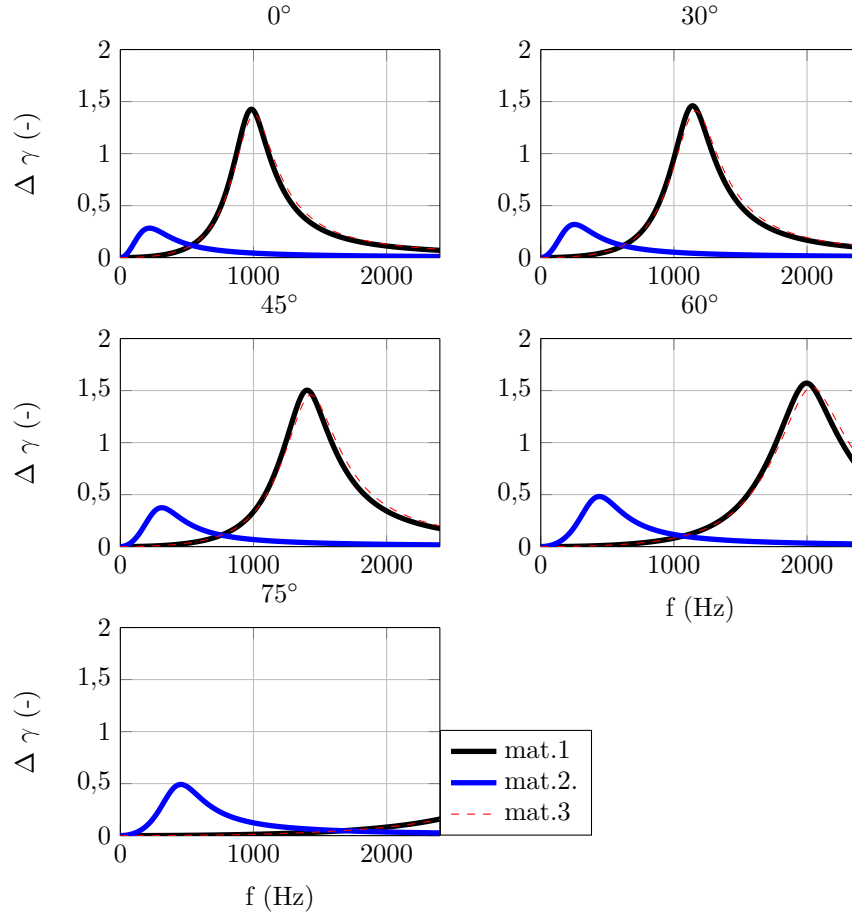


FIGURE 2.32 – Modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ en fonction de la différence de réponse vibratoire du système non traité et traité par micro-perforations (cf. tableau (2.5)).

où $\max(\dot{w}_{at})|_{dB}$ et $\max(\dot{w}_{st})|_{dB}$ sont les maxima du niveau vibratoire à la résonance des structures respectivement micro-perforée (avec traitement) et non micro-perforée (sans traitement). L'expression (2.69) permet d'exprimer la modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ en fonction de la réduction du niveau vibratoire à la résonance du système $\Delta\max(\dot{w})|_{dB}$ et du chargement acoustique γ_{st} :

$$\Delta\gamma = \gamma_{st} \left(1 - 10^{-\Delta\max(\dot{w})|_{dB}/10} \right). \quad (2.70)$$

La figure (2.33) montre ce résultat. Par exemple, si l'on souhaite réduire la vibration de la structure de moitié, la modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ doit être égale à 1. En effet, on a vu que le chargement acoustique d'une structure non micro-perforée est égal à 2. Si cette même structure est traitée de façon à réduire son chargement de moitié, alors $\gamma_{at} = 1$. Sur la figure (2.33), pour $\Delta\gamma = 1$, on obtient bien une réduction du niveau vibratoire de 6 dB.

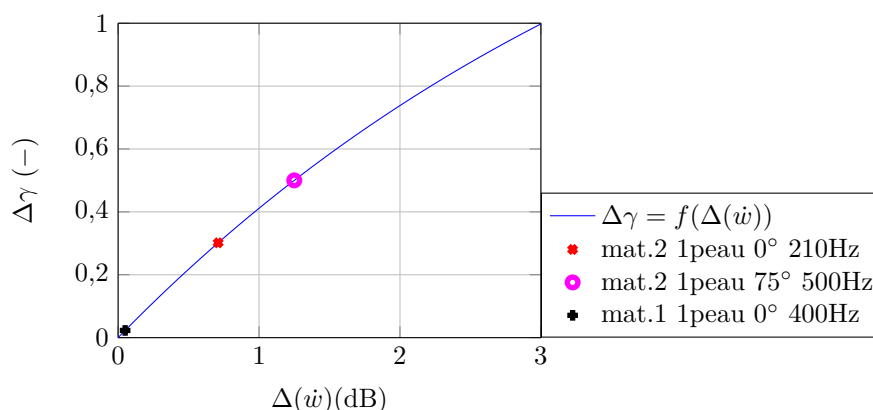


FIGURE 2.33 – Modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ en fonction de la différence de réponse vibratoire du système non traité et traité par micro-perforations. Résultats pour les structures 1 et 2 (cf. tableau (2.5)).

Sur cette même figure, on reporte les résultats obtenus en terme de maximum de modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ pour le matériau 2, à 0° et 75° (cf. figure (2.32)). Ces maxima sont atteints respectivement à 210 et 500 Hz. Si l'on considère que le comportement vibratoire est linéaire, son niveau vibratoire serait alors réduit de 0.7 et 1.25 dB respectivement à 210 et 500 Hz.

Les résultats obtenus pour les matériaux 1 et 3 sont très proches. Entre 0 et 500 Hz, le traitement par micro-perforations choisi pour ces structures ne permet pas de réduction du niveau vibratoire significatif car la pression excitatrice n'est pas assez absorbée.

2.4 Cas de l'excitation fort niveau acoustique

Le niveau sonore dans la coiffe du lanceur après l'allumage des réacteurs est de l'ordre de 140 dB [3]. Les hypothèses de l'acoustique linéaire ne sont pas valides dans ces conditions. Un certain nombre de travaux sur le comportement acoustique des micro-perforations pour des forts niveaux d'excitation acoustique existent dans la littérature. Le premier paragraphe de cette section précise l'influence d'un tel niveau acoustique sur le mécanisme d'absorption du traitement à travers une étude bibliographique. Dans le second paragraphe, on présente des mesures en tube d'impédance fort niveau réalisées à l'Institut Supérieur de l'Automobile et des Transports (ISAT) à Nevers, dans le cadre d'une collaboration informelle menée au cours de la thèse.

2.4.1 Influence du fort niveau sur les propriétés acoustiques des micro-perforations

Les propriétés acoustiques des micro-perforations en régime non linéaire sont étudiées depuis longtemps. Ce paragraphe fait une revue bibliographique de ces études.

En 1935, L. J. Sivian [57] observe expérimentalement la réactance et la résistance acoustiques d'une micro-perforation circulaire ou rectangulaire pour des forts niveaux d'excitation acoustique. Il réalise ces mesures pour différentes vitesses particulières et montre que la réactance ne dépend pas de cette grandeur, alors que la résistance en dépend.

En 1953, G. B. Thurston et C. E. Martin JR [58] observent expérimentalement l'impédance acoustique linéaire et non-linéaire, c'est-à-dire à faible et fort niveaux acoustiques d'excitation, d'orifices circulaires placés dans de l'eau. L'objectif est d'estimer les corrections de longueur aux embouchures de l'orifice, pour la résistance et la réactance acoustiques. A l'aide d'un dispositif photographique, ils montrent la formation de vortex à l'embouchure de l'orifice pour des forts niveaux d'excitation.

Les non-linéarités induites par des turbulences du champ acoustique sur la résistance, la réactance et le design de la micro-perforation ont également été étudiées par U. Ingard [59]. Celui-ci observe une forte augmentation de la résistance avec la vitesse acoustique, et une faible diminution de la réactance.

U. Ingard [59] dimensionne en 1967 un réseau de résonateurs excité par un fort niveau d'excitation. Il trace l'évolution du coefficient d'absorption pour différents forts niveaux de pression acoustique en fonction du taux de perforation. Plus le niveau sonore est élevé, plus le taux de perforation doit être élevé pour obtenir un maximum d'absorption acoustique.

En 1973, T. H. Melling [43] propose une expression pour la résistance acoustique non linéaire d'une plaque perforée couplée à une cavité :

$$R_{NL} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left\{ R_{\text{perf}} + \frac{8}{3\pi} \left[\frac{1}{C_D^2} \left(\frac{1 - \phi^2}{\phi^2} \right) \left(\frac{\rho_0}{2} \right) V_n \right] \right\}, \quad (2.71)$$

où C_D est le coefficient de décharge du trou, fonction du nombre de Reynolds et déterminé expérimentalement, V_n est l'amplitude de la vitesse acoustique dans les perforations, ϕ le taux de perforation, ρ_0 et c_0 sont respectivement la masse volumique de l'air et la célérité du son dans l'air. Cette résistance non linéaire est la somme de la résistance linéaire non réduite R_{perf} et d'un terme décrivant les effets non linéaires dus à la vitesse importante du fluide dans les trous.

En 1986, A. Cummings [60, 61] travaille sur la transmission acoustique à travers un orifice dans une plaque mince placée au bout d'un tube, lors d'une excitation acoustique de très forte amplitude. Les approches proposées sont à la fois théorique et expérimentale. A. Cummings [61] mesure cette transmission pour différentes conditions en aval de l'orifice : terminaison anéchoïque, espace infini ou cavité.

Les travaux de A. Cummings sont repris par M. Salikuddin [62] en 1990 pour la mesure de la transmission acoustique d'une plaque micro-perforée placée au bout d'un tube, dans le cas où l'espace est infini en aval de la plaque. M. Salikuddin observe une absorption d'énergie acoustique à basse fréquence, qu'il suppose due à des effets non linéaires dans les orifices.

En 2004, C. K. W. Tam et al. [63] proposent un code numérique pour modéliser

la propagation d'une onde acoustique fort niveau dans un tube de type tube d'impédance. Au fond de ce tube est placé une fente (micro-perforation ou fente biseautée) couplée à un résonateur. Les auteurs observent la formation de tourbillons au niveau des fentes.

En 2010, R. Tayong et al. [64] étudient l'absorption de différentes plaques micro-perforées couplées à une cavité d'air, excitées par un fort niveau sonore. Ils comparent plusieurs méthodes de calcul et effectuent des mesures dans un tube d'impédance à fort niveau. Les résultats en terme de coefficient d'absorption sont tracés sur la figure (2.34b).

Le modèle proposé par les auteurs est comparé à ceux de D.-Y. Maa [33] et de A. S. Hersh et al. [65]. En effet en 1998, D.-Y. Maa [33] suggère une expression de l'impédance acoustique non linéaire pour une plaque micro-perforée avec un faible taux de perforation. En 2003, A. S. Hersh et al. [65] développent un modèle étendu à plusieurs orifices, en supposant une continuité du débit volumique à travers les perforations et en ne considérant pas d'interactions entre les trous.

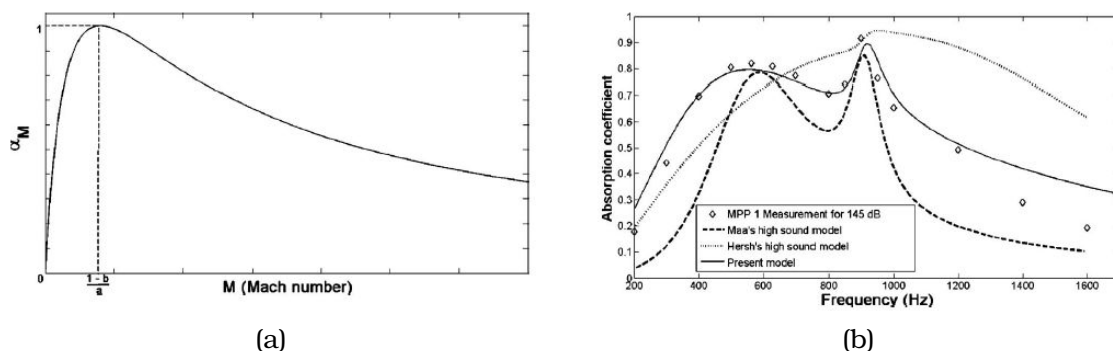


FIGURE 2.34 – (a) Amplitude α_M du coefficient d'absorption à la fréquence de résonance en fonction du nombre de Mach M . (b) Comparaison des coefficients d'absorption d'une plaque micro-perforée d'épaisseur 2.2 mm, avec des trous de diamètre 1mm, un taux de perforation de 2.2 %, couplée à une cavité d'air d'épaisseur 50 mm, pour un niveau d'excitation de 145 dB, soit une vitesse particulière de 0.325 m.s^{-1} . D'après [64].

Sur la figure (2.34a), le maximum du coefficient d'absorption est tracé en fonction du nombre de Mach, défini comme le rapport de la vitesse u à travers les micro-perforations et la célérité du son dans l'air c_0 . Le pic d'absorption augmente avec le nombre de Mach, jusqu'à atteindre un nombre de Mach critique au-delà duquel le pic d'absorption diminue avec le nombre de Mach. Ce nombre de Mach critique M_c est égal à

$$M_c = \frac{1-b}{a}. \quad (2.72)$$

Les grandeurs a et b sont données par U. Ingard et H. Ising [59] dans l'expression de la résistance acoustique non linéaire d'une plaque micro-perforée :

$$\Re\{Z_{MPP}\}_{NL} = aM + b \quad (2.73)$$

où il peut être donné une expression simplifiée de a :

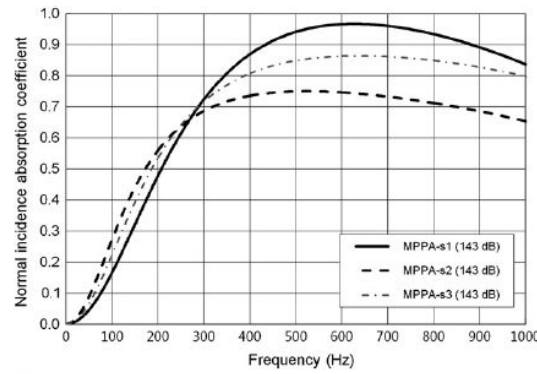
$$a = K \frac{dc_0}{\nu\phi} \quad (2.74)$$

avec d le diamètre du trou, ν la viscosité cinématique du fluide, ϕ le taux de perforation et K une constante qui dépend des bords de la perforation. Le paramètre b est proposé par Y. Aurégan et M. Pachebat [66] :

$$b = (1 + \delta) \Re\{Z_{MPP}\}_{\text{lin.}}, \quad (2.75)$$

dépend de la résistance acoustique linéaire de la plaque micro-perforée $\Re\{Z_{MPP}\}_{\text{lin.}}$ et d'un coefficient sans dimension δ qui dépend du régime acoustique. Si le régime est linéaire, alors δ est nul.

En 2013, S.-H. Park [67] utilise la méthode décrite par R. Tayong et al. [64] pour dimensionner un panneau micro-perforé destiné à améliorer l'absorption acoustique à l'intérieur de la coiffe d'un lanceur. L'auteur observe expérimentalement que des perforations de diamètre 1 mm induisent une meilleure absorption à plus haute fréquence pour un fort niveau d'excitation (cf. figure (2.35)).



	épaisseur (mm)	diamètre (mm)	taux de perforation (%)	épaisseur de la cavité (mm)
MPPA-s1	1.0	1.0	4.0	100
MPPA-s2	1.0	1.0	2.0	100
MPPA-s3	1.0	0.2	4.0	100

FIGURE 2.35 – Coefficient d'absorption en fonction de la fréquence mesurée pour trois plaques micro-perforées différentes, couplées à une cavité d'air. D'après [67].

Pour conclure, sous fort niveau de pression acoustique, l'impédance acoustique d'une micro-perforation est modifiée. Sa partie réelle augmente considérablement alors que sa partie imaginaire diminue légèrement. Une étude expérimentale, portant sur les configurations spécifiques de la thèse est développée dans le paragraphe suivant.

2.4.2 Tests en tube d'impédance

Le tube d'impédance utilisé est celui utilisé dans la thèse de R. Tayong en 2010 [68]. Il est similaire au tube d'impédance de la figure (2.24). La source acoustique est une chambre de compression (modèle JBL 2450). Un microphone de référence, affleurant au matériau testé, contrôle le niveau de pression acoustique au niveau de l'échantillon. Le principe de mesure est le même que celui détaillé au paragraphe 2.2.4, mis à part que le niveau de la source acoustique varie et est de plus en plus élevé. En pratique, un niveau de 140 dB est atteint. L'échantillon testé, visible sur la figure (1.4b) est constitué du même matériau sandwich NIDA que celui utilisé pour la fabrication du réflecteur d'antenne de satellite. Les micro-perforations usinées ont un diamètre égal à 0.6 mm, sont espacées de 5 mm et sont réparties selon un maillage carré.

Les résultats en terme de coefficient d'absorption, de résistance et réactance acoustiques en incidence normale, sont tracés sur les figures (2.36), (2.37a) et (2.37b).

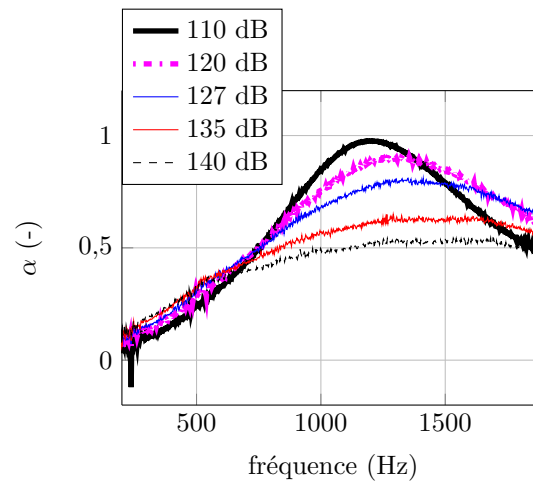


FIGURE 2.36 – Coefficient d'absorption en incidence normale mesuré en tube d'impédance fort niveau, pour différents niveaux d'amplitude de bruit blanc.

Plus le niveau sonore mesuré au niveau de l'échantillon testé est élevé, plus le pic d'absorption s'élargit et son amplitude diminue. L'absorption est alors supérieure en basse fréquence, de l'ordre de 0.1 pour une augmentation de 30 dB. La résistance acoustique (partie réelle de l'impédance de surface) est multipliée par 4 sur la bande de fréquence [300 – 500] Hz. La réactance acoustique (partie imaginaire de l'impédance de surface) diminue avec l'augmentation du niveau de pression acoustique. Elle est divisée par un facteur 0.8 sur la même bande de fréquence. Au-delà de 600 Hz, la pente de la partie réactive de l'impédance acoustique diminue lorsque le niveau de pression acoustique augmente.

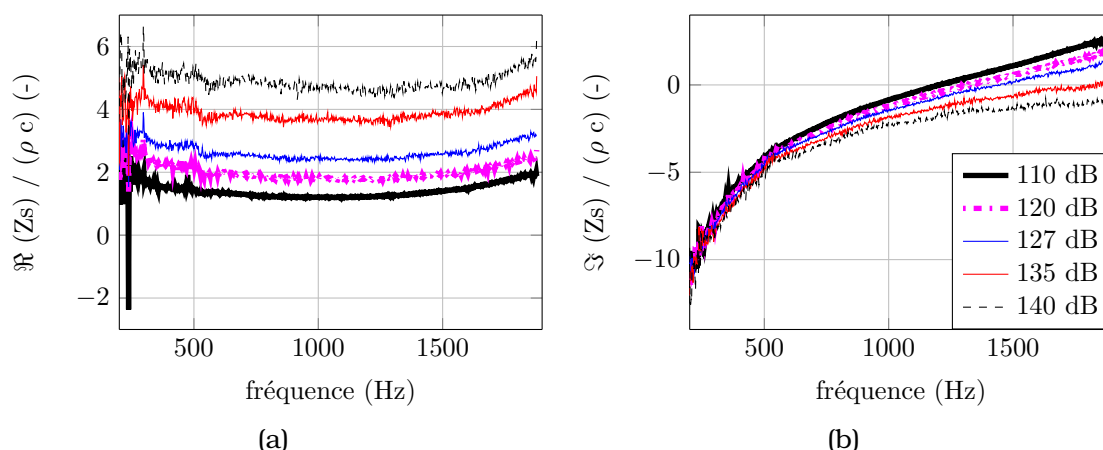


FIGURE 2.37 – (a) Résistance et (b) réactance réduites mesurées en tube d'impédance fort niveau, pour différents niveaux d'amplitude de l'excitation de type bruit blanc.

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, rappelons que la structure est considérée comme indéformable car l'effet auquel on s'intéresse est purement acoustique. Le champ acoustique est linéaire et consiste en une onde d'incidence normale ou oblique (les résultats obtenus en champ diffus seront présentés dans le chapitre 4).

Après une revue bibliographique de deux modèles d'impédance acoustique de micro-perforations, nous choisissons d'utiliser la théorie de propagation en tube fin développée par D.-Y. Maa [20] pour l'expression de l'impédance acoustique d'un orifice. Deux corrections sont à apporter à cette impédance, dues au couplage entre le fluide et la micro-perforation et aux interactions lors du rayonnement des pistons d'air contenus dans les trous : une correction sur la partie réelle de l'impédance et une correction sur sa partie imaginaire.

L'impédance d'une peau micro-perforée s'obtient par homogénéisation de l'impédance d'un orifice sur une surface dont la taille est fonction de la bande de fréquence d'intérêt. Le paramètre d'homogénéisation est le taux de perforation ϕ .

La peau micro-perforée peut être couplée à une cavité fermée par une paroi rigide. Il est alors possible de déterminer l'impédance de surface du système en utilisant une analogie électro-acoustique. Les propriétés acoustiques telles que les coefficients de réflexion et d'absorption découlent de l'expression de cette impédance.

Le modèle et la méthode utilisés sont validés et comparés à une approche de type matrice de transfert ainsi qu'au modèle de fluide équivalent utilisant la théorie de Biot [17]. Les deux méthodes de calcul fournissent les mêmes résultats. Les deux modèles fournissent des résultats très proches.

Une étude paramétrique permet d'observer l'influence de la géométrie des micro-perforations sur leur propriétés acoustiques. La synthèse des résultats est reportée dans le tableau (2.6). A partir de cette étude paramétrique, le matériau noté 2 a été dimensionné pour avoir des performances acoustiques raisonnables dans la bande de fréquence [20 – 500] Hz.

Variation de la géométrie		Influence sur les propriétés acoustiques				
		Coefficient d'absorption α			$\Re(Z)$	$\Im(Z)$
		Amplitude du pic	Fréquence du pic	Largeur du pic		
t	↗	↗	↘	↘	↗	↗
D	↗	↘	↘	↘	—	↗
d	↗	↗↘	↗	↘↗	↘	↘
b	↗	↗	↘	↘	↗	↗
ϕ	↗	dépend de b et d			↘	↘
θ	↗	dépend de t, D, d, b, ϕ	↗	↗	—	↗
Niveau acoustique de l'excitation	↗	↗	↗	↗	↗↗	↘

TABLE 2.6 – Influence de la variation de la géométrie du panneau sandwich NIDA micro-perforé sur ses propriétés acoustiques (cf. figure (2.11)).

Le coefficient d'absorption peut être mesuré par la méthode du tube d'impédance. Les mesures sur deux échantillons micro-perforés montrent que le partitionnement de la cavité arrière à la peau micro-perforée, par les cellules NIDA, augmente l'absorption sur l'ensemble de la bande de fréquence observée. Le modèle utilisé ne décrit alors pas les effets résistifs ajoutés par ces subdivisions.

Le comportement acoustique des micro-perforations en régime acoustique fort niveau est abordé par une revue bibliographique et des mesures du coefficient d'absorption en incidence normale. Les résultats sont également reportés dans le tableau (2.6). L'influence sur la modification du chargement acoustique n'a pas été montrée ici, mais elle semble très faible pour le matériau testé (matériau 3) en incidence normale.

A partir de la description des propriétés acoustiques d'une structure sandwich NIDA, il est possible de déterminer le chargement acoustique appliqué à celle-ci et induit par la pression excitatrice. Ce chargement acoustique est réduit par le mécanisme d'absorption lorsque la structure est micro-perforée. Ainsi, la modification de chargement acoustique est calculée en incidences normale et oblique, pour trois matériaux. Ce paramètre est directement lié à la réponse vibratoire de la structure. En effet, si l'excitation d'une structure est plus faible, alors la réponse vibratoire est plus faible également.

Dans la gamme de fréquence d'intérêt, le traitement dimensionné pour les matériaux 1 et 3, dont les dimensions sont proches de celles d'un réflecteur d'antenne de satellite, ne permet pas de réduire significativement la réponse vibratoire de la structure. L'effet est quantifié mais faible pour l'application visée. Selon un autre dimensionnement du matériau sandwich NIDA (matériau 2), la réponse vibratoire peut être réduite de 1 dB dans la bande de fréquence [20 – 500] Hz.

Chapitre 3

Effet des micro-perforations sur le comportement dynamique de la structure

L'objectif de ce chapitre est de quantifier l'effet des micro-perforations sur une des peaux du réflecteur d'antenne de satellite, sur son comportement vibratoire. Par rapport à la littérature, cette étude présente une certaine originalité car les micro-perforations sont généralement utilisées à des fins acoustiques. Deux approches sont mises en œuvre : une modélisation du mécanisme d'amortissement et un test expérimental sur un panneau micro-perforé dans l'air et dans le vide.

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, la structure rigide subit une excitation élémentaire constituée par une onde plane incidente sur la face supérieure du panneau (cf. figure (3.1)). La différence de pression bloquée ΔP_b est responsable de la vibration de la structure. L'excitation solidienne par une force F en son point de fixation n'est pas considérée ici. La structure considérée vibre à une vitesse $\dot{w}$ et génère une différence de pression rayonnée ΔP_{ray} , négligée dans l'hypothèse de fluide léger.

La démarche adoptée concerne l'étude du couplage fluide-structure dans les micro-perforations. On cherche à quantifier ce couplage sous la forme d'un amortissement ajouté, que l'on notera $\mathcal{C}(x, y, \omega)$, causé par les frottements du fluide contre les bords des micro-perforations au cours d'un mouvement de flexion imposé du panneau.

Lorsque la structure est micro-perforée, le couplage entre le fluide et la structure est différent du cas où la structure n'est pas micro-perforée. On prend alors en compte la différence de pression dissipée par les micro-perforations ΔP_{dissip} . Cette différence de pression est supposée proportionnelle à la vitesse $\dot{w}$ et peut s'écrire sous la forme d'une impédance inter-modale Z_{dissip} , après décomposition et projection sur la base modale [69]. Après calculs, cette impédance inter-modale est une matrice dont les

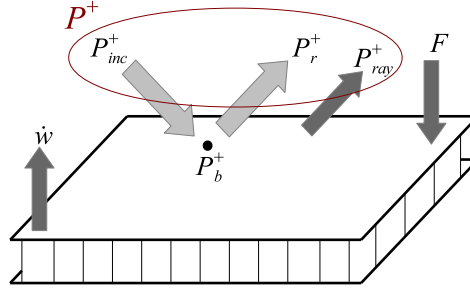


FIGURE 3.1 – Excitations et réponse du panneau sandwich NIDA.

termes diagonaux correspondent à l'action directe par rayonnement d'un mode. Les termes extra-diagonaux de la matrice d'impédance inter-modale traduisent le couplage par rayonnement entre deux modes différents [69]. En effet, rien n'indique que l'amortissement supposé ajouté par le traitement par micro-perforations soit proportionnel.

Cette impédance de rayonnement peut également s'écrire sous la forme d'une somme d'un terme réel et d'un terme imaginaire :

$$Z_{\text{dissip}} = R_{\text{dissip}} + j\omega X_{\text{dissip}} \quad (3.1)$$

où R_{dissip} correspond à la résistance du couplage et X_{dissip} représente les effets inertiels du couplage fluide-structure. La résistance modifie le terme d'amortissement de la structure *in vacuo* alors que X_{dissip} modifie la masse de la structure ainsi que ses fréquences propres. Ainsi, plus le couplage fluide-structure est important, plus les fréquences propres de la structure diminuent [69].

3.2 Modèle d'amortissement modal induit par les micro-perforations

Une structure mécanique est caractérisée par sa base modale. L'objet de ce paragraphe est d'examiner comment les amortissements modaux sont modifiés par la micro-perforation de la surface de la structure. Les vibrations de la structure sont modélisées à différentes échelles d'observation : échelles cellulaire, mésoscopique et macroscopique. Le panneau sandwich NIDA est modélisé à partir de la théorie de Love-Kirchhoff [70]. En effet, on s'intéresse ici à l'amortissement ajouté par le traitement par micro-perforations, qui n'affecte *a priori* que le mouvement en flexion de la structure en basses fréquences.

3.2.1 Échelle cellulaire

A l'échelle de la cellule NIDA micro-perforée, de taille très inférieure à la longueur d'onde mécanique, la structure est supposée indéformable. Pour une seule cellule, le mouvement de flexion peut être décrit par la superposition de deux mouvements vibratoires élémentaires : une translation et une rotation (cf. figure (3.2)). Ces deux mouvements sont couplés aux mouvements internes du fluide, induisant un effet d'amortissement que l'on propose de modéliser. La translation de la cellule NIDA micro-perforée entraîne un flux d'air dans la micro-perforation à l'origine d'une dissipation d'énergie pour la structure. Un flux d'air est également produit par le mouvement de rotation mais il est supposé très faible. C'est pourquoi les effets de rotation de la cellule sont ignorés dans la modélisation qui suit.

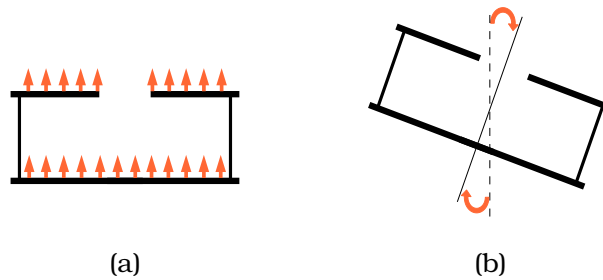


FIGURE 3.2 – Représentations du mouvement d'une cellule élémentaire de NIDA lorsque le panneau est en flexion : (a) translation et (b) rotation.

La première étape de la modélisation concerne la description du mouvement du fluide présent dans le col de la micro-perforation lorsque la cellule est en translation. Les forces de frottements visqueux générées lors de ce mouvement sont calculées à partir de la cinématique imposée pour la cellule. La méthode utilisée est analytique et utilise un système discret pour décrire le mécanisme dissipatif élémentaire.

3.2.1.1 Oscillateur élémentaire décrivant l'effet d'une micro-perforation

L'ensemble de la cellule indéformable se déplace à une vitesse imposée $\dot{w}$, considérée comme unitaire dans un premier temps. L'air contenu dans la micro-perforation peut être assimilé à une masse rigide car ses dimensions sont petites devant la longueur d'onde acoustique et devant celles de la cavité. De plus, si les dimensions de la cavité sont faibles devant la longueur d'onde, alors le volume varie avec le mouvement de la masse. Il s'ensuit que le piston d'air localisé dans le col et à ses extrémités est modélisé par un oscillateur élémentaire excité par la base. Cet oscillateur est caractérisé par :

- une masse M_f qui correspond à la masse d'air contenue dans la micro-perforation, plus une correction apportée (cf. chapitre 2),
- un amortissement visqueux C_f qui décrit la dissipation dans les couches limites visqueuse et thermique contenues dans la micro-perforation,

- une raideur décrivant la compressibilité du fluide dans la cavité constituant la cellule.

On retrouve les différents éléments de ce modèle à constantes localisées sur la figure (3.3b).

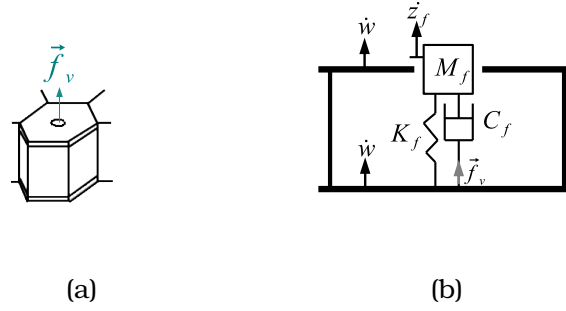


FIGURE 3.3 – (a) Représentation d'une cellule NIDA micro-perforée à l'échelle microscopique. (b) Modélisation du mouvement du fluide à partir d'un oscillateur élémentaire.

Les éléments du système masse-ressort-amortissement sont calculés à partir de la géométrie de la cellule NIDA micro-perforée et de l'impédance acoustique de la micro-perforation calculée grâce au modèle de Maa dans le chapitre précédent. La raideur K_f de la cavité est donnée par

$$K_f = \frac{P_0 \gamma S_f^2}{V_{cav}}, \quad (3.2)$$

où S_f est la surface d'un trou, V_{cav} est le volume de la cavité formée par la cellule NIDA, P_0 et γ correspondent respectivement à la pression atmosphérique statique de l'air et au rapport des chaleurs spécifiques. La masse M_f dépend de la partie imaginaire de l'impédance d'une micro-perforation, qui traduit les effets réactifs dans le trou. Elle s'écrit

$$M_f = S_f \frac{\Im(Z_{perf})}{\omega} = \frac{S_f}{\omega} \left[2j\omega\rho_0\varepsilon + \Im \left\{ j\omega\rho_0 \left(1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right)^{-1} \right\} \right]. \quad (3.3)$$

L'amortissement C_f s'exprime à partir de sa partie réelle, traduisant les effets résistifs :

$$C_f = S_f \Re(Z_{perf}) = S_f \left[\frac{\sqrt{2}\mu x}{d} + \Re \left\{ j\omega\rho_0 \left(1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right)^{-1} \right\} \right]. \quad (3.4)$$

L'application du principe fondamental de la dynamique à la masse M_f permet d'écrire

$$j\omega M_f \dot{z}_f = -\frac{K_f}{j\omega} (\dot{w} - \dot{z}_f) - C_f (\dot{w} - \dot{z}_f), \quad (3.5)$$

où z_f correspond au déplacement de la masse M_f dans l'axe de la micro-perforation. Les efforts appliqués au piston d'air par la cellule NIDA sont visibles au second membre et font intervenir les vitesses relatives entre cellule et piston.

Le rapport $\frac{\dot{z}_f}{\dot{w}}$ tend vers 1 lorsque la fréquence tend vers 0, ce qui signifie que le piston d'air a alors le même mouvement que la cellule NIDA. Aucun effort ne s'applique donc sur celle-ci.

A partir de l'équation (3.5) du mouvement, il est possible de définir l'effort appliqué par le piston d'air sur le solide indéformable que constitue la cellule NIDA micro-perforée. Cette force s'exprime en fonction de l'amortissement, de la raideur et de la vitesse relative du fluide par rapport à la vitesse de la cellule,

$$\vec{f}_v = \left(C_f + \frac{K_f}{j\omega} \right) (\dot{z}_f - \dot{w}) \vec{z}. \quad (3.6)$$

3.2.1.2 Modèle numérique

Une modélisation numérique du mouvement acoustique dans la micro-perforation a été conduite. Elle est brièvement rapportée ici et décrite de façon plus complète dans l'annexe F. Cette approche permet le calcul de l'effort appliqué par le fluide sur la cellule NIDA micro-perforée. Elle utilise un modèle numérique de fluide thermo-visqueux, basé sur la modélisation par éléments finis et développé par Nicolas Joly dans le contexte des microphones miniatures [44]. Cette modélisation permet de décrire finement les mouvements du fluide proche des parois dans l'épaisseur des couches limites thermique et visqueuse.

Le modèle présenté dans l'annexe F permet le calcul de la vitesse axiale du fluide dans la cellule NIDA micro-perforée lorsque celle-ci se déplace avec un mouvement de translation imposé à la vitesse 1 m.s⁻¹. La cellule NIDA évolue dans un cylindre de fluide de rayon et d'épaisseur 1 m.

Pour des fréquences inférieures à 400 Hz, la vitesse axiale du fluide selon la section de l'orifice est de forme parabolique, comme on peut observer sur la figure (2.5) du chapitre 2. La forme des résultats est satisfaisante mais les ordres de grandeurs sont erronés à cause de la difficulté de poser correctement les limites du domaine fluide, notamment celles du cylindre dans lequel se déplace la cellule NIDA micro-perforée.

Pour la suite du développement du modèle d'amortissement, le mouvement acoustique est modélisé par l'oscillateur élémentaire décrit dans le paragraphe 3.2.1.1.

3.2.2 Homogénéisation à l'échelle mésoscopique

3.2.2.1 Définition de l'échelle mésoscopique

L'échelle mésoscopique correspond à la taille typique d'un groupe de cellules élémentaires, définie de telle sorte que cette taille soit grande devant les dimensions d'une cellule, mais petite comparée aux longueurs d'onde acoustique et vibratoire.

Cette échelle est représentée schématiquement sur la figure (3.4).

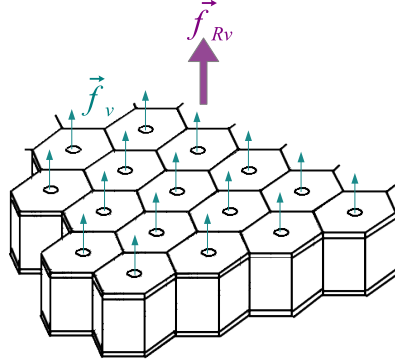


FIGURE 3.4 – Représentation schématique des cellules NIDA micro-perforées à l'échelle mésoscopique et de la résultante des forces appliquées sur l'élément de panneau sandwich NIDA dS .

La longueur d'onde vibratoire λ_f d'une structure est égale à $\frac{2\pi}{k_f}$. Le nombre d'onde en flexion k_f s'écrit :

$$k_f^2 = \sqrt{\frac{12\rho(1 - \nu_P^2)}{Eh^2}}\omega \quad (3.7)$$

où ω correspond à la pulsation, ρ est la masse volumique équivalente du panneau sandwich NIDA, ν_P son coefficient de Poisson, E est le module d'Young et h l'épaisseur totale du matériau. Les grandeurs ρ et E sont données par les fabricants des différents panneaux. L'analyse modale expérimentale des panneaux étudiés est réalisée dans la seconde partie de ce chapitre. Les fréquences propres obtenues lors de cette mesure sont comparées à celles obtenues par calcul numérique avec le logiciel *Comsol* de façon à valider les valeurs de E et ρ fournies par le fabricant.

Structures	D_r (Nm)	E (Pa)	ρ (kg.m ⁻³)	h (mm)	S_p (m ²)	ν_P (-)
1	$8,8.10^4$	$6,9.10^{10}$	350	22	$1,5 \times 1$	0.3
2	$1,6.10^5$	$5,3.10^9$	193.13	64	$\pi 0.45^2$	0.3
3	$2,4.10^4$	$2,2.10^{10}$	90,77	20,8	$\pi 0.9^2$	0.3
4	$8,8.10^4$	$6,9.10^{10}$	350	22	0.4×1	0.3

TABLE 3.1 – Caractéristiques des quatre structures étudiées.

Dans la gamme de fréquence considérée ([20–300] Hz), la longueur d'onde vibratoire des structures 1 et 3, dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau (3.1), est comprise entre 5.55 et 1.43 m. Avec ces ordres de grandeur, nous convenons qu'un groupe de 100 cellules, ayant chacune un diamètre équivalent $d_c = 6.35$ mm (obtenu par l'insertion d'une cellule hexagonale dans un cercle circonscrit), permettent de définir l'échelle d'homogénéisation. La surface de ce groupe de 100 cellules vaut alors

$100 \times \pi \frac{d_c^2}{4} = 0.4 \text{ m}^2$, ce qui correspond à l'aire d'un disque de diamètre $d_d = 635 \text{ mm}$. La fréquence pour laquelle la longueur d'onde de flexion est égale à d_d vaut $f = \frac{c}{d_d} = 1527 \text{ Hz}$, ce qui fixe la fréquence limite au-delà de laquelle l'homogénéisation dans les conditions décrites n'est plus valide.

Cette échelle intermédiaire est définie de façon à passer d'une distribution discrète des forces de dissipation à l'échelle cellulaire vers une modélisation de l'amortissement réparti sur une structure continue ou continue par morceau.

Il semble important de noter que la réaction observée est locale, ce qui signifie que chaque force élémentaire $\vec{f}_v$ associée à une cellule est indépendante des forces associées aux cellules voisines. Aucun effet d'interaction n'est donc considéré entre les cellules adjacentes.

3.2.2.2 Définition d'un amortissement apparent

Le mouvement de l'élément de panneau dS est décrit par l'équation de flexion :

$$-\omega^2 \rho h w(x, y, \omega) dS + \mathcal{K}(w(x, y, \omega)) dS = \Delta P_b dS + \vec{f}_{Rv} dS \quad (3.8)$$

où $w(x, y, \omega)$ est le déplacement hors plan, ρh est la densité surfacique. La force $\vec{f}_{Rv}$ est la force par unité de surface résultant des efforts $\vec{f}_v$ appliqués par les pistons d'air sur les cellules NIDA situées dans la surface dS . L'opérateur $\mathcal{K}(w(x, y, \omega))$ est l'opérateur de rigidité du panneau sandwich NIDA. Pour un panneau plan, on a

$$\mathcal{K}(w(x, y, \omega)) = D \Delta^2 w(x, y, \omega) \quad (3.9)$$

où D est la rigidité en flexion du panneau et Δ^2 est l'opérateur bi-Laplacien. Le terme $\Delta P_b dS$ correspond à l'effort appliqué par la différence de pression bloquée de part et d'autre de l'élément de panneau dS .

Pour une surface élémentaire dS comprenant N perforations, la force résultante $\vec{f}_{Rv}$ s'écrit

$$\vec{f}_{Rv} dS = N \vec{f}_v = \frac{\phi}{S_f} \vec{f}_v dS \quad (3.10)$$

où $N = n_{t/c} \cdot n_c$, avec $n_{t/c}$ le nombre de perforations par cellule NIDA et n_c le nombre de cellules. Ici, $n_{t/c}$ est fixé à un (une seule perforation par cellule). Le paramètre $\phi = \frac{n_{t/c} S_f}{S_c}$ est le taux de perforation dans lequel S_c est la surface d'une cellule NIDA. La résultante $\vec{f}_{Rv}$ est écrite sous la forme suivante :

$$\vec{f}_{Rv} dS = -C_v \dot{w} dS \cdot \vec{z}. \quad (3.11)$$

Cette description de l'effet des micro-perforations fait intervenir un coefficient C_v complexe. Sa partie réelle traduit un amortissement ajouté. Sa partie imaginaire traduit un effet réactif ajouté. Selon le signe de cette partie imaginaire, l'effet s'interprète comme un effet de masse ou de raideur ajoutée pour le panneau. Cet effet est négligé ici car très faible. L'équation du mouvement de l'élément de panneau dS s'écrit finalement

$$-\omega^2 \rho h w(x, y, \omega) dS + \mathcal{K}(w(x, y, \omega)) dS = \Delta P_b dS - j\omega C_v w(x, y, \omega) dS. \quad (3.12)$$

Compte-tenu de (3.5), (3.6) et (3.11), le coefficient C_v s'écrit

$$C_v = \frac{\phi}{S_f} \left(C_f + \frac{K_f}{j\omega} \right) \left(\frac{j\omega M_f}{j\omega M_f + \frac{K_f}{j\omega} + C_f} \right). \quad (3.13)$$

Si la taille de la cellule tend vers 0, la raideur K_f tend vers l'infini. L'expression (3.13) montre alors que la partie réelle de C_v tend alors vers 0, montrant ainsi que l'amortissement induit par la perforation tend vers 0. Il n'y a plus de mouvement relatif entre piston et cellule, donc plus de mécanisme dissipatif.

3.2.2.3 Coefficient d'amortissement apparent : application numérique

Les applications numériques sont réalisées sur les trois structures définies dans le tableau (3.1). A cette échelle, les résultats pour la structure 4 sont les mêmes que pour la structure 1 car ces panneaux sont fabriqués dans le même matériau sandwich NIDA et présentent le même traitement par micro-perforations. Les figures (3.5a) et (3.5b) montrent la partie réelle de C_v en fonction de la fréquence et de la fréquence réduite.

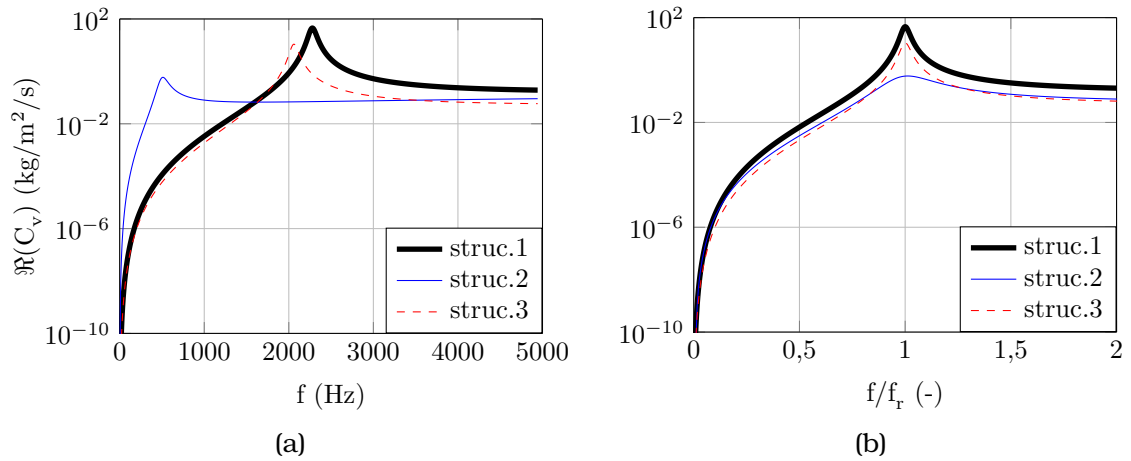


FIGURE 3.5 – Partie réelle du coefficient d'amortissement structural visqueux apparent C_v , (a) en fonction de la fréquence, (c) en fonction de la fréquence normalisée par la fréquence propre f_r de l'oscillateur élémentaire. Les trois structures sont celles répertoriées dans le tableau (3.1).

La partie réelle du coefficient d'amortissement structural visqueux apparent est positive sur la bande de fréquence considérée. Elle est nulle lorsque la fréquence est nulle. Elle augmente avec la fréquence pour atteindre son maximum à la pulsation propre $\omega_f = \sqrt{\frac{K_f}{M_f}}$, ce que montre la figure (3.5b) où les mêmes courbes sont tracées en fonction de la fréquence normalisée par la fréquence propre de l'oscillateur élémentaire défini à l'échelle cellulaire $f_r = \frac{\omega_f}{2\pi}$. Le maximum de $\Re\{C_v\}$ est toujours observé à $f = f_r$.

Au-delà de cette fréquence, $\Re(C_v)$ tend vers $\frac{\phi}{S_f} C_f$ car plus la fréquence est élevée, moins la masse est mobile et plus l'amortissement C_f de l'oscillateur est prépondérant.

Plus la perforation est grande et moins la dissipation est importante. C'est pourquoi les pics à la résonance de C_v sont plus prononcés pour la structure 1 ($d = 0.8$ mm) que pour les structures 2 ($d = 0.4$ mm) et 3 ($d = 0.6$ mm).

3.2.3 Échelle macroscopique

3.2.3.1 Calcul de l'amortissement modal induit par les micro-perforations

L'échelle macroscopique correspond à l'échelle de la structure complète, dont l'équation du mouvement est donnée par

$$-\omega^2 \rho h w(x, y, \omega) + \mathcal{K}(w(x, y, \omega)) = \Delta P_b - j\omega \mathcal{C}(x, y) w(x, y, \omega) \quad (3.14)$$

où,

$$\mathcal{C}(x, y) = \mathcal{I}(x, y) \Re(C_v) \quad (3.15)$$

et où $\mathcal{I}(x, y)$ est une fonction indicatrice permettant de décrire la localisation des micro-perforations sur la structure. S'il y a des micro-perforations sur la zone de coordonnées (x, y) du panneau, alors la fonction est égale à 1. Elle est nulle sinon :

$$\mathcal{I}(x, y) = \begin{cases} 1, & \text{si micro-perforation en } (x, y) \\ 0, & \text{si pas de micro-perforation en } (x, y). \end{cases} \quad (3.16)$$

Sur la figure (3.6a), la fonction indicatrice vaut 1 partout car le traitement est uniformément réparti. Sur la figure (3.6b), elle vaut 1 sur les zones bleutées qui représentent le traitement par micro-perforations et 0 sur la surface $\tilde{S}$ blanche, où il n'y a pas de perforation. La fonction indicatrice $\mathcal{I}(x, y)$ permet ainsi de prendre en compte une répartition non uniforme du traitement.

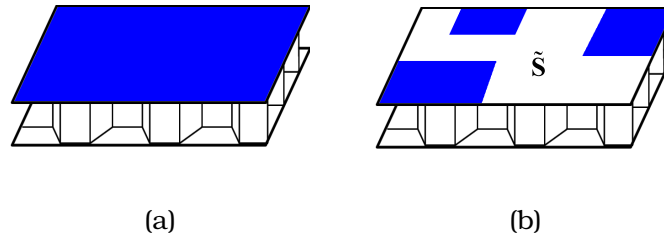


FIGURE 3.6 – Plaque micro-perforée (a) uniformément ou (b) non.

Le panneau sandwich NIDA est assimilé à une plaque de rigidité de flexion D_r . L'équation (3.14) devient

$$-\omega^2 \rho h w(x, y, \omega) + j\omega \mathcal{C}(x, y) w(x, y, \omega) + D_r \Delta^2 w(x, y, \omega) = \Delta P_b. \quad (3.17)$$

Les propriétés d'amortissement de la structure micro-perforée se traduisent par un amortissement modal ajouté pour les modes de la structure. On s'attend à ce

que cet amortissement ajouté par les trous soit très faible. Les modes (fréquences et déformées) de la structure amortie seront donc très proches de ceux de la structure non amortie. Une technique de perturbation [71] est utilisée pour le calcul des modes de la structure micro-perforée.

Les valeurs propres λ_{0k} et déformées propres ϕ_{0k} de la structure non amortie sont les solutions de l'équation

$$(\rho h \lambda_{0k}^2 + D_r \Delta^2) \phi_{0k} = 0 \quad (3.18)$$

et vérifient les relations d'orthogonalité,

$$\int_S \phi_{0k} \rho h \phi_{0k'} = m_k \delta_{kk'} \quad (3.19)$$

où m_k désigne la masse modale du mode k et $\delta_{kk'}$ est le symbole de Kronecker :

$$\delta_{kk'} = \begin{cases} 1 & \text{si } k = k' \\ 0 & \text{si } k \neq k'. \end{cases} \quad (3.20)$$

Les valeurs propres λ_k et déformées propres ϕ_k du panneau amorti sont quant à elles solutions de l'équation

$$(\rho h \lambda_k^2 + \mathcal{C}(x, y) \lambda_k + D_r \Delta^2) \phi_k = 0. \quad (3.21)$$

Les grandeurs λ_k et ϕ_k s'écrivent comme la somme des valeurs propres et déformées propres de la structure non amortie, et de termes correctifs $\delta\lambda$ et $\delta\phi$, supposés très petits [71] :

$$\lambda_k = \lambda_{0k} + \delta\lambda, \quad (3.22)$$

$$\phi_k = \phi_{0k} + \delta\phi. \quad (3.23)$$

En reportant les équations (3.22) et (3.23) dans l'équation (3.21), il vient

$$\begin{aligned} (D_r \Delta^2 + \lambda_{0k}^2 \rho h) \phi_{0k} + 2\lambda_{0k} \rho h \delta\lambda \phi_{0k} + \lambda_{0k} \mathcal{C}(x, y) \phi_{0k} + (D_r \Delta^2 + \lambda_{0k}^2 \rho h) \delta\phi \\ + (\delta\lambda)^2 \rho h \phi_{0k} + \mathcal{C}(x, y) \delta\lambda \phi_{0k} + 2\lambda_{0k} \delta\lambda \rho h \delta\phi + (\delta\lambda)^2 \rho h \delta\phi \\ + \lambda_{0k} \mathcal{C}(x, y) \delta\phi + \delta\lambda \mathcal{C}(x, y) \delta\phi = 0 \end{aligned} \quad (3.24)$$

où les termes des deuxième et troisième lignes sont des termes du second ordre car ils sont le produit de deux grandeurs considérées comme des infiniment petits ($\delta\lambda$, $\delta\phi$ ou $\mathcal{C}(x, y)$). Le premier terme de la première ligne est égal à zéro en raison de l'équation (3.18) relative au système conservatif associé. Finalement, l'équation (3.24) devient

$$(D_r \Delta^2 + \lambda_{0k}^2 \rho h) \delta\phi + 2\lambda_{0k} \rho h \delta\lambda \phi_{0k} + \lambda_{0k} \mathcal{C}(x, y) \phi_{0k} \approx 0. \quad (3.25)$$

La projection de l'équation (3.25) sur le mode propre ϕ_{0k} s'effectue en multipliant chaque membre par ϕ_{0k} et en intégrant sur la surface du panneau. On obtient finalement

$$\int_S \phi_{0k} (D_r \Delta^2 + \lambda_{0k}^2 \rho h) \delta\phi dS + \int_S \phi_{0k} \lambda_{0k} (\mathcal{C}(x, y) + 2\delta\lambda \rho h) \phi_{0k} dS \approx 0 \quad (3.26)$$

dans laquelle le premier terme est nul. En effet, λ_{0k} et $\delta\phi$ sont symétriques, de par leur définition (cf. équation (3.23)). On suppose que les conditions aux limites sont les mêmes pour les deux structures, non perforée et perforée. On sait par ailleurs que le

bi-Laplacien Δ^2 est un opérateur auto-adjoint [72]. Ces grandeurs peuvent ainsi être interverties :

$$\int_S \phi_{0k} (D_r \Delta^2 + \lambda_{0k}^2 \rho h) \delta \phi dS = \int_S \delta \phi (D \Delta^2 + \lambda_{0k}^2 \rho h) \phi_{0k} dS. \quad (3.27)$$

D'après l'expression (3.18), l'équation (3.26) devient donc

$$\int_S \phi_{0k} \lambda_{0k} (\mathcal{C}(x, y) + 2\delta \lambda \rho h) \phi_{0k} dS \approx 0. \quad (3.28)$$

En utilisant les propriétés d'orthogonalité des modes ($\int_S \rho h \phi_{0k}^2 dS = m_k$), l'équation (3.28) devient

$$\begin{aligned} \int_S \lambda_{0k} \mathcal{C}(x, y) \phi_{0k}^2 dS + \int_S 2\lambda_{0k} \delta \lambda \rho h \phi_{0k}^2 dS &= 0 \\ \lambda_{0k} \left(\int_S \mathcal{C}(x, y) \phi_{0k}^2 dS + 2\delta \lambda m_k \right) &= 0. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Si $\lambda_{0k} = 0$, alors le mode ϕ_{0k} correspond à un mode de corps rigide. Pour tout autre mode, $\lambda_{0k} \neq 0$. On en déduit :

$$\int_S \mathcal{C}(x, y) \phi_{0k}^2 dS + 2m_k \delta \lambda = 0. \quad (3.30)$$

ce qui donne une expression est alors obtenue pour le terme de correction sur les valeurs propres :

$$\delta \lambda = - \frac{\int_S \phi_{0k}^2 \mathcal{C}(x, y) dS}{2m_k}. \quad (3.31)$$

Les valeurs propres du système dissipatif s'écrivent donc

$$\lambda_k \approx j\omega_{0k} - \frac{\int_S \phi_{0k}^2 \mathcal{C}(x, y) dS}{2m_k}. \quad (3.32)$$

L'expression (3.32) nous indique que la valeur propre λ_k présente une partie réelle positive. Le mouvement est donc oscillant et amorti. L'amortissement modal s'exprime à partir de $\delta \lambda$, par [71]

$$\xi_k = \frac{-\delta \lambda}{\omega_{0k}} = \frac{\int_S \phi_{0k}^2 \mathcal{C}(x, y) dS}{2\omega_{0k} m_k}. \quad (3.33)$$

3.2.3.2 Répartition des micro-perforations sur le panneau

Si les micro-perforations sont uniformément réparties sur toute la structure, alors la fonction indicatrice $\mathcal{I}(x, y)$ vaut 1 en tout point et $\mathcal{C}(x, y) = \Re(C_v)$. Ainsi, l'amortissement modal s'écrit simplement

$$\xi_k = \frac{\Re(C_v)}{2\omega_{0k} \rho h}. \quad (3.34)$$

C'est dans ce cas que la valeur maximale de l'amortissement modal est obtenue. En effet, considérons le panneau représenté sur la figure (3.6a), sur lequel la répartition des trous est uniforme et le panneau de la figure (3.6b) sur lequel les trous ne

sont pas répartis uniformément. A partir de (3.33), pour la répartition décrite par la figure (3.6b), on peut écrire :

$$\xi_k = \frac{\Re(C_v)}{2\omega_{0k}\rho h} - \frac{\int_{\tilde{S}} \phi_{0k}^2 \mathcal{C}(x, y) d\tilde{S}}{2\omega_{0k} \int_{\tilde{S}} \rho h \phi_{0k}^2 d\tilde{S}} \quad (3.35)$$

où $\tilde{S}$ correspond à la surface non micro-perforée. Comme

$$\frac{\int_{\tilde{S}} \phi_{0k}^2 \mathcal{C}(x, y) d\tilde{S}}{2\omega_{0k} \int_{\tilde{S}} \rho h \phi_{0k}^2 d\tilde{S}} > 0, \quad (3.36)$$

il est clair que $\frac{\Re(C_v)}{2\omega_{0k}\rho h}$ constitue un majorant de ξ_k , lorsque la surface micro-perforée varie.

3.2.3.3 Coefficient d'amortissement modal du panneau : application numérique

L'amortissement modal ajouté par les traitements par micro-perforations de quatre structures fabriquées à partir des matériaux définis dans le tableau (2.5), dont les dimensions sont réunies dans le tableau (3.1), est calculé. Les paramètres dynamiques des structures, tels que la rigidité en flexion D_r , le module d'Young E et la masse volumique ρ , sont répertoriés dans ce même tableau (3.1). De plus, h est l'épaisseur totale du panneau sandwich NIDA et S_p sa surface.

Les caractéristiques des structures 1, 3 et 4 sont celles de panneaux testés expérimentalement dans la section 3.3.1. Les caractéristiques du panneau 2 sont obtenues par calcul numérique éléments finis. Nous nous intéressons aux premiers modes des structures dans la bande de fréquence $[0 - 500]$ Hz, donnés par le tableau (3.2). Les structures 2 et 3 sont circulaires et présentent des paires de mode.

Les amortissements modaux des quatre structures sont tracés sur la figure (3.7). L'allure des courbes est la même que celle observée pour la partie réelle du coefficient d'amortissement apparent calculé à l'échelle mésoscopique (cf. figure (3.5)). Les ordres de grandeur des amortissements modaux varient de 10^{-12} à 10^{-5} .

3.2.3.4 Réduction du maximum de mobilité : application numérique

Les micro-perforations induisent pour chaque mode du panneau un amortissement modal ajouté (cf. équation (3.34)). Cet ajout d'amortissement donne lieu à une réduction des maxima d'amplitude ΔY_p de la mobilité de la structure :

$$\Delta Y_p = 10 \log \left(\frac{\xi_{\text{perf}}}{\xi_s} \right) \quad (3.37)$$

où ξ_{perf} est l'amortissement ajouté induit par le traitement par micro-perforations et ξ_s correspond à l'amortissement structural du panneau non perforé. L'expression (3.37) est obtenue à partir du calcul de la réponse d'un système élémentaire à un degré de liberté.

Mode	Fréquence (Hz)			
	Structure 1	Structure 2	Structure 3	Structure 4
1	60.5	66.5	49.4	142
2	64.6	66.5	51.1	199
3	133.9	111.6	113.4	368.5
4	147.3	154	114.1	
5	168	154	147.2	
6	195.8	253	187.8	
7	244.2	253.1	200.3	
8	276.1	269.7	216.8	
9	347.2	269.7	281.4	
10	371.9	412.6	290.7	
11	401.6	412.7	310.8	
12	407.3	433.9	331.6	
13	497.5	434.0	378.3	
14		473	401.7	
15			424.6	
16			440.0	

TABLE 3.2 – Fréquences des premiers modes des quatre structures.

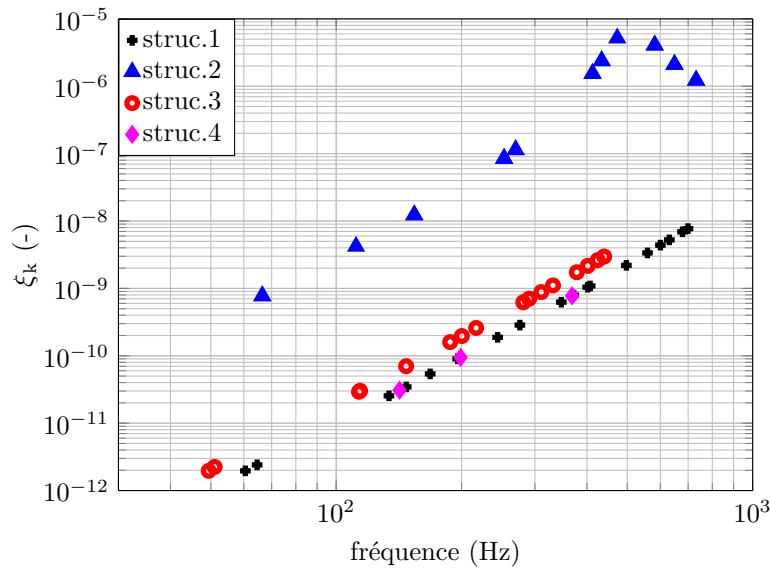


FIGURE 3.7 – Amortissement modal induit par le traitement dimensionné pour les quatre structures, en fonction de la fréquence propre des modes associés.

Sur la figure (3.8a), on trace un amortissement ajouté en fonction de la réduction du maximum de mobilité à la résonance. Cette figure permet de fixer les ordres de grandeurs à donner à ξ_k pour obtenir une réduction souhaitée de la mobilité.

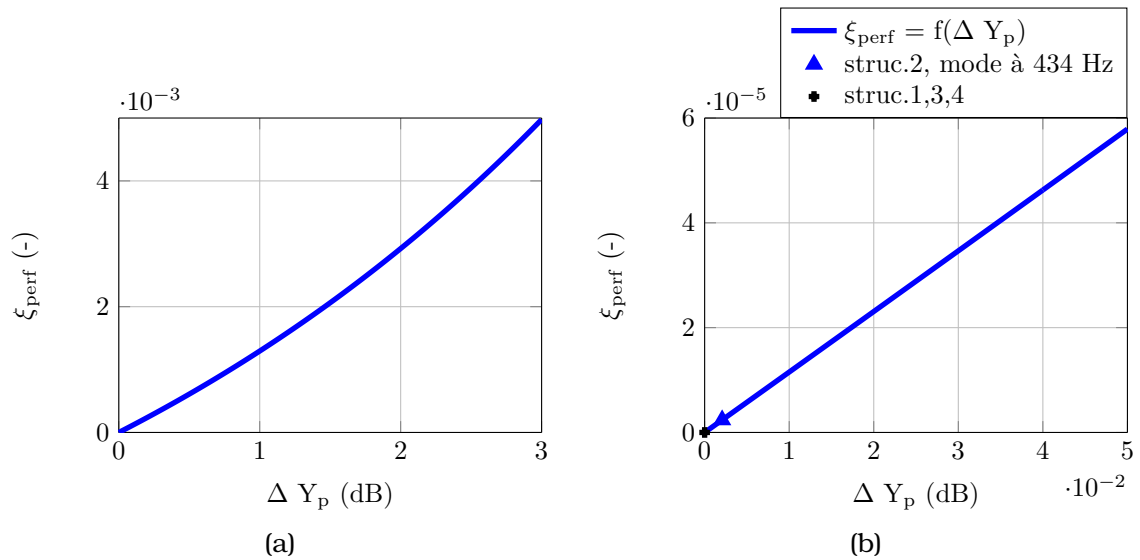


FIGURE 3.8 – (a) Amortissement ajouté par le traitement en fonction de la chute du maximum de mobilité $\max(Y_p)$ de la structure. (b) Zoom et chute du maximum de mobilité correspondant à l'amortissement pour un mode donné de la structure 2 et les structures 1, 3 et 4.

Ainsi, une réduction de 3 dB correspondrait à un amortissement (cf. figure (3.8a)) ajouté à la structure égal à $5 \cdot 10^{-3}$.

Les coefficients d'amortissement calculés pour les quatre structures sont clairement plus faibles (cf. figure (3.8b)) et ne permettent malheureusement pas d'obtenir une réduction de niveau vibratoire intéressante dans le contexte applicatif visé. Même si la conclusion est ici négative, l'approche développée a permis de quantifier l'amortissement apporté à la structure par les micro-perforations.

3.3 Mesure de l'amortissement induit par le traitement

L'objectif de cette section est de mesurer expérimentalement l'amortissement ajouté par micro-perforations. L'effet attendu étant faible, la mesure doit être adaptée. L'étude est réalisée en deux temps :

1. l'analyse modale expérimentale de la structure sandwich NIDA 1 (cf. tableau(3.1)) dans l'air : détermination des fréquences, amortissements et déformées au moyen de la méthode LSCE,
2. l'estimation des paramètres modaux (fréquences et amortissements) à partir de la réponse vibratoire en un point d'une structure sandwich NIDA, placée dans une enceinte à vide dans laquelle le niveau de pression statique est contrôlé.

Pour ces deux types de mesure, des panneaux non perforés et perforés, de même géométrie sont testés et les résultats sont comparés.

3.3.1 Analyse modale expérimentale en air

3.3.1.1 Configuration expérimentale

L'analyse modale expérimentale de la structure 1 (cf. tableau (3.1)) est réalisée avec un système d'acquisition *LMS* (frontal Scadus 3, environnement logiciel Test-lab 13A). Les capteurs utilisés pour la mesure sont un accéléromètre (PCB 353B68) et un marteau d'impact (PCB 086C41). La méthode utilisée est la méthode LSCE (pour Least-Squares Complex Exponential). Il s'agit d'une méthode qualifiée de temporelle, dans laquelle la réponse impulsionnelle est représentée par une somme d'exponentielles complexes amorties. L'algorithme de Prony permet de trouver fréquences et amortissements. Les valeurs des déformées modales sont obtenues au moyen de la méthode des moindres carrés [73].

Le maillage de la structure comprend 130 points de mesure. L'accéléromètre, préalablement calibré, est placé sur un point du maillage non situé sur une ligne nodale pour les premiers modes. Le point choisi est le numéro seize, de coordonnées $(1.17, -0.1)$ (cf. figure (3.9)). Le marteau d'impact est également calibré au moyen d'un test à la masse suspendue. Les impacts au marteau sur chaque nœud du maillage permet la mesure des fonctions de réponse en fréquence. Pour chaque point, une moyenne est faite sur trois acquisitions.

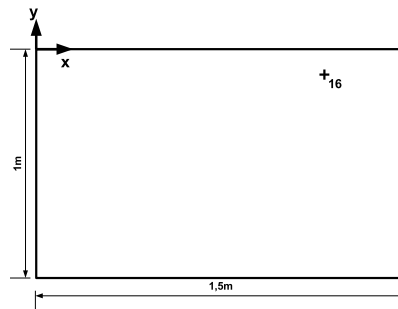


FIGURE 3.9 – Dimensions de la structure 1 et point de mesure à l'accéléromètre.

Les résultats de l'analyse modale expérimentale concernent la structure 1 (cf. tableau (3.1)), étudiée sous la forme des deux panneaux suivants :

- panneau A : panneau sandwich NIDA sans traitement, appelé panneau de référence,
- panneau B : panneau sandwich NIDA sans traitement dans un premier temps et micro-perforé ensuite.

3.3.1.2 Modes identifiés pour deux panneaux identiques non perforés

La figure (3.10) représente la somme quadratique des fonctions de réponse en fréquence de tous les points de mesure, à la fois pour le panneau A et le panneau B, tous les deux non micro-perforés. On identifie 18 modes de la structure entre 0 et 800 Hz. Les déformées modales correspondantes sont représentées sur la figure (3.12). Elles correspondent à des déformées modales typiques de plaques dont les quatre bords sont libres [74]. Par exemple, les quatre premiers premiers modes correspondent respectivement aux modes $(1, 1)$, $(0, 2)$, $(1, 2)$ et $(2, 0)$ (avec (n, m)).

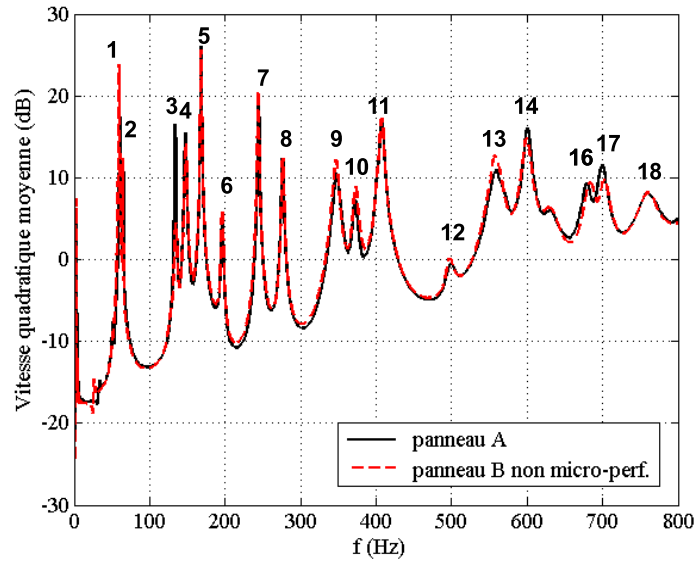


FIGURE 3.10 – Vitesse quadratique moyenne résultant d’une force ponctuelle appliquée à la structure au point 16, de coordonnées $(1.17, -0.1)$ (cf. figure (3.9)).

Les résultats obtenus pour les panneaux A et B non traités sont comparés dans le tableau (3.3). On définit un critère d’écart $E_{A/B}$ entre les mesures des panneaux A et B, dans le but de quantifier les écarts liés au processus de fabrication de ces structures sandwich :

$$E_{A/B} = \frac{|H_A - H_B|}{|H_B|} \quad (3.38)$$

où H_A et H_B sont respectivement les sommes quadratiques des fonctions de réponse en fréquence du panneau A et du panneau B, tous les deux non micro-perforés. Cet écart traduit les différences de fabrication entre panneaux, ainsi que les défauts (faibles cabossages) présents sur ces panneaux.

3.3.1.3 Analyse du panneau B micro-perforé

Le panneau B est micro-perforé selon les paramètres du tableau (2.5) pour le matériau sandwich NIDA 1. Les résultats obtenus pour le panneau B non traité et micro-perforé sont comparés dans le tableau (3.3) afin d'estimer l'amortissement ajouté par les micro-perforations. De la même manière, on calcule un critère d'écart $E_{st/at}$ pour évaluer les différences entre structure sans traitement par micro-perforations (st) et avec traitement (at) :

$$E_{st/at} = \frac{|H_{st} - H_{at}|}{|H_{st}|}. \quad (3.39)$$

H_{st} est en fait égal à H_B c'est-à-dire la somme quadratique des fonctions de réponse en fréquence du panneau B non micro-perforé ("st" pour sans traitement) et H_{at} est la somme quadratique des fonctions de réponse en fréquence du panneau B micro-perforé ("at" pour avec traitement).

La figure (3.11) représente les valeurs des critères d'écart (3.38) et (3.39). Il semble que l'écart calculé entre les sommes quadratiques des fonctions de réponse en fréquence mesurées sur le panneau B , avant et après micro-perforation, est plus important à basse fréquence que l'écart calculé pour la comparaison des résultats entre les panneaux A et B . Il est possible que les micro-perforations aient un effet sur la réponse vibratoire de la structure en dessous de 300 Hz. Pour le savoir, les résultats de l'analyse modale expérimentale des différents panneaux, en terme de fréquences et amortissements modaux, sont répertoriés dans le tableau (3.3).

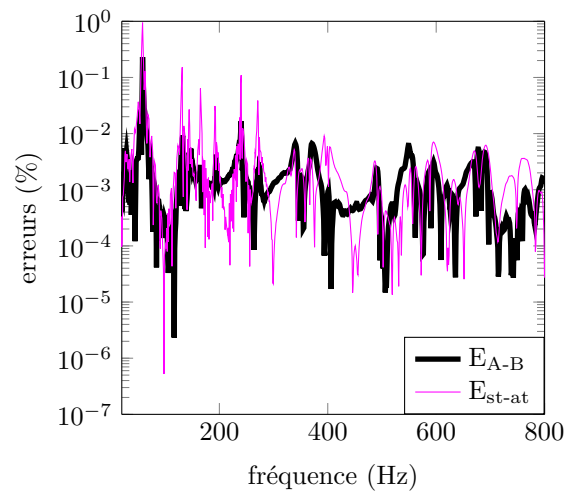


FIGURE 3.11 – Erreurs calculées par les expressions (3.38) et (3.39).

3.3.1.4 Discussion sur l'incertitude des coefficients d'amortissement estimés

Dans le tableau (3.3), les variations des fréquences et amortissements modaux ne sont pas monotones et diffèrent selon le mode considéré. De plus, ces variations sont très petites, de l'ordre du dixième de pour-cent pour l'amortissement et de l'ordre du

Mode	Fréquences, Amortissements		
	Panneau A	Panneau B non traité	Panneau B traité
1	60.5 Hz, 0.6%	59.3 Hz, 0.3%	58.8 Hz, 0.2%
2	64.6 Hz, 0.2%	64.2 Hz, 0.2%	64.1 Hz, 0.1%
3	133.9 Hz, 0.2%	134.4 Hz, 0.7%	132.9 Hz, 0.1%
4	147.3 Hz, 0.5%	147.7 Hz, 0.6%	146.5 Hz, 0.3%
5	168 Hz, 0.2%	168.1 Hz, 0.2%	167.4 Hz, 0.1%
6	195.8 Hz, 0.4%	196.0 Hz, 0.2%	194.8 Hz, 0.4%
7	244.2 Hz, 0.2%	243.7 Hz, 0.2%	242.9 Hz, 0.1%
8	276.1 Hz, 0.3%	276.3 Hz, 0.3%	274.1 Hz, 0.3%
9	347.2 Hz, 1.1%	346.4 Hz, 1.2%	346.1 Hz, 1.1%
10	371.9 Hz, 0.9%	372.6 Hz, 0.9%	370.7 Hz, 1%
11	401.6 Hz, 0.5%	402.2 Hz, 0.5%	399.1 Hz, 0.5%
12	407.3 Hz, 0.7%	407.1 Hz, 0.7%	405.4 Hz, 0.8%
13	497.5 Hz, 0.8%	497.4 Hz, 0.6%	496.3 Hz, 1.1%
14	559 Hz, 1.4%	558.1 Hz, 1.2%	558.2 Hz, 0.4%
15	600.6 Hz, 0.8%	599.1 Hz, 0.4%	596.6 Hz, 1.1%
16	630.9 Hz, 1.7%	629.8 Hz, 1.7%	631.5 Hz, 1.9%
17	678.6 Hz, 1.2%	683.2 Hz, 1.2%	680.1 Hz, 2.2%
18	699.4 Hz, 0.9%	702.2 Hz, 0.9%	695.6 Hz, 1.7%

TABLE 3.3 – Tableau comparatif des fréquences et amortissements modaux, du panneau A non micro-perforé et du panneau B, non micro-perforé et micro-perforé, obtenus par synthèse modale sous le système d’acquisition.

dixième de Hertz au Hertz pour la fréquence. Les différences observées sur les erreurs calculées ne sont donc pas nécessairement dues aux micro-perforations.

La présence des micro-perforations induit un effet faible sur la réponse en fréquence du panneau. Les indicateurs d’écart $E_{A/B}$ et $E_{st/at}$ sont du même ordre de grandeur. Il n’y a donc pas plus de différence entre panneaux perforé et non perforé qu’entre deux panneaux identiques. Ce résultat était attendu sur le principe, compte tenu des ordres de grandeur issus de la modélisation présentée au paragraphe 3.2.3.3.

Par ailleurs, un panneau sandwich NIDA est relativement fragile. Lors de transport et de manipulation, il est facile de l’abimer. L’amortissement est augmenté si les peaux sont localement délaménées ou cabossées [75]. Ce type d’évènement peut arriver et doit être pris en compte lors de l’estimation de l’erreur de mesure.

3.3.1.5 Mesures complémentaires

Deux analyses modales expérimentales complémentaires ont été menées. Elles concernent un prototype de réflecteur d’antenne de satellite plan non micro-perforé et micro-perforé fabriqué par le CNES et un réflecteur d’antenne de satellite en forme de paraboloïde fabriqué par Thales Alenia Space. Les résultats sont visibles dans l’annexe G. Ces mesures permettent d’obtenir les paramètres modaux des structures, mais ne permettent pas l’observation d’un effet induit par les micro-perforations.

Conduite de façon classique, l’analyse modale expérimentale des différents pan-

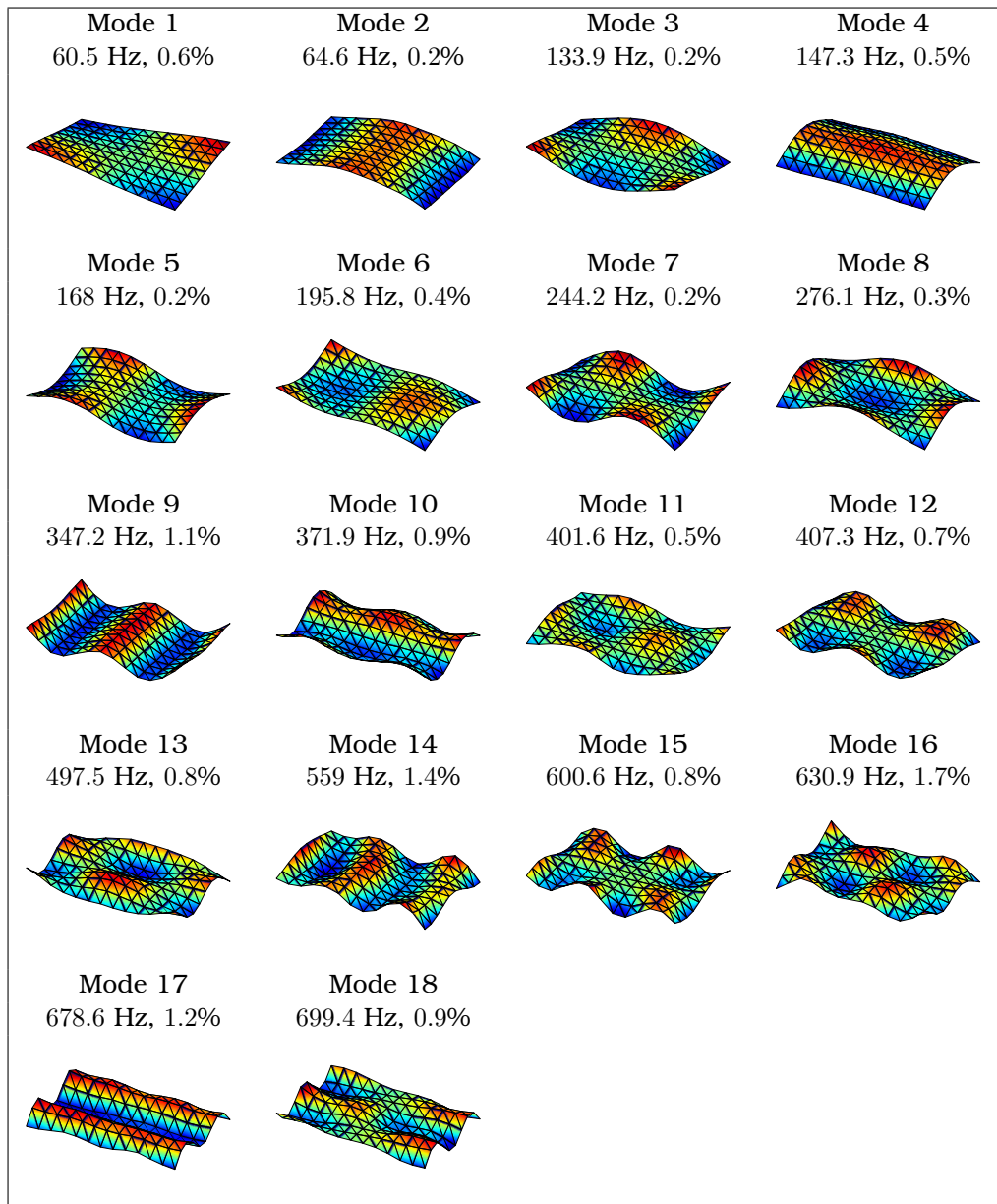


FIGURE 3.12 – Fréquences, déformées et amortissements modaux du panneau sandwich NIDA 1 (cf. tableaux (2.5 et (3.1))), non micro-perforé, obtenus par analyse modale expérimentale.

neaux sandwich NIDA ne permet donc pas de mesurer l'amortissement induit par le traitement car l'effet est trop faible et les erreurs d'estimation des coefficients d'amortissement trop grandes. Nous proposons de conduire cette analyse modale dans le vide.

3.3.2 Analyse modale expérimentale dans le vide

3.3.2.1 Principe de détermination de l'amortissement induit par micro-perforations

Dans le cas d'un fluide léger comme l'air, le couplage entre fluide et structure donne lieu à de faibles modifications des modes propres (faibles décalages des fréquences, faibles amortissement ajoutés). On s'intéressera particulièrement à la modification de l'amortissement lorsque la pression statique varie. On propose pour cela d'utiliser une enceinte à vide.

Le coefficient d'amortissement ξ_{st} d'un mode d'une structure placée dans l'air est égal à la somme de deux contributions :

1. l'amortissement intrinsèque de la structure ξ_s (mécanismes dissipatifs liés uniquement au solide : visco et thermoélasticité, dissipation aux jonctions),
2. l'amortissement du au couplage fluide-structure $\xi_{f/s}$.

L'amortissement d'une structure non micro-perforée placée dans l'air s'écrit donc,

$$\xi_{st} = \xi_{s_{st}} + \xi_{f/s}. \quad (3.40)$$

Pour une structure non micro-perforée, le terme $\xi_{f/s}$ traduit le rayonnement de la structure si elle n'est pas perforée, donc l'amortissement du à ce couplage est ici égal à l'amortissement du au rayonnement ξ_{ray} :

$$\xi_{f/s} = \xi_{ray}. \quad (3.41)$$

Lorsque la structure est micro-perforée, le couplage entre la structure et le fluide dans lequel elle est placée est modifié. L'amortissement du à ce couplage est alors égal à l'amortissement du au rayonnement ξ_{ray} , plus l'amortissement induit par le couplage fluide-structure à l'intérieur des cellules NIDA micro-perforées, que l'on note ξ_{dissip} :

$$\xi_{f/s} = \xi_{ray} + \xi_{dissip}. \quad (3.42)$$

L'amortissement ξ_{at} de la structure micro-perforée placée dans l'air s'exprime ainsi de la forme suivante :

$$\xi_{at} = \xi_{s_{at}} + \xi_{ray} + \xi_{dissip}. \quad (3.43)$$

La comparaison des réponses vibratoires des deux structures, non traitée et traitée, dans l'air et dans le vide, permet la déduction de la contribution apportée par le traitement par micro-perforations ξ_{dissip} , si on considère que les amortissements dûs au rayonnement ξ_{ray} sont les mêmes dans les configurations avec et sans traitement par micro-perforations. En utilisant les expressions (3.40) et (3.43), on peut déterminer dans le cadre de cette hypothèse,

$$\xi_{dissip} = \xi_{at} - \xi_{s_{at}} - \xi_{st} + \xi_{s_{st}}. \quad (3.44)$$

Rappelons que

- ξ_{st} est l'amortissement de la structure non micro-perforée ("st" correspond à *sans traitement*) placée dans l'air,

- ξ_{at} est l'amortissement de la structure micro-perforée ("at" signifie *avec traitement* placée dans l'air,
- ξ_{sst} est l'amortissement structural ("s" pour *structural*) du panneau non micro-perforé et
- ξ_{sat} est l'amortissement structural du panneau micro-perforé.

Les paramètres ξ_{st} et ξ_{at} sont obtenus par la mesure de la réponse vibratoire dans l'air des structures non traitée et traitée par micro-perforations. Les amortissements structuraux ξ_{sst} et ξ_{sat} sont déterminés grâce aux mesures d'amortissement des deux structures dans le vide. En pratique la mesure est réalisée à différents niveaux de pression statique P_0 dans l'enceinte et la valeur correspondant à $P_0 = 0$ est obtenue par extrapolation comme cela a été proposé dans [76].

3.3.2.2 Protocole et mise en place de la mesure

Les structures sandwich NIDA, non perforée et perforée, de dimensions $1\text{ m} \times 0.4\text{ m}$ sont suspendues successivement dans l'enceinte à vide de dimensions $1595.2\text{ mm} \times 836.6\text{ mm} \times 500.0\text{ mm}$, construite par *Kurt J. Lesker*. Cette enceinte a été dimensionnée et testée dans le cadre de cette thèse par M. Sécaïl, que nous remercions pour son aide efficace. Le marteau d'impact et son système de déclenchement sont installés dans l'enceinte, de façon à pouvoir impacter la structure au point de coordonnées $(0.25, -0.13)$ (cf. figure (3.13)). La figure (3.14) montre ces éléments placés dans l'enceinte. Le schéma du montage complet est visible sur la figure (3.15).

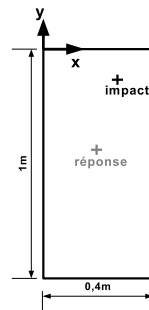


FIGURE 3.13 – Dimensions des structures testées dans l'enceinte à vide et point d'impact du marteau.

Le mouvement du marteau d'impact est géré par l'alimentation électrique de deux électroaimants (sur la figure (3.14), l'électroaimant $E1$ est éteint avant l'électroaimant $E2$). L'alimentation de ces électroaimants est faite manuellement depuis l'extérieur de l'enceinte avec un générateur de tension. Le signal de force du marteau est relié à la première voie du système d'acquisition *OROS*.

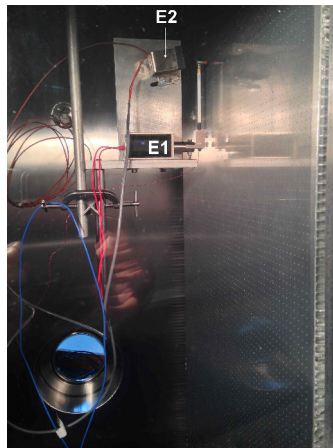


FIGURE 3.14 – Photographie de la poutre sandwich NIDA micro-perforée et du marteau d'impact automatisé placés dans l'enceinte à vide. Les indications $E1$ et $E2$ désignent les électroaimants qui pilotent le mouvement du marteau d'impact.

Sur la figure (3.16a) est représenté le signal temporel du marteau d'impact. La résolution temporelle est de 39.10^{-6} s. Ce signal n'est pas strictement nul en l'absence d'impact. Ce phénomène est supposé sans origine physique. Il est certainement dû au champ électromagnétique généré par les électroaimants lors de leur alimentation ou à un offset résiduel du capteur. La figure (3.16b) est un zoom autour du signal d'impact du marteau. Un faible double impact d'un dixième de l'amplitude de l'impact principal est visible. Il est probable qu'il soit induit par le mécanisme de déclenchement qui est à faire évoluer pour éviter cela. Le choix est fait ici de fenêtrer le signal temporel du marteau d'impact, afin de s'affranchir du double impact et de l'offset sur la courbe. Le signal temporel fenêtré est représenté sur la figure (3.16c). Le spectre fréquentiel du marteau obtenu à partir de ce signal temporel fenêtré est montré sur la figure (3.16d). La réponse du marteau est d'amplitude constante jusqu'à 1000 Hz, ce qui est raisonnable dans notre cas.

Une alimentation électrique prolongée des électroaimants entraîne une forte augmentation de leur température car il n'y a pas de dissipation thermique par contact avec l'air lorsque la pression statique est faible. Le thermocouple (de type K), relié à une carte d'acquisition *National Instruments*, permet la mesure des fluctuations de température au niveau d'un électroaimant dans l'enceinte ainsi que la vérification de son bon fonctionnement.

La réponse vibratoire en un point de coordonnées $(0.2, -0.4)$ (cf. figure (3.13)) de la structure placée dans l'enceinte est mesurée à travers un hublot par un vibromètre laser monopoint de la marque *Polytech* et relié à la seconde voie du système d'acquisition *OROS*.

Un capteur de pression relié à l'enceinte indique à l'extérieur, la pression statique instantanée à l'intérieur de l'enceinte. Cette pression est donnée en Torr, à savoir que

$$1 \text{ Pa} = 10^{-2} \text{ mbar} = 7,5.10^{-3} \text{ Torr.} \quad (3.45)$$

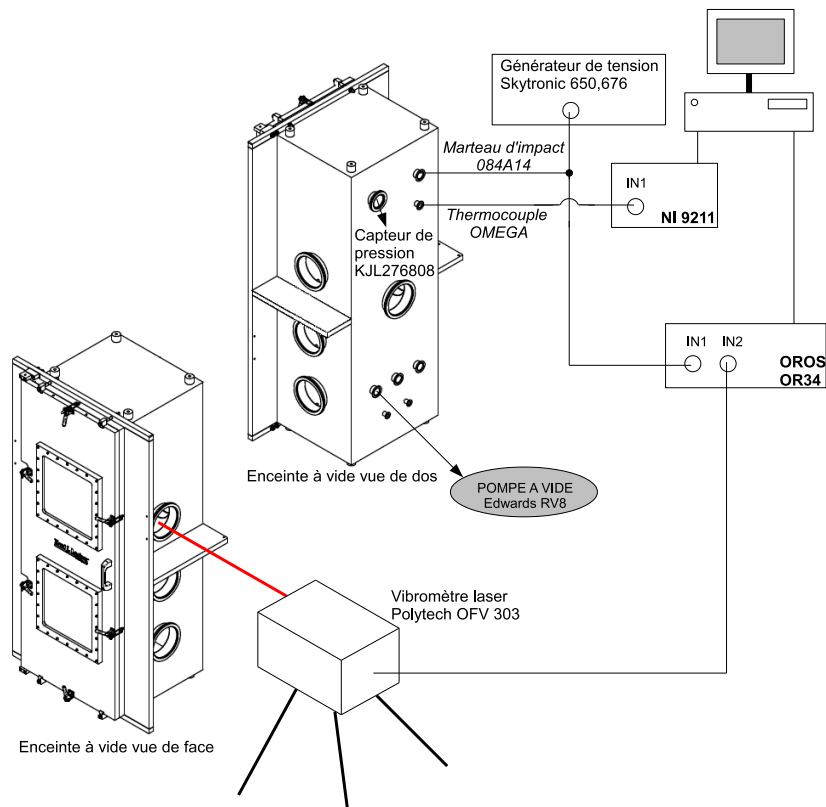


FIGURE 3.15 – Schéma du montage de la mesure de la réponse vibratoire d'une structure sandwich NIDA placée dans une enceinte à vide.

Une pompe à vide de marque *Edwards* est reliée à l'enceinte et permet une descente de 825 Torr (pression atmosphérique) à 1.88 Torr en une heure environ. Il s'agit là d'un niveau de vide appelé vide primaire, obtenu par pompage volumétrique [77]. Une vanne située entre l'enceinte et la pompe permet une remontée progressive en pression de l'enceinte. Pour les essais présentés ici, deux mesures successives sont réalisées tous les 20 Torr.

Le tableau (3.4) répertorie les différents paramètres nécessaires à l'acquisition de la réponse vibratoire de la structure placée dans l'enceinte et excitée par le marteau d'impact, sous le système d'acquisition OROS.

3.3.2.3 Résultats

Une analyse modale expérimentale des deux structures dans l'air a été préalablement réalisée de manière à identifier les trois premiers modes de la structure. La méthode utilisée pour la détermination de ces modes est la méthode LSCE (cf. para-

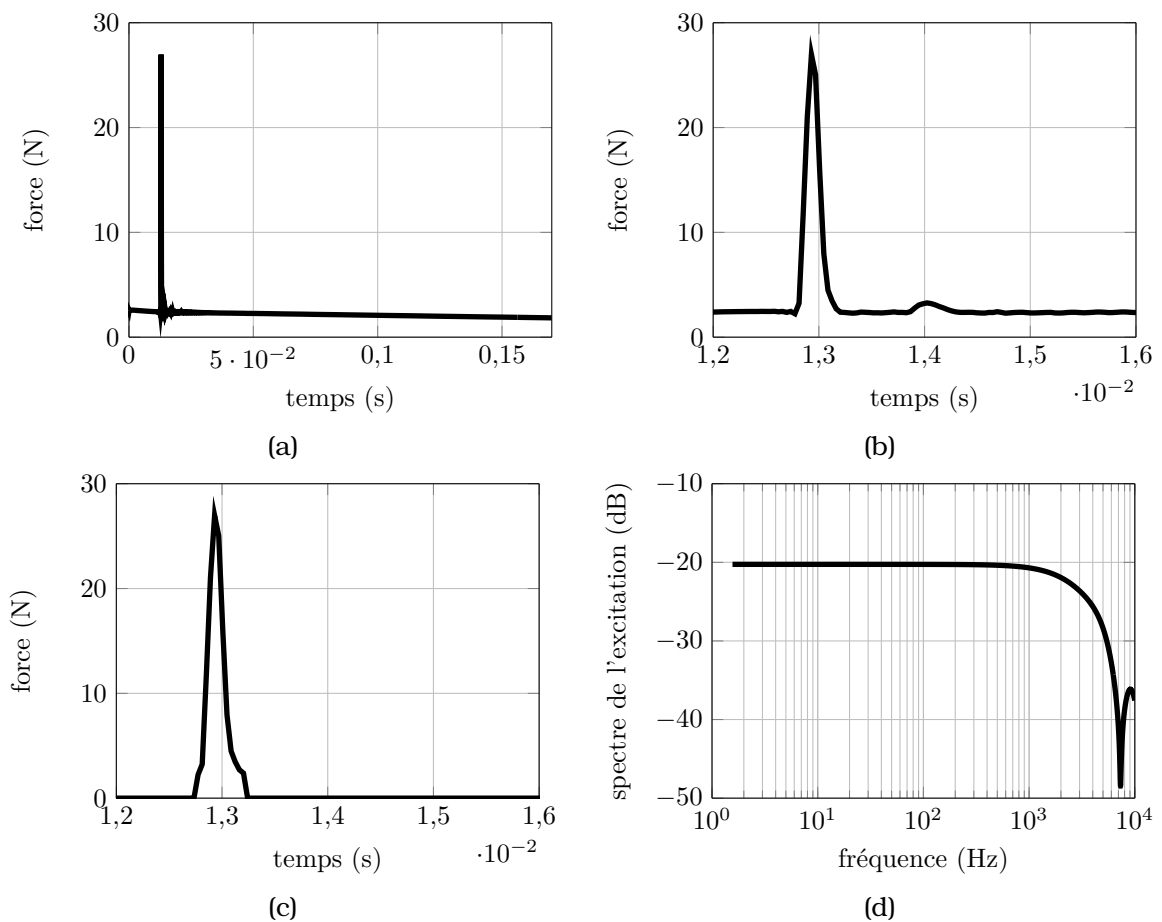


FIGURE 3.16 – (a) Signal temporel brut de l'excitation et (b) zoom. (c) Signal temporel fenêtré de l'excitation. (d) Spectre de l'excitation. Mesure réalisée pour une pression statique de 333.33 mbar.

Fréquence d'échantillonnage	25.6 kHz
Sensibilité du marteau	22.5 mV.N ⁻¹
Sensibilité du vibromètre laser	5 mm.s ⁻¹ .V ⁻¹
Dynamique du marteau	26.7 N
Dynamique du vibromètre laser	30 mm.s ⁻¹

TABLE 3.4 – Paramètres d'acquisition relatifs aux essais en enceinte sous vide (cf. figure (3.15)).

graphe 3.3.1). Les fréquences des trois premiers modes obtenus dans l'air sont répertoriés dans le tableau (3.5). On limite l'étude à ces trois modes car ce sont les seuls à être présents dans la bande de fréquence d'intérêt pour l'application visée.

Dans le tableau (3.5), on peut voir que les fréquences propres des deux structures

Mode	Fréquence (Hz)	
	Structure sans traitement	Structure avec traitement
1	142.0	142.0
2	199.0	199.0
3	368.5	359.0

TABLE 3.5 – Fréquences propres des premiers modes des poutres sandwich NIDA sans traitement et avec traitement, obtenues par analyse modale expérimentale en air avec la méthode LSCE.

sandwich NIDA sont identiques pour les modes 1 et 2, mais pas pour le mode 3. Ceci peut s'expliquer par le cabossage des deux panneaux sandwich NIDA et le délaminage local des peaux.

La figure (3.17) montre le signal temporel de la réponse vibratoire du panneau sandwich NIDA, mesuré au vibromètre laser.

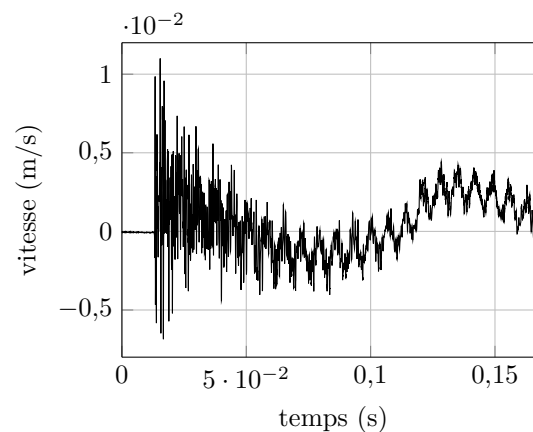


FIGURE 3.17 – Signal temporel de la réponse vibratoire du panneau, mesuré au vibromètre laser mesuré pour $P_0 = 333.33$ mbar.

Sur l'enveloppe du signal temporel, il est possible de reconnaître un transitoire d'attaque induit par l'impact du marteau. On observe ensuite la décroissance exponentielle des différentes composantes. Une sinusoïde de fréquence 6 Hz environ porte le signal contenant les premiers modes de la structure qui résonnent encore. Cette porteuse correspond au mouvement de balancier du panneau dans l'enceinte (mouvement de corps rigide), auquel le vibromètre laser est très sensible.

Méthode d'extraction des paramètres modaux : C'est ce signal temporel qui est utilisé par la méthode ESPRIT [76, 78] pour l'extraction des paramètres modaux du panneau. Cette méthode basée sur une modélisation du signal temporel de réponse vibratoire en somme de sinus amortis, est une méthode de haute résolution et fournit des estimateurs de fréquence et d'amortissement. Cette méthode est une méthode dite

de sous-espace. En effet, elle se base sur une décomposition de l'espace des données en deux sous-espaces, classiquement appelés "sous-espace signal" (noté $\mathcal{S}$) et "sous-espace bruit" (noté $\mathcal{N}$), pour l'estimation des paramètres des K sinusoides exponentiellement amorties qui composent le signal mesuré (cf. figure (3.17)). Le sous-espace signal est engendré par les composantes sinusoidales et le sous-espace bruit est le sous-espace orthogonal à $\mathcal{S}$ tel que $\mathcal{S} \oplus \mathcal{N} = \varepsilon_N$, où ε_N est l'espace vectoriel engendré par les N échantillons du signal mesuré [78].

Exploitation envisagée des résultats : Le tracé des fréquences f_{mn} et amortissements ξ_{mn} propres en fonction de la pression statique P_0 permet le calcul des grandeurs suivantes :

- la pente de la droite $f_{mn}(P_0)$ fournit la partie réactive de l'impédance de rayonnement et la valeur extrapolée à $P_0 = 0$ correspond à la fréquence propre dans le vide,
- la pente de la droite $\xi_{mn}(P_0)$ fournit la partie résistive de l'impédance de rayonnement et la valeur extrapolée à $P_0 = 0$ correspond à l'amortissement structural [76].

Les hypothèses qui accompagnent ces remarques sont les suivantes :

- les mouvements acoustique et mécanique sont décrits par des équations linéaires,
- l'air est considéré comme un gaz parfait,
- l'air est un fluide léger et le couplage intermodal est négligeable [76],
- au repos, le panneau placé dans l'enceinte est supposé rigide et son impédance de paroi est très grande devant l'impédance de l'air $\rho_0 c_0$,
- les modes de vibration sont peu amortis.

On s'intéresse ici particulièrement aux valeurs des fréquences et amortissements des trois premiers modes de la structure dans le vide.

Fréquences propres : La moyenne des résultats obtenus pour les deux séries de mesures est calculée, ainsi que l'écart-type entre les deux mesures à une même pression. On obtient alors les figures (3.18) pour les trois premières fréquences propres des structures et (3.19) pour les amortissements propres.

Pour l'ensemble des modes, la fréquence diminue avec l'augmentation de la pression. Cette diminution est de l'ordre de 3 Hz pour une augmentation de la pression statique de l'ordre de 2 à 1024 mbar. Le couplage fluide-structure augmente avec la pression. La présence de l'air induit une masse ajoutée sur la structure, conduisant à une diminution de la fréquence.

La fréquence propre de la structure non micro-perforée est toujours supérieure à la fréquence propre de la structure micro-perforée, pour ces trois modes observés,

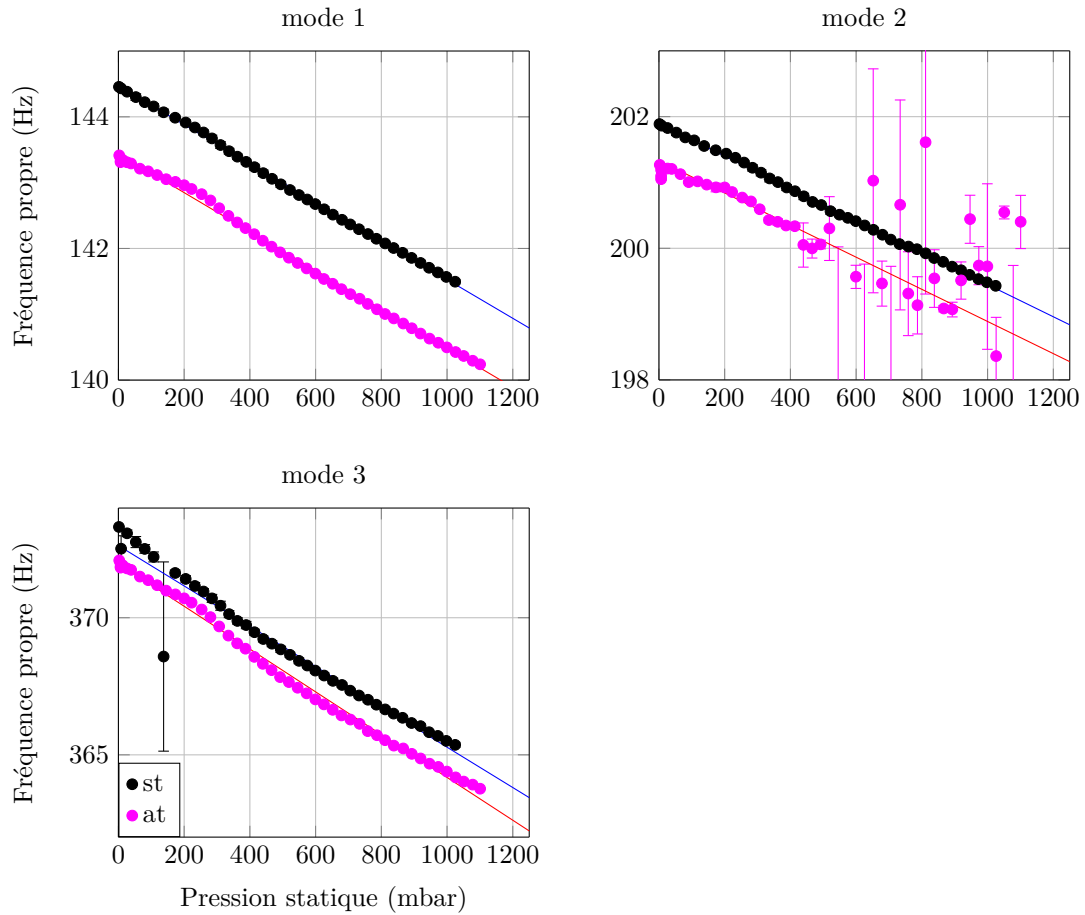


FIGURE 3.18 – Fréquences propres des structures sandwich NIDA non micro-perforée et micro-perforée (cf. figure (3.13)) en fonction de la pression statique dans l'enceinte.

d'environ 0.5 Hz. Le couplage fluide-structure est modifié par la présence des micro-perforations et la masse ajoutée par le fluide est plus importante. Ainsi, la fréquence propre du mode est plus basse pour la structure micro-perforée.

Pour le mode 2, au-dessus d'une pression statique de 500 mbar, les valeurs de la fréquence propre sont dispersées et peuvent varier de plusieurs Hertz. Nous attribuons ce résultat à ce que la pression dans l'enceinte n'est pas complètement équilibrée lors de la mesure. La fréquence est plutôt sur-estimée, selon le niveau de pression, ce qui traduit une sous-estimation de la masse de fluide ajoutée à la structure. En effet, sur la figure (3.18), si on retire les points aberrants, la pente de la droite de régression de la fréquence en fonction de la pression statique est plus accentuée.

Amortissements propres : Pour le premier mode des deux structures, l'amortissement propre augmente avec la pression statique dans l'enceinte (cf. figure (3.19)).

Cette augmentation est de l'ordre de $1,13 \cdot 10^{-4}$ pour une augmentation de la pression statique de l'ordre de 2 à 1024 mbar. Elle s'explique par le fait que le couplage fluide-structure donne lieu à un amortissement ajouté.

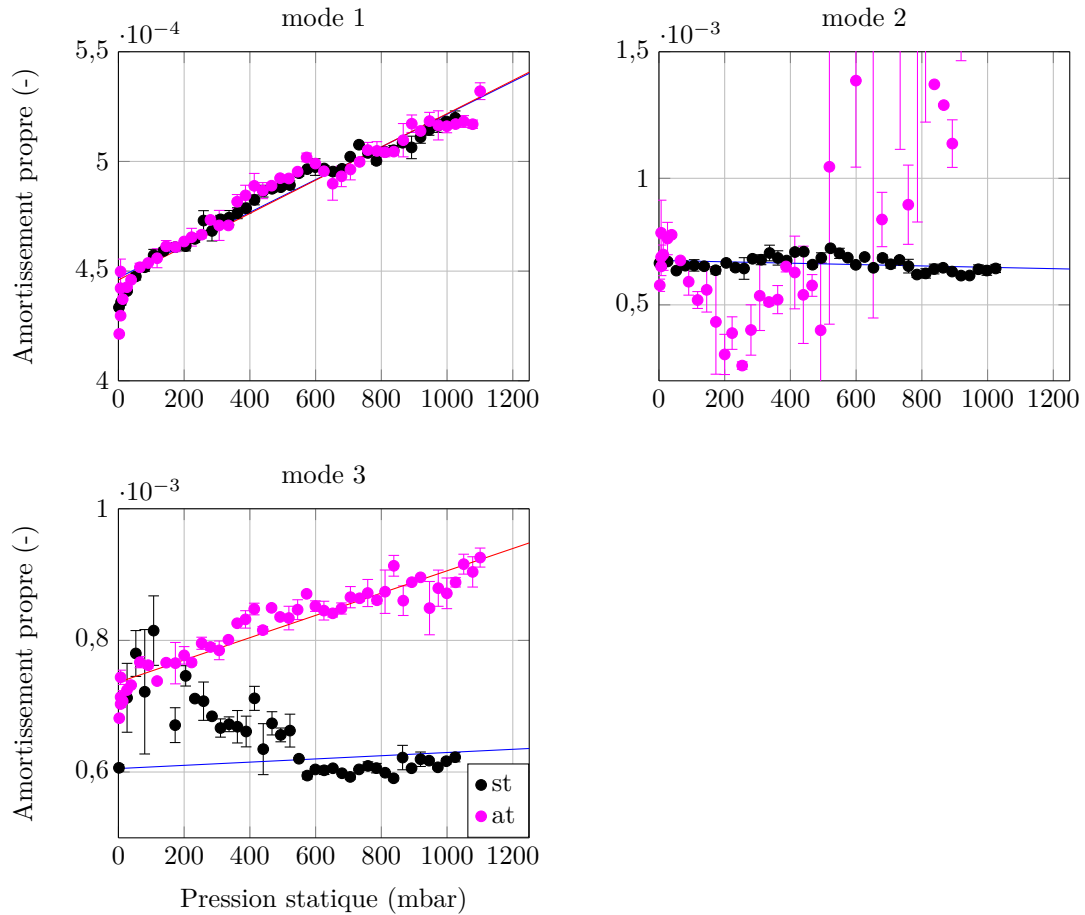


FIGURE 3.19 – Amortissements propres des structures sandwich NIDA non micro-perforée ("st" : sans traitement) et micro-perforée ("at" : avec traitement) (cf. figure (3.13)) en fonction de la pression statique dans l'enceinte.

Pour le mode 3, les valeurs d'amortissement de la structure non traitée par micro-perforations sont dispersées. Ceci est peut-être dû au dégazage moins rapide de la structure non micro-perforée. Lorsque la pression est rétablie au fur et à mesure dans l'enceinte, un certain temps est laissé avant de réaliser la mesure mais il est possible que ce temps ne soit pas suffisant pour que les particules d'air se répartissent dans l'enceinte et dans le matériau, ce qui provoque une variabilité dans les résultats.

Pour le second mode, l'amortissement propre mesuré sur la structure non micro-perforée diminue avec la pression statique. Les valeurs d'amortissement propre de la structure micro-perforée sont très dispersées sur l'ensemble de la gamme de pression statique.

Sur la figure (3.20) sont représentées les déformées modales des trois premiers modes de la structure (ces déformées sont les mêmes pour les structures non micro-perforée et micro-perforée), obtenues par analyse modale expérimentale dans l'air (à la pression atmosphérique). Les modes 1 et 3 ont des déformées qui ne varient que selon l'axe y (cf. figure (3.13)) alors que la déformée du mode 2 a une contribution selon l'axe x également. On peut supposer que la dispersion observée sur l'amortissement de ces modes pairs provient des court-circuits entre les lobes de vibration [79]. Ce court-circuit est plus prononcé pour le mode 2 que pour les modes 1 et 3, expliquant la faible valeur de l'amortissement et donc la dispersion de sa mesure.

On cherche à quantifier l'amortissement induit par les micro-perforations seules. Le tableau (3.6) contient les valeurs d'amortissement dans l'air et dans le vide des deux structures, calculées à l'aide d'une droite de régression linéaire implémentée par Matlab à partir des valeurs d'amortissements obtenus avec la méthode ESPRIT, en fonction de la pression statique dans l'enceinte. Les valeurs répertoriées ne concernent que les modes 1 et 3, pour lesquels il est possible de réaliser cette opération.

Structure	Mode 1		Mode 3	
	Vide	Air	Vide	Air
Sans traitement	$\xi_{s1st} = 4,4697.10^{-4}$	$\xi_{1st} = 4,4697.10^{-4}$	$\xi_{s3st} = 6,0528.10^{-4}$	$\xi_{3st} = 6,3084.10^{-4}$
Avec traitement	$\xi_{s1at} = 4,4598.10^{-4}$	$\xi_{1at} = 4,4598.10^{-4}$	$\xi_{s3at} = 7,3638.10^{-4}$	$\xi_{3st} = 9,1404.10^{-4}$

TABLE 3.6 – Amortissement des deux structures, dans l'air (à $P_0 = 1013.3$ mbar) et dans le vide (extrapolation à $P_0 = 0$), déduit des mesures dans l'enceinte.

Pour le premier mode, entre 0 et 300 mbar, il semble que les amortissements des deux structures soient du même ordre de grandeur. Entre 300 et 600 mbar, l'amortissement mesuré sur la structure micro-perforée est supérieur à l'amortissement mesuré sur la structure vierge. Entre 600 et 800 mbar, cette tendance s'inverse et s'établit de nouveau autour de 900 mbar. Une extrapolation linéaire permet d'obtenir les valeurs d'amortissement à pression nulle : ξ_{sst} et ξ_{sat} (cf. tableau (3.6)).

Pour le mode 3, l'amortissement mesuré sur la structure micro-perforée est supérieur à l'amortissement de la structure vierge, sur toute la bande de fréquence. Les valeurs d'amortissement de la structure non micro-perforée varient fortement entre 20 et 500 mbar. Comme précédemment, ceci pourrait être expliqué par le fait que l'équilibre de pression n'est pas atteint dans toutes les cellules au moment de la mesure.

L'application numérique de l'équation (3.44) avec les valeurs du tableau (3.6) fournit un amortissement ξ_{dissip} égal à $1,3.10^{-6}$ pour le mode 1 et $1,5.10^{-4}$ pour le mode 3. Cet amortissement est d'un ordre de grandeur plus important que les amortissements propres calculés par le modèle sur des structures similaires (cf. paragraphe 3.2.3.3). Ce résultat est à relativiser compte tenu des barres d'erreur.

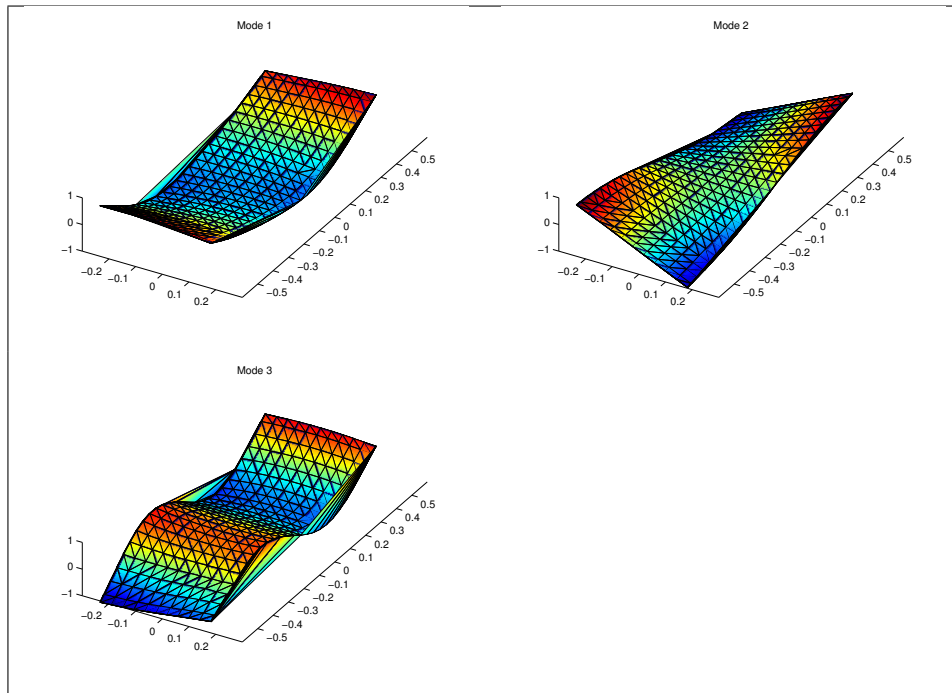


FIGURE 3.20 – Déformées modales des trois premiers modes de la structure sandwich NIDA testée dans l'enceinte, obtenues par analyse modale expérimentale dans l'air.

3.4 Conclusions

Ce chapitre a pour but la modélisation et la mesure de l'amortissement induit par la micro-perforation d'une peau d'une structure sandwich NIDA.

La construction du modèle se fait en trois étapes. La première étape consiste à décrire le mouvement du fluide dans une cellule NIDA rigide et micro-perforée, qui se déplace avec un mouvement de translation. La modélisation à cette échelle cellulaire est discrète car elle fait intervenir un oscillateur élémentaire, dont les éléments sont construits à partir du modèle d'impédance acoustique du paragraphe 2.2.1. La deuxième étape consiste à homogénéiser la modélisation discrète de l'amortissement, induit par la dissipation provoquée par le couplage entre le fluide et une cellule de la structure. Cette homogénéisation permet l'introduction d'un terme d'amortissement apparent dans l'équation de mouvement du panneau sandwich NIDA. La partie réelle de cet amortissement est utilisée pour la définition de l'amortissement modal à l'étape finale de la modélisation. L'application numérique de cet amortissement modal est réalisé pour quatre structures traitées par micro-perforation. Les ordres de grandeur obtenus sont très faibles (de l'ordre de 10^{-9}) et ne permettent pas une diminution visible du maximum de mobilité de la structure à un mode donné.

L'effet étant très faible, il est difficilement mesurable. C'est ce qu'ont montrées les mesures vibratoires dans l'air sur des panneaux sandwich NIDA micro-perforés. L'effet est masqué par les erreurs de mesure, liées aux différences de fabrication entre deux panneaux et aux cabossages de certains panneaux.

Des tests vibratoires pour différents niveaux de pression statique dans une enceinte ont été réalisés sur des panneaux sandwich NIDA micro-perforés. Ils permettent, associés à une méthode d'extraction des paramètres modaux, l'estimation de l'amortissement intrinsèque d'une structure et la mesure fine de la modification de l'amortissement avec la pression statique, le but étant de mesurer l'effet induit par les micro-perforations. Ces tests modaux permettent également de connaître la fréquence propre dans le vide d'une structure.

Les résultats ont montré que les fréquences propres des trois premiers modes de la structure testée diminuent avec l'augmentation de la pression statique, à cause d'un mécanisme de masse ajoutée par le fluide sur la structure. L'amortissement propre augmente avec la pression statique car le couplage fluide-structure augmente. Les valeurs d'amortissement du mode 2 sont plus dispersées que celles des modes 1 et 3. Les amortissements mesurés pour la structure micro-perforée semblent augmenter de façon plus importante avec la pression statique dans l'enceinte, que ceux obtenus sur la structure non micro-perforée, pour les modes 1 et 3. Un effet qualitatif du traitement par micro-perforations est observé sur la dynamique de la structure sandwich NIDA testée. Cet effet est visible pour les modes 1 et 3, il est d'un ordre de grandeur supérieur aux résultats donnés par le modèle pour le mode 1 (de l'ordre de 10^3). Compte tenu des barres d'erreur expérimentales, ces résultats sont à relativiser.

Chapitre 4

Proposition d'autres traitements par perforation et champ diffus

La simple micro-perforation d'une peau du sandwich nid d'abeille ne donne pas lieu à un effet suffisant dans la gamme de fréquence d'intérêt pour l'application visée : la réduction de charge est au plus de 1 dB, l'amortissement ajouté est au plus de 10^{-5} . La modification de chargement acoustique semble être le paramètre sur lequel une optimisation peut être réalisée. Pour ce faire, une nouvelle configuration de traitement par perforation est proposée dans ce chapitre dans le but d'augmenter la modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$.

L'étude porte sur l'influence de la perforation de la seconde peau du sandwich NIDA (cf. figure (4.1)). Cette seconde peau est la peau utile du réflecteur d'antenne, c'est-à-dire celle qui est exposée aux ondes électromagnétiques. Sa perforation n'était pas envisagée dans les chapitres précédents du fait de son influence sur la réflexion de ces ondes électromagnétiques. On se permet ici la perforation des deux faces du réflecteur d'antenne car on peut espérer appliquer le concept sur d'autres structures spatiales.

La perforation de la seconde peau induit une transmission acoustique d'une face de la structure, à l'autre face. La recherche d'un optimum implique la superposition de plusieurs couches de matériaux (peau micro-perforée et nid d'abeille). C'est pourquoi la méthode de la matrice de transfert est choisie ici pour le calcul de l'impédance acoustique de ce matériau multi-couches.

Dans un premier temps, le panneau sandwich NIDA dont les deux peaux sont traitées, est excité par une onde plane oblique, incidente sur l'une de ses deux faces. Les propriétés acoustiques d'un tel panneau sandwich NIDA sont étudiées. La superposition des ondes élémentaires provenant de toutes les directions, au niveau des deux faces de la structure, permet dans un second temps la description des deux champs diffus décorrélés. Le calcul de la pression acoustique en champ diffus dans le domaine fréquentiel permet l'estimation de la modification de chargement acoustique

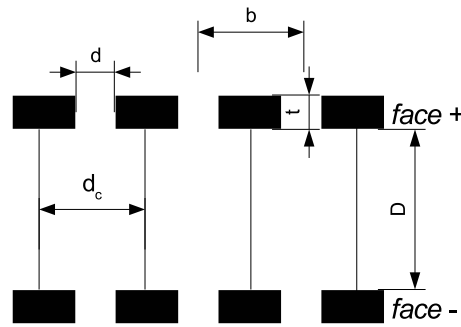


FIGURE 4.1 – Représentation schématique en coupe d'un matériau sandwich NIDA dont les deux peaux sont micro-perforées.

induite par le traitement par micro-perforations.

Comme dans le second chapitre, la structure est considérée indéformable et immobile.

4.1 Propriétés acoustiques en incidence oblique d'un matériau sandwich NIDA à deux faces perforées

Les propriétés acoustiques telles que le module du coefficient de réflexion et le coefficient de transmission sont calculées à partir de la méthode de la matrice de transfert introduite dans le chapitre 2 et développée dans les annexes B et C. Les matrices de transfert utilisées sont données par les expressions (B.23) et (B.16). Les coefficients de réflexion et de transmission sont tracés en fonction de la fréquence et en fonction de l'angle d'incidence θ de l'onde plane de pression incidente.

Le module au carré du coefficient de réflexion, plutôt que le coefficient d'absorption, est calculé et tracé car c'est le paramètre qui intervient dans les équations des paragraphes qui suivent. Il est toutefois très simple de remonter au coefficient d'absorption (cf. équations (C.19) et (C.20)). Le coefficient de transmission est également représenté par son module, élevé au carré.

4.1.1 Matériaux avec traitement symétrique

Le matériau sandwich NIDA de référence (matériau 1 dans le tableau (4.1)) est micro-perforé de trous de 0.8 mm de diamètre, espacés de 6 mm, au niveau de ses deux peaux (cf. figure (4.1)).

Sur la figure (4.2) est tracé le module au carré du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence et pour plusieurs valeurs de l'angle d'incidence θ . Il faut noter que pour ce cas de calcul, le matériau présente une symétrie car les deux peaux du sandwich

NIDA sont micro-perforées. Ainsi les coefficients acoustiques sont les mêmes, selon que l'onde sonore se propage de la peau + vers la peau – ou le contraire.

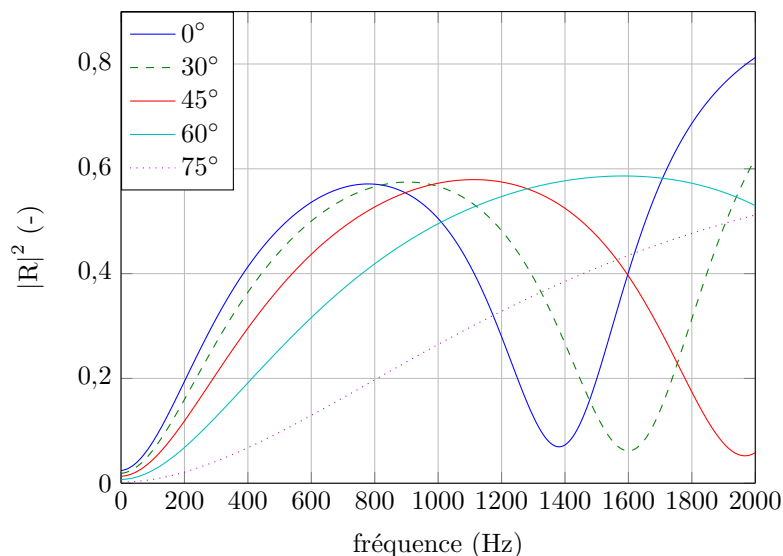


FIGURE 4.2 – Module au carré du coefficient de réflexion du matériau 1 (cf. tableau (4.1) et figure (4.1)) en fonction de la fréquence pour plusieurs angles d'incidence du matériau 1.

Pour une incidence normale à la paroi du matériau, la courbe obtenue présente un maximum d'amplitude 0.57 à 800 Hz. Le matériau traité est transparent à l'onde incidente en-dessous de 200 Hz et fortement absorbant à 1400 Hz (coefficient de réflexion quasi nul). Ce minimum de $|R|$ correspond à l'effet résonateur décrit et observé au chapitre 2.

La forme de la courbe obtenue en incidence normale est qualitativement conservée pour des angles d'incidence de plus en plus rasants. Le maximum du module du coefficient de réflexion est décalée vers les hautes fréquences et s'élargit. De même, le creux (qui correspond au pic d'absorption) se décale vers les hautes fréquences et s'élargit. L'amplitude correspondante est de plus en plus faible lorsque l'angle d'incidence θ augmente.

La figure (4.3) représente le module du coefficient de transmission en fonction de la fréquence et pour plusieurs angles d'incidence θ . En-dessous de 200 Hz, le coefficient de transmission varie de 0.7 à 0.9 pour des angles d'incidence qui varient de 0 à 75°. Cela décrit le caractère transparent de la structure micro-perforée à basse fréquence, observé sur la courbe du coefficient de réflexion (cf. figure (4.2)). De plus, à très basse fréquence, plus l'onde plane incidente est rasante, plus elle est transmise par ce matériau. Au-delà de la fréquence 200 Hz, le coefficient de transmission diminue et croît de nouveau, jusqu'à atteindre un maximum. Ce pic est d'une amplitude de 0.4 à la fréquence 1400 Hz en incidence normale et d'amplitude 0.6 à 2700 Hz pour $\theta = 60^\circ$. Il s'élargit lorsque l'angle d'incidence croît. Ce pic correspond à la résonance de la cellule NIDA micro-perforée. De la même manière, à cette fréquence de résonance, plus l'onde

incidente est rasante, plus sa transmission est importante.

La micro-perforation de la seconde peau, en plus de la première, permet une meilleure absorption à très basse fréquence. Ceci présente un résultat intéressant pour notre étude.

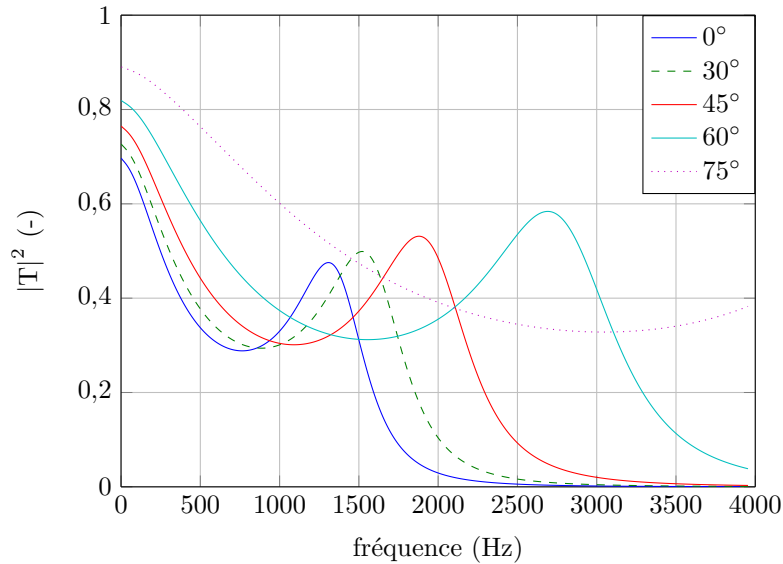


FIGURE 4.3 – Module au carré du coefficient de transmission du matériau 1 (cf. tableau (4.1) et figure (4.1)) en fonction de la fréquence pour plusieurs angles d'incidence.

Sur la figure (4.4) sont tracés les modules au carré des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle incident à la paroi traitée par micro-perforation, pour plusieurs fréquences.

Sur ces diagrammes de directivité il est possible de retrouver le comportement observé sur les figures (4.2) et (4.3). Le module au carré du coefficient de réflexion présente un lobe principal d'amplitude 0.2 dans la direction $\theta = 0^\circ$ à basse fréquence (200 et 800 Hz). A 200 Hz, le coefficient de réflexion est faible et le coefficient de transmission est élevé (amplitude 0.6 en incidence normale). Pour θ supérieur à 30° , plus l'onde est rasante, moins elle est réfléchie et plus elle est transmise. A 800 Hz, ce comportement s'observe pour θ supérieur à 45° . Le module du coefficient de réflexion est plus élevé et le module du coefficient de transmission plus faible. Le passage d'onde réfléchie à onde transmise est plus abrupt.

A moyenne fréquence (1400 Hz), le module du coefficient de réflexion présente deux lobes dans les directions $\theta = 55^\circ$ et $\theta = -55^\circ$. En comparant les modules des deux coefficients représentés, on observe qu'en incidence normale, l'onde est fortement absorbée ($|R|^2 \approx 0$) et est en partie transmise ($|T|^2 = 0.5$) pour une incidence de 20° . Pour $\theta = 55^\circ$, l'onde est en partie réfléchie car les modules au carré des coefficients de réflexion et de transmission sont respectivement égaux à 0.6 et 0.3. Les ondes fortement

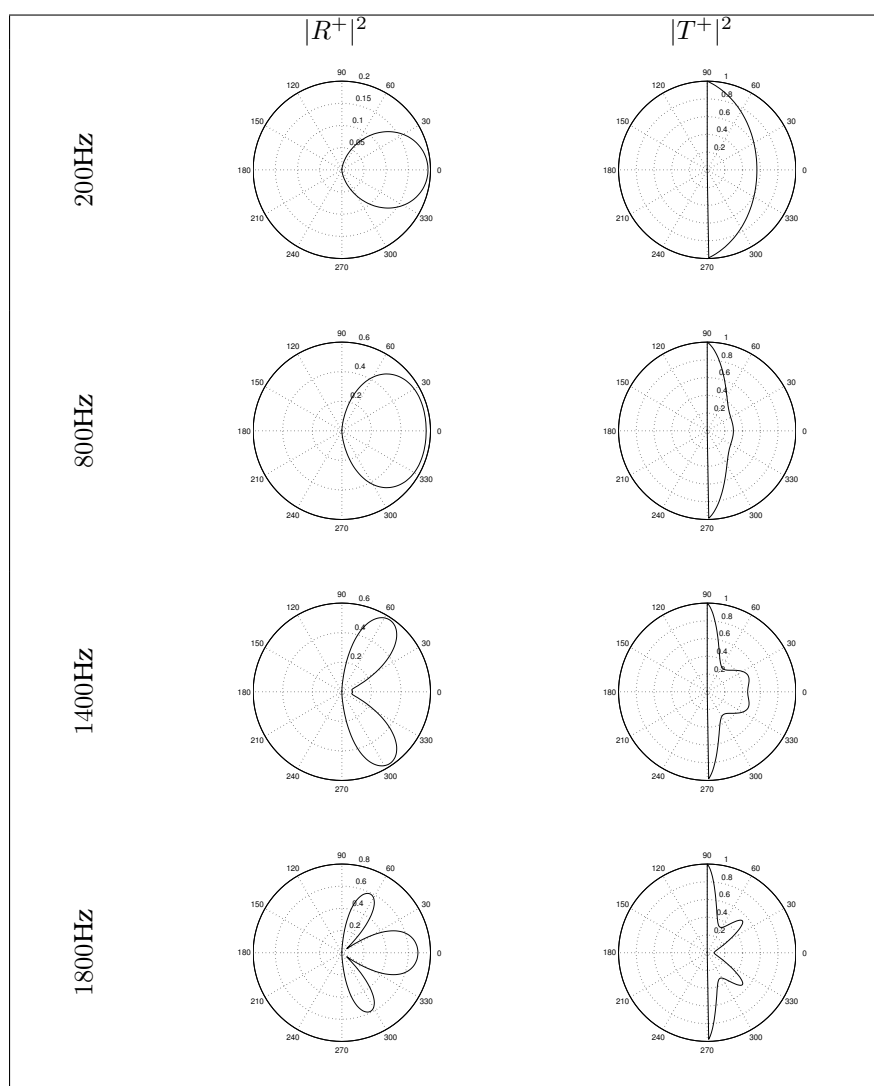


FIGURE 4.4 – Diagrammes de directivité des modules au carré des coefficients de réflexion et de transmission du matériau 1 (cf. tableau (4.1)) pour différentes fréquences. La direction $\theta = 0^\circ$ correspond à l'incidence normale.

rasantes sont transmises.

A plus haute fréquence (1800 Hz), le module du coefficient de réflexion présente trois lobes principaux dans les directions $\theta = 0^\circ$, $\theta = 65^\circ$ et $\theta = -65^\circ$. En incidence normale, l'onde est en partie réfléchi ($|R|^2 = 0.7$), ainsi que pour $\theta = 65^\circ$ ($|R|^2 = 0.6$). A 45° , l'onde est en partie absorbée et transmise car $|R|^2$ tend vers 0 et $|T|^2$ est égal à 0.47. A cette fréquence également, les ondes fortement rasantes sont transmises.

Le calcul et la représentation des modules des coefficients de réflexion et de transmission montrent que micro-perforer les deux peaux du panneau sandwich NIDA permet une forte transmission d'énergie acoustique à basse fréquence, quel que soit

l'angle d'incidence. Les ondes rasantes sont fortement transmises sur toute la bande de fréquence. Cette propriété peut nous être utile par la suite.

Le paragraphe qui suit concerne l'étude des matériaux 1, 2 et 3 (cf. tableau (4.1)), pour lesquelles les deux peaux sont perforées de trous de dimensions différentes.

4.1.2 Matériaux avec traitement dissymétrique

Matériaux	Traitement symétrique		Traitement dissymétrique	
	face +	face –	face +	face –
1	0.8	0.8	0.8	[0.4 – 1.2]
2	0.4	0.4	0.4	[0.2 – 1]
3	0.6	0.6	0.6	[0.3 – 1]

TABLE 4.1 – Diamètres de perforation (mm) des peaux des trois matériaux sandwich NIDA, selon la face considérée (cf. figure (4.1)). Les autres paramètres géométriques du matériau sont listés dans le tableau (2.5).

Les figures (4.5) et (4.6) représentent respectivement les modules au carré des coefficients de réflexion et de transmission en incidence normale calculés pour le matériau 1 (cf. tableau (4.1)). Le coefficient de réflexion R^+ , obtenu par l'excitation de la face + (cf. figure (4.1)), est différent du coefficient de réflexion R^- , obtenu par l'excitation de la face –. L'énergie transmise à travers le matériau est la même dans les deux sens de propagation de l'onde acoustique.

En comparant les deux graphes de la figure (4.5), on observe que lorsque la première peau rencontrée par l'onde est micro-perforée de trous de plus petit diamètre que ceux de la seconde peau, alors le coefficient de réflexion est plus important. Ce phénomène s'observe par exemple sur la courbe rouge en tirets épais. Il s'explique par le fait que l'onde pénètre difficilement le matériau et n'est donc pas beaucoup dissipée.

Le comportement basse fréquence des modules au carré des coefficients de réflexion est le même pour les deux sens de propagation. En incidence normale, pour des fréquences inférieures à 500 Hz, plus les trous des deux peaux sont larges, plus $|R^\pm|^2$ est faible. En effet, le matériau est alors plus transparent à l'onde sonore. Celle-ci est donc mieux transmise.

De la même manière qu'au paragraphe précédent, au-delà de 1000 Hz on observe un creux sur les courbes de $|R^+|^2$ et $|R^-|^2$, qui correspond à un maximum d'absorption. Plus le diamètre de perforation de la seconde peau (rencontrée par l'onde) du panneau sandwich NIDA est important, plus ce creux est décalé vers les hautes fréquences. Lorsque l'onde sonore rencontre la face + (face pour laquelle la géométrie des micro-perforations ne varie pas, par rapport au cas symétrique), le minimum de $|R|$ augmente puis diminue avec le diamètre. Ce minimum s'élargit quand son amplitude diminue. Ce comportement est celui décrit à la troisième ligne du tableau (2.6) de la conclusion du chapitre 2. Lorsque l'onde sonore rencontre d'abord la peau pour laquelle la géométrie des micro-perforations varie, l'amplitude du creux diminue puis

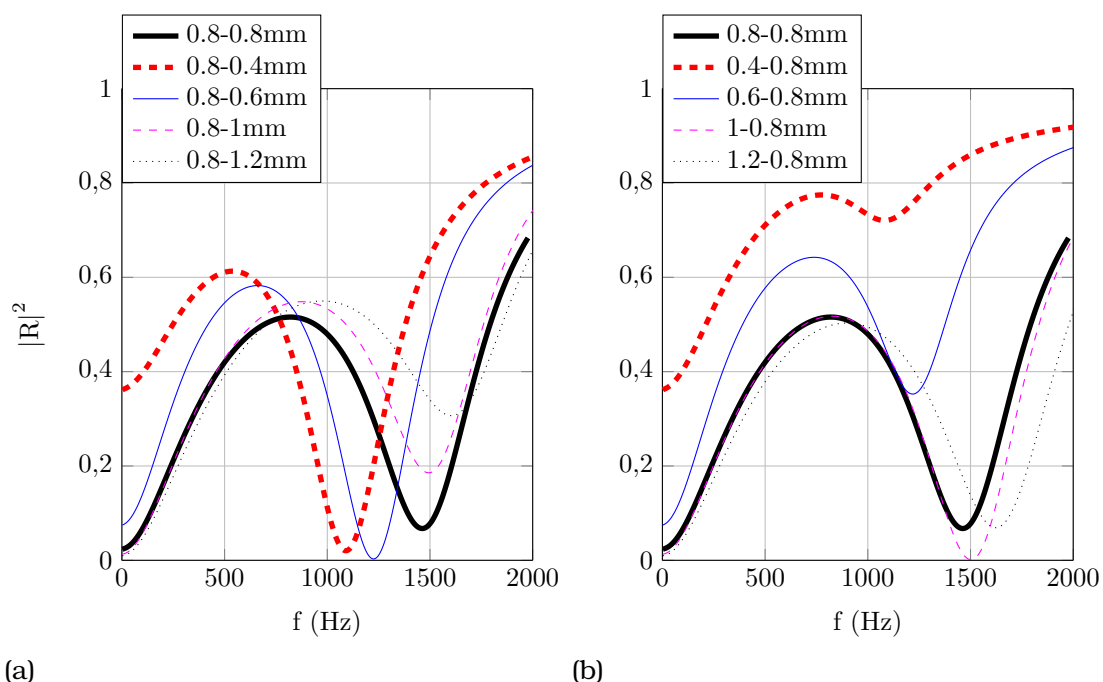


FIGURE 4.5 – Module au carré du coefficient de réflexion en incidence normale pour différents diamètres de micro-perforation de la face – du matériau 1 (cf. tableau (4.1)) : (a) $|R^+|^2$, (b) $|R^-|^2$.

augmente (pour $d = 1.2$ mm) avec le diamètre des micro-perforations. L'onde acoustique pénètre de mieux en mieux le matériau car les trous sont de plus en plus larges. Ainsi, elle est de plus en plus dissipée. Le diamètre 1.2 mm est trop large pour permettre une forte dissipation de l'onde par les couches limites thermique et visqueuse.

Le module au carré du coefficient de transmission augmente avec le diamètre des micro-perforations de la seconde peau (rencontrée par l'onde acoustique) du panneau sandwich NIDA, pour des fréquences inférieures à 500 Hz. Sur les cinq courbes on observe un maximum d'amplitude au-delà de 1000 Hz, de plus en plus marqué lorsque le diamètre de perforation de la face – augmente. L'amplitude maximale de ce pic est obtenue pour $d = 1$ mm. Ici également, il est possible d'observer que le diamètre 1.2 mm est trop important pour que l'onde acoustique incidente soit fortement dissipée.

Les figures (4.7) et (4.8) représentent les modules au carré des coefficients de réflexion et de transmission en incidence normale du matériau 2 lorsque les deux peaux sont micro-perforées différemment.

Les tendances des courbes sont les mêmes que celles observées pour le matériau 1. Les peaux du matériau 2 sont toutefois plus épaisses (2 mm) et leur perforation par des orifices de diamètre inférieur à l'épaisseur de la peau induit une forte dissipation sur une plage de fréquence étroite. En effet, le coefficient de transmission est très faible voire nul sur la gamme de fréquence observée, ce qui montre la prédominance

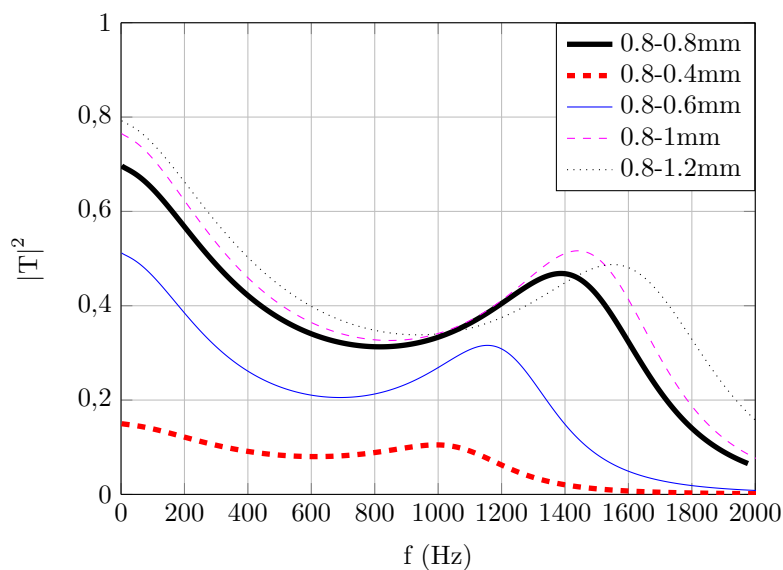


FIGURE 4.6 – Module au carré du coefficient de transmission en incidence normale pour différents diamètres de micro-perforation de la face – du matériau 1 (cf. tableau (4.1)).

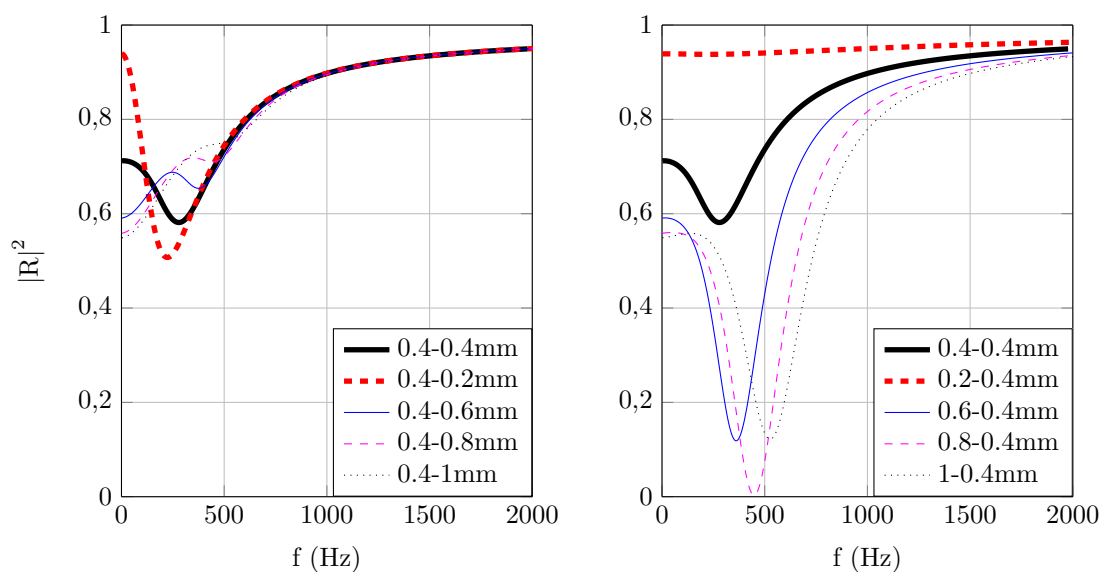


FIGURE 4.7 – Module au carré du coefficient de réflexion en incidence normale pour différents diamètres de micro-perforation de la face – de la structure 2. A gauche : $|R^+|^2$. A droite : $|R^-|^2$.

du mécanisme d'absorption. L'onde sonore pénètre difficilement le matériau et son énergie est dissipée avant d'être transmise sur l'autre face du panneau sandwich.

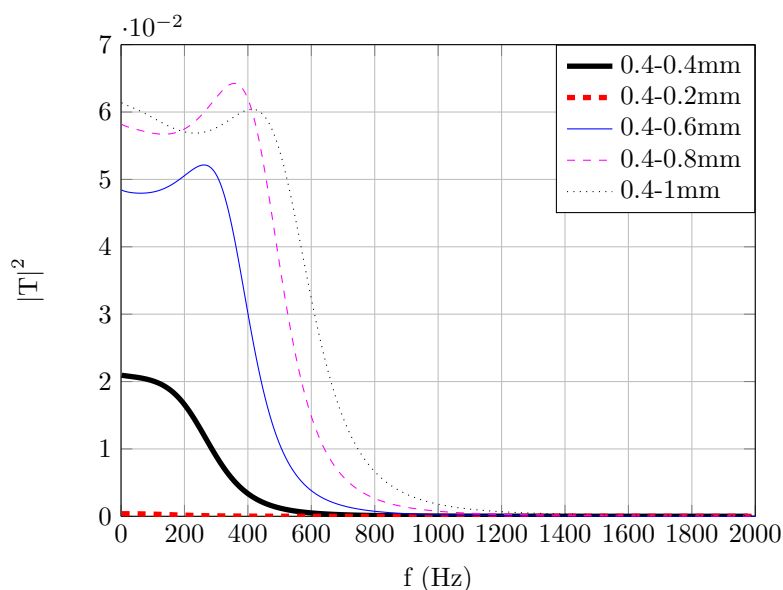


FIGURE 4.8 – Module au carré du coefficient de transmission en incidence normale pour différents diamètres de micro-perforation de la face – de la structure 2.

Les mêmes calculs sont réalisés pour le matériau 3. Les résultats sont visibles dans l'annexe I. La tendance des différentes courbes est la même que celle observée sur le matériau 1.

4.1.3 Synthèse

La micro-perforation des deux peaux d'un matériau sandwich NIDA permet l'introduction d'un mécanisme de transmission à basse fréquence, auquel se superpose le mécanisme d'absorption à plus haute fréquence.

Si le traitement est dissymétrique, c'est-à-dire que les deux peaux sont perforées de trous de diamètres différents, alors la réflexion de l'onde acoustique incidente est différente selon le sens de propagation de l'onde acoustique. La face + du matériau est perforée avec le même diamètre que le même matériau dont le traitement est symétrique. La face – du matériau est perforée avec un diamètre variant autour du diamètre de perforation de la face +.

Le choix de perforations de grand diamètre permet une meilleure transmission de l'onde à basse fréquence car le matériau est alors plus transparent. Si le diamètre de perforation d'une des peaux est supérieur au diamètre de perforation de l'autre peau et supérieur à l'épaisseur des peaux, alors le mécanisme d'absorption est dégradé. Ce résultat est déjà observé au chapitre 2.

Pour finir, lorsque le diamètre de perforation de la face – augmente, le pic d'absorption induit par la résonance des cellules NIDA micro-perforées se décale vers les hautes fréquences. Ce résultat est également observé au chapitre 2 et s'explique par l'expression (2.36) de la fréquence de Helmholtz f_H . En effet, lorsque la surface S_f de

l'orifice augmente, alors f_H augmente.

4.2 Matériau sandwich NIDA micro-perforé en champ diffus

Le champ acoustique à l'intérieur de la coiffe du lanceur lors du décollage est un champ diffus. Supposons que le réflecteur d'antenne de satellite micro-perforé soit placé dans un tel environnement. L'objectif de ce paragraphe est de déterminer la modification du chargement acoustique aléatoire sur la structure induit par les orifices. Pour ce faire, on cherche à calculer la différence de pression pariétale de part et d'autre de la structure traitée par micro-perforations.

4.2.1 Différence de pressions pariétales de part et d'autre du matériau sandwich NIDA

Compte tenu de la nature de décorrélation spatiale d'un champ diffus, on peut considérer que le réflecteur d'antenne est excité par deux champs diffus décorrélés de part et d'autre (cf. figure (4.9a)), chacun appliqué à une face du matériau (notées + et -). Il est alors nécessaire de raisonner en deux étapes.

1. Seul le champ diffus appliqué à la face notée + est pris en compte (cf. figure (4.9b)). Les pressions bloquées sont exprimées sur chaque face + et -. On en déduit alors la différence de pression bloquée $\Delta P_{b\text{diff}}^+$ induite par le champ diffus excitant la face notée +.
2. Le calcul de $\Delta P_{b\text{diff}}^-$ est réalisé de la même manière, en ne prenant en compte que le champ diffus excitant la face notée - (cf. figure (4.9c)).

Lorsque le débit est entrant dans la couche +, il est alors sortant dans la couche - (et vice-versa).

La différence de pression bloquée $\Delta P_{b\text{diff}}$ induite par l'excitation des deux champs diffus décorrélés est donnée par la somme quadratique des différences de pression bloquée exprimées lors des deux étapes de calcul :

$$|\Delta P_{b\text{diff}}|^2 = |\Delta P_{b\text{diff}}^+|^2 + |\Delta P_{b\text{diff}}^-|^2. \quad (4.1)$$

Chaque champ diffus est ici décrit comme la somme d'ondes planes harmoniques décorrélés provenant de toutes les directions θ [4]. Par exemple, $|\Delta P_{b\text{diff}}^+|^2$ s'écrit comme la moyenne de $|\Delta P_b^+|^2$ sur l'angle θ :

$$|\Delta P_{b\text{diff}}^+|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} |\Delta P_b^+|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4.2)$$

où φ correspond à l'angle utilisé en coordonnées sphériques, dont la direction est parallèle à la paroi. Cet angle varie de 0 à 2π radians (cf. figure (4.10)).

Le problème représenté sur la figure (4.9b) est donc décrit de façon détaillée ici pour

une onde plane harmonique incidente à la face notée + du matériau. La description du problème représenté sur la figure (4.9c) peut être réalisée selon la même méthode.

L'onde plane oblique P_{inc}^+ incidente à la face +, avec un angle θ^+ , est en partie réfléchiée et en partie transmise. La pression réfléchiée est notée $P_r'^+$ et la pression transmise, P_t^- .

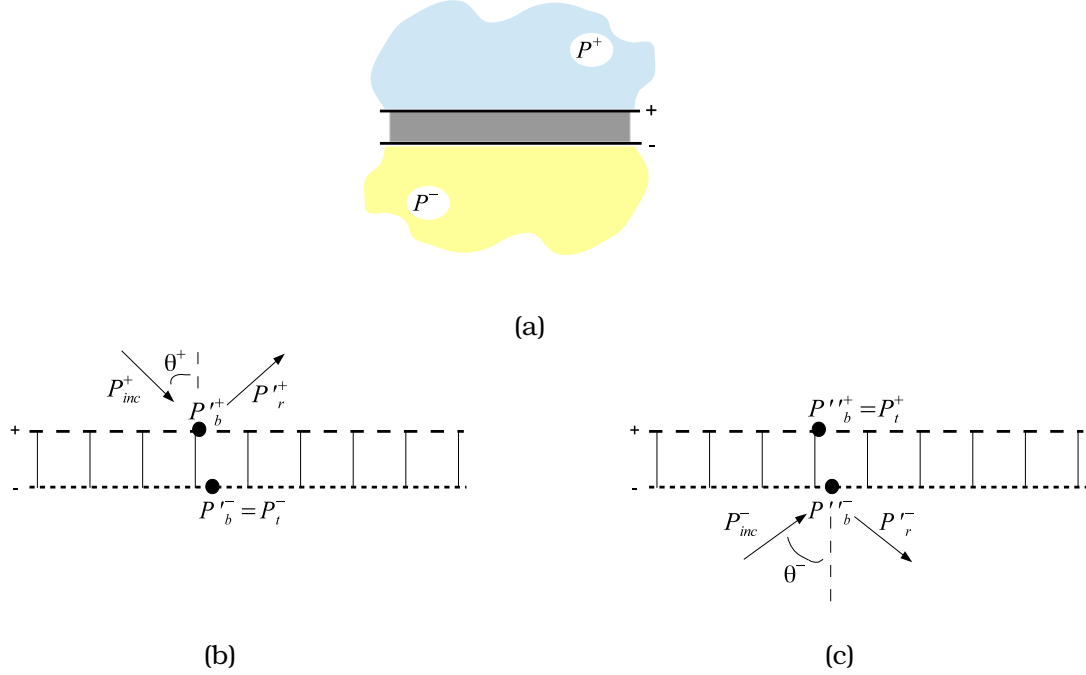


FIGURE 4.9 – (a) Vue en coupe de la structure sandwich NIDA excitée sur sa face + par un champ diffus décorrélé du champ diffus qui excite la face -. (b, c) Ondes planes incidentes, réfléchiées et pariétales au niveau du matériau étudié pour le problème décomposé.

La pression pariétale $P_b'^+$ sur la face excitée est égale à la somme des pressions incidente et réfléchiée :

$$P_b'^+ = P_{inc}^+ + P_r'^+ = (1 + R^+) P_{inc}^+. \quad (4.3)$$

Sur la face opposée à l'excitation, elle est égale à la pression transmise :

$$P_b'^- = P_t^- = T P_{inc}^+. \quad (4.4)$$

L'expression des pressions réfléchiée et transmise en fonction de la pression incidente fait apparaître les coefficients de réflexion R^+ et de transmission T .

La différence de pression de part et d'autre de la structure alimente le terme source de l'équation du mouvement de la structure. Cette différence de pression pariétale s'écrit, pour le problème décrit sur la figure (4.9b) :

$$\Delta P_b^+ = P_b'^+ - P_b'^- = (1 + R^+ - T) P_{inc}^+. \quad (4.5)$$

Les coefficients R^+ et T sont des grandeurs complexes que l'on note :

$$R^+ = |R^+| (\cos \chi_{R^+} + j \sin \chi_{R^+}) \quad (4.6)$$

et

$$T = |T| (\cos \chi_T + j \sin \chi_T) \quad (4.7)$$

où $|R^+|$ et $|T|$ correspondent respectivement au module des coefficients de réflexion et de transmission. Les termes χ_{R^+} et χ_T sont les termes de phase de ces coefficients.

4.2.1.1 Perforation des deux peaux

On cherche à calculer la différence de pression pariétale lorsque les deux peaux du matériau sandwich NIDA sont micro-perforées. Les équations (4.6) et (4.7) sont reportées dans l'expression (4.5). Le moyennage selon les différents angles d'incidence est effectué en appliquant (4.2) :

$$|\Delta P_{\text{diff}}^+|^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} E^+ |P_{\text{inc}}^+|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4.8)$$

soit

$$|\Delta P_{\text{diff}}^+|^2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} E^+ |P_{\text{inc}}^+|^2 \sin \theta d\theta, \quad (4.9)$$

où

$$E^+ = [1 + 2|R^+| \cos \chi_{R^+} - 2|T| \cos \chi_T - 2|R^+||T| \cos (\chi_{R^+} - \chi_T) + |R^+|^2 + |T|^2]. \quad (4.10)$$

Les pressions et modules des coefficients de réflexion et de transmission ne dépendent pas de l'angle φ dans le plan de la structure. De la même manière, les phases de ces coefficients ne dépendent pas de φ (cf. figure (4.10)).

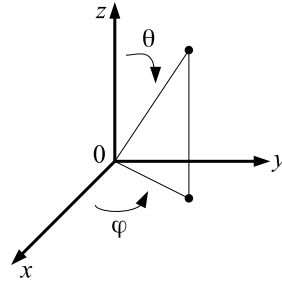


FIGURE 4.10 – Représentation des angles θ et φ dans l'espace. Le plan $(0, x, y)$ désigne la paroi. Une direction incidente est repérée par les angles θ et φ .

4.2.1.2 Perforation d'une peau

Considérons que seule la face notée + de la structure sandwich NIDA est micro-perforée. Il n'y a pas de transmission donc $T = 0$. L'équation (4.9) devient alors :

$$|\Delta P_{\text{diff}}^+|^2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 + 2|R^+| \cos \chi_{R^+} + |R^+|^2) |P_{\text{inc}}^+|^2 \sin \theta d\theta. \quad (4.11)$$

4.2.1.3 Pas de perforation

Si la structure n'est pas traitée par micro-perforation, alors l'équation (4.9) s'écrit :

$$|\Delta P_{\text{diff}}^+|^2 = 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} |P_{\text{inc}}^+|^2 \sin \theta d\theta = 4|P_{\text{inc}}^+|^2 \quad (4.12)$$

car $R^+ = 1$ et $\chi_{R^+} = 0$.

4.2.2 Modification du chargement acoustique en champ diffus

La définition du chargement acoustique dans ce chapitre diffère quelque peu de celle utilisée au chapitre 2. En effet, les deux faces des matériaux sandwich NIDA étudiés, sont traitées par micro-perforations, c'est pourquoi on calcule une pression différentielle de part et d'autre des matériaux. Le chargement acoustique est donc défini comme le rapport de cette pression différentielle et de la pression acoustique incidente à une face du matériau.

Le chargement acoustique induit par le champ diffus appliqué à la face notée + de la structure s'écrit :

$$\gamma_{\text{diff}}^+ = \frac{|\Delta P_{\text{diff}}^+|}{|P_{\text{inc}}^+|}. \quad (4.13)$$

L'expression (4.13) peut s'écrire sous trois formes différentes, selon le traitement appliqué au matériau sandwich NIDA.

1. Les deux peaux sont traitées par micro-perforations :

$$\gamma_{\text{diff}}^+ = \sqrt{\int_0^{\frac{\pi}{2}} E^+ \sin \theta d\theta}. \quad (4.14)$$

2. La peau notée + est traitée par micro-perforations et la peau notée - ne l'est pas :

$$\gamma_{\text{diff}}^+ = \sqrt{\int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 + 2|R^+| \cos \chi_{R^+} + |R^+|^2) \sin \theta d\theta}. \quad (4.15)$$

3. Aucune des peaux n'est micro-perforée :

$$\gamma_{\text{diff}}^+ = \gamma_{\text{diff}_{\text{st}}} = 2. \quad (4.16)$$

La modification de chargement acoustique induite par le traitement par micro-perforations du matériau s'écrit :

$$\Delta \gamma_{\text{diff}}^+ = \gamma_{\text{diff}_{\text{st}}} - \gamma_{\text{diff}}^+. \quad (4.17)$$

4.2.3 Application numérique

Dans ce paragraphe sont présentés des résultats de calcul de la modification de chargement acoustique (cf. équation (4.17)) pour trois matériaux (cf. tableau (4.1)) micro-perforés de trois façons :

- micro-perforation des deux peaux : traitement symétrique et traitement dissymétrique,
- micro-perforation d'une peau.

4.2.3.1 Perforation des deux peaux

Traitement symétrique : Sur les figures (4.11a) et (4.11b), on observe la modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ induite par la micro-perforation des deux peaux des matériaux sandwich NIDA 1, 2 et 3 (cf. tableau (4.1)).

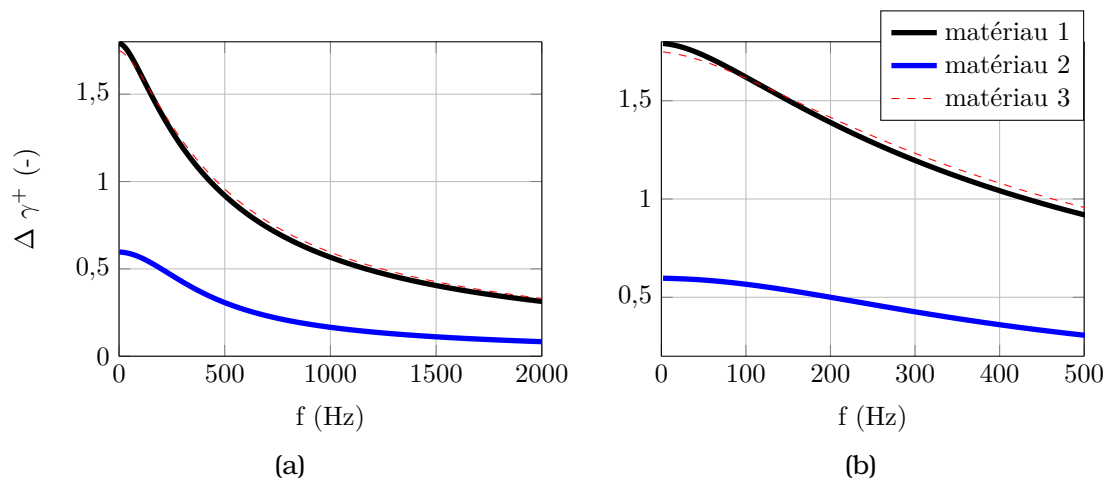


FIGURE 4.11 – (a) Modification de chargement acoustique en champ diffus pour les matériaux 1, 2 et 3 (cf. tableau(4.1)) lorsque leur deux faces sont perforées de manière symétrique. (b) Zoom.

Le terme $\Delta\gamma$ diminue avec la fréquence dans les trois cas. Pour le matériau 1, entre 0 et 500 Hz, la modification de chargement acoustique varie de 1.8 à 0.9. En se reportant à la figure (2.33) du chapitre 2, il est possible de connaître l'influence de cette modification de chargement sur la réponse vibratoire de la structure. Ainsi, la réduction de l'excitation vibratoire est par exemple de 2.7 dB à 500 Hz. Ces résultats sont très satisfaisants, sous réserve qu'ils soient validés par des essais expérimentaux.

La modification de chargement acoustique obtenue pour le matériau 2 est de 0.3 à 500 Hz, ce qui correspond à une réduction du niveau vibratoire de la structure de l'ordre de 0.7 dB.

Pour le matériau 3, cette modification de charge est de 1 à 500 Hz, qui correspond à une réduction de 2.9 dB de la réponse vibratoire du système.

Les résultats obtenus pour les matériaux 1 et 3 sont largement satisfaisants car

en-dessous de 500 Hz, le niveau de vibration de ces structures est au moins réduit de moitié. Ces résultats n'ont pas été vérifiés expérimentalement, c'est pourquoi ils sont à relativiser. Le matériau 2 est trop résistif et ne permet pas une bonne propagation des ondes acoustiques au travers pour les fréquences visées.

Traitement dissymétrique : Les figures (4.12a) et (4.12b) représentent les modifications de chargement acoustique calculées sur les matériaux 1, 2 et 3 (cf. tableau (4.1)), lorsque celles-ci ont leur peaux perforées différemment. Le tableau (4.2) détaille le dimensionnement du traitement de chaque face et de chaque matériau sandwich NIDA.

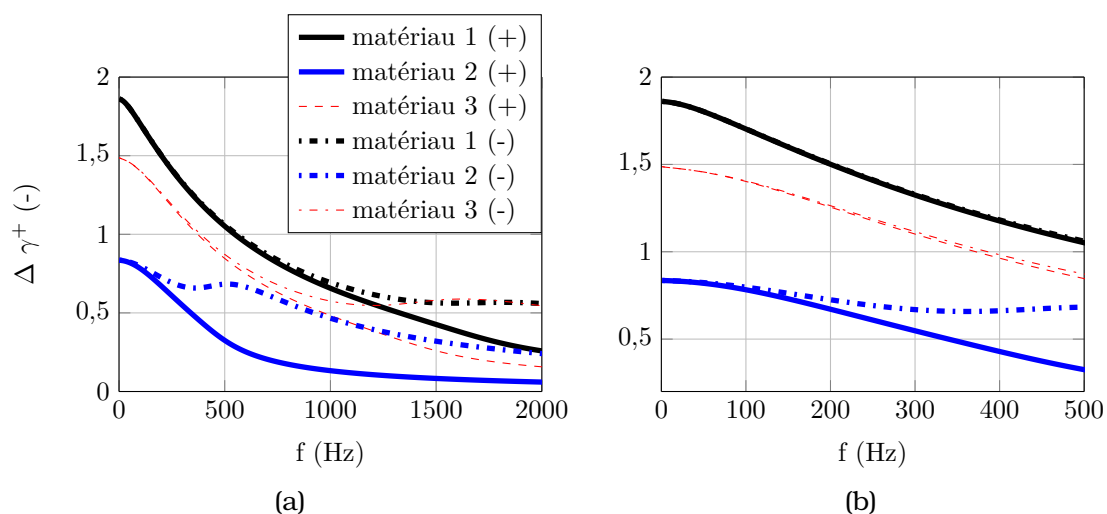


FIGURE 4.12 – (a) Modification de chargement acoustique en champ diffus pour les matériaux 1, 2 et 3 (cf. tableau(4.1)) lorsque leur deux faces sont perforées de manière dissymétrique. (b) Zoom. Le signe entre parenthèses indique la face du matériau sur laquelle l'onde sonore est incidente.

Paramètres géométriques	Matériau 1		Matériau 2		Matériau 3	
	Face +	Face -	Face +	Face -	Face +	Face -
Diamètre d (mm)	0.8	1.2	0.4	0.8	0.6	1
Distance inter-perforation b (mm)	6					
Taux de perforation (%)	5.6	12.6	1.4	5.6	3.1	8.7

TABLE 4.2 – Dimensionnement du traitement par micro-perforations dissymétrique des matériaux 1, 2 et 3 (cf. figure (4.1)).

Sur chaque figure sont représentées six courbes, qui correspondent aux trois matériaux et à la face excitée (+ ou -) par le champ acoustique.

Pour le matériau 1, la modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ diminue avec la fréquence. Les résultats sont similaires, selon la face excitée. Dans la bande de fréquence $[0 - 500]$ Hz, $\Delta\gamma$ varie de 1.9 à 1.1. Ce résultat, comparé à celui obtenu pour le traitement symétrique, est d'amplitude légèrement plus importante.

Pour le matériau 2, $\Delta\gamma$ diminue avec la fréquence lorsque la face + est excitée. Lorsque la face - est excitée, la modification de charge acoustique diminue entre 0 et 350 Hz, croît jusqu'à 600 Hz puis diminue de nouveau avec la fréquence. Ce pic correspond au pic d'absorption du matériau (cf. figure (4.7)), moyenné sur l'ensemble des angles d'incidence θ . La courbe, comparée à celle obtenue pour un traitement symétrique, est d'amplitude supérieure.

De la même manière pour le matériau 3, $\Delta\gamma$ diminue avec la fréquence. Dans la bande de fréquence $[0 - 500]$ Hz, la modification de chargement acoustique varie de 1.5 à 0.9, quelle que soit la face excitée. Lorsque ce résultat est comparé à celui obtenu pour un traitement par micro-perforations symétrique, on observe que l'amplitude est légèrement plus faible.

4.2.3.2 Perforation d'une peau

Les figures (4.13a) et (4.13b) montrent les modifications de chargement acoustique calculées pour les matériaux 1, 2 et 3 lorsque les faces notées + sont perforées (cf. tableau (2.5)).

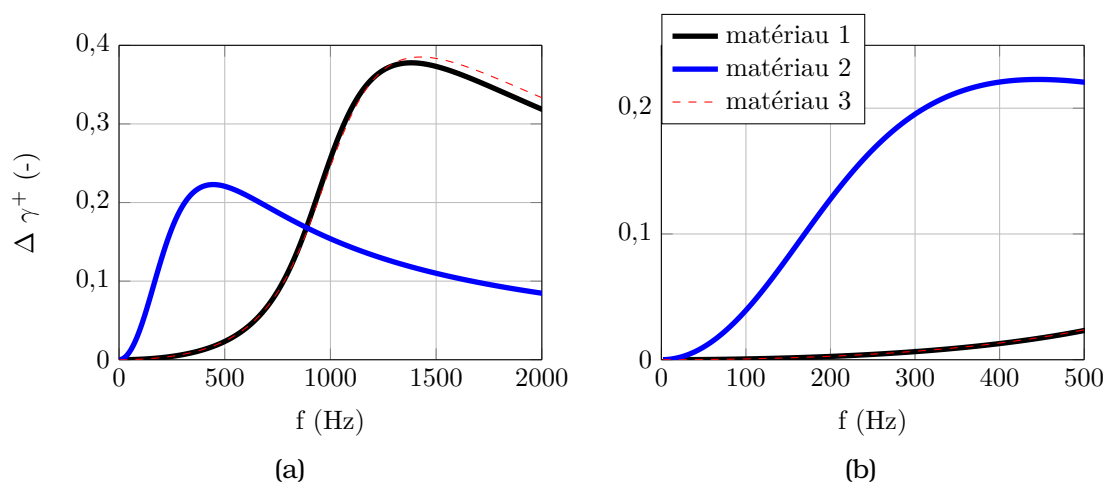


FIGURE 4.13 – (a) Modification de chargement acoustique en champ diffus pour les matériaux 1, 2 et 3 (cf. tableau(2.5)) lorsque leur face notée + est perforée. (b) Zoom.

Les ordres de grandeur sont relativement faibles. En effet, la modification de chargement acoustique maximale est de 0.22 à 450 Hz pour le matériau 2, de 0.37 à 1300 Hz pour le matériau 1 et de 0.38 à 1400 Hz pour le matériau 3. Ces valeurs correspondent à des réductions du niveau vibratoire des structures, inférieures au déciBel.

4.2.3.3 Synthèse

Sur la figure (4.14) sont tracés les résultats marquants de l'étude menée ici, en terme de modification de chargement acoustique en fonction de la réduction du niveau vibratoire d'un panneau sandwich NIDA.

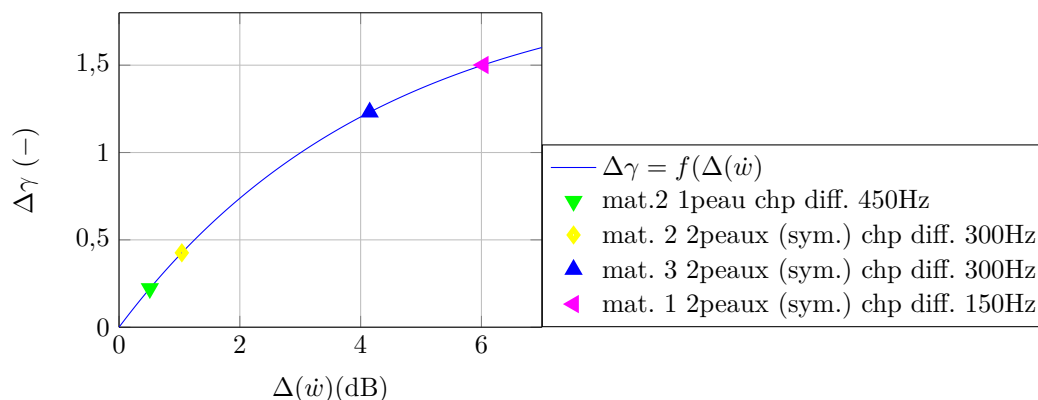


FIGURE 4.14 – Modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ en fonction de la différence de réponse vibratoire du système non traité et traité par micro-perforations. Résultats pour les matériaux 1, 2 et 3 (cf. tableaux (2.5) et (4.1)).

Par exemple, micro-perforer la seconde peau du matériau 2 (cf. tableau (4.1)) induit une réduction du niveau vibratoire à 300 Hz de l'ordre d'un dixième de dB.

Micro-perforer les deux peaux des matériaux sandwich NIDA 1 et 3 permet une forte modification du chargement acoustique et donc une réduction du niveau vibratoire du système très satisfaisante dans la gamme de fréquence visée. Ce résultat est à relativiser car il n'a pas été confronté à une validation expérimentale. Le traitement ne nécessite pas d'être dimensionné différemment sur les deux peaux pour fournir une plus grande réduction du chargement.

La micro-perforation d'une seule peau du panneau sandwich NIDA ne permet pas de réduction significative du chargement acoustique car le mécanisme d'absorption induit par les micro-perforations couplées aux cavités formées par les cellules NIDA n'est pas suffisamment important dans la gamme de fréquence visée. Un court-circuit acoustique induit par la micro-perforation des deux peaux est nécessaire pour la réduction du niveau vibratoire dans la bande de fréquence [20 – 300] Hz.

4.3 Conclusions

Ce dernier chapitre propose un traitement par micro-perforations différent du traitement proposé dans les deux chapitres précédents. Il concerne la micro-perforation des deux peaux de la structure sandwich NIDA. Dans le contexte spatial, cela peut gêner le fonctionnement de l'antenne. En effet, si la face active du réflecteur d'antenne de satellite est percée, les conditions de réflexion des ondes électromagnétiques sont

modifiées. De ce point de vue, les performances de l'antenne sont limitées voire dégradées.

La micro-perforation des deux peaux induit le fait que l'onde acoustique incidente traverse le matériau, réduisant ainsi la différence de pression pariétale agissant sur le réflecteur. Ce mécanisme intervient à basse fréquence (fréquences inférieures à 500 Hz). Il permet une modification significative du chargement acoustique appliqué à la structure, par rapport à la situation où une unique peau du panneau sandwich NIDA est micro-perforée. Par exemple, la modification de chargement acoustique apportée par la micro-perforation d'une peau du matériau 3 est de 0.01 alors que celle induite par la micro-perforation des deux peaux de cette même structure est de l'ordre de 1.4 à 300 Hz. Autrement dit, lorsque la face passive du réflecteur d'antenne est micro-perforée, la pression au niveau de cette paroi est égale à 1.99 fois la pression excitatrice. Lorsque la face active du réflecteur est également perforée, la pression en paroi de la structure est égale à 0.6 fois la pression excitatrice. Ainsi, dans le but de mieux réduire la vibration de la structure sandwich NIDA induite par le champ acoustique excitateur, il est préférable d'appliquer le traitement par micro-perforations sur les deux peaux afin d'induire un mécanisme de transmission acoustique.

Le traitement par micro-perforations du panneau sandwich NIDA peut être le même sur chaque peau ou différent sur les deux peaux. On dit alors qu'il est symétrique ou dissymétrique. La dissymétrie diminue les performances de dissipation acoustique dans un des deux sens de propagation à travers le matériau.

Les résultats présentés dans ce chapitre ne concernent que des simulations numériques. Des essais en salle réverbérante ont été réalisés au cours de la thèse afin de mesurer la réponse vibratoire de structures sandwich NIDA excitées par un champ diffus de faible et fort niveaux. Ces essais sont détaillés et les résultats donnés dans l'annexe K. Ils concernent deux structures planes en aluminium, non micro-perforées dans un premier temps, puis micro-perforées au niveau d'une des deux peaux ensuite. La comparaison des réponses vibratoires des structures avec et sans traitement ne permet pas toujours de conclure quant à l'effet de celui-ci. En effet, la taille des salles utilisées pour les tests n'est pas suffisante pour garantir le caractère diffus du champ acoustique aux basses fréquences.

La réponse vibratoire d'une structure sandwich NIDA dont les deux peaux sont traitées par micro-perforation, excitée par un champ acoustique diffus, n'a pas été mesurée au cours de la thèse. Cet essai est une des perspectives de ce travail. Malheureusement l'accès à une salle de dimensions suffisamment grandes pour assurer l'excitation par un champ diffus à basse fréquence semble difficile. L'effet du traitement ne pourra donc être observé correctement qu'à partir de la fréquence de Schroëder (cf. annexe K) de la salle.

Au cours de la thèse, nous avons également commencé à nous intéresser à la description spatiale du champ diffus et à l'influence de la présence d'une structure sandwich NIDA micro-perforée sur celui-ci. Cette description passe par le calcul des inter-corrélation et inter-spectre d'un tel champ, présenté dans l'annexe J. Ces calculs nécessitent l'estimation d'intégrales doubles, difficiles à résoudre numériquement. La résolution de ces intégrales permettrait d'observer l'influence des coefficients de réflexion et de transmission sur la répartition du champ incident au panneau sandwich NIDA traité par micro-perforations.

Chapitre 5

Conclusions et Perspectives

Les micro-perforations sont connues dans la littérature pour leurs performances acoustiques. Une plaque micro-perforée couplée à une cavité permet une forte absorption dans une plage de fréquences qui dépend de la géométrie du trou et de la géométrie de la cavité. Ce mécanisme d'absorption est induit par la résonance du système masse-ressort formé par le fluide contenu dans le trou et dans la cavité. Les paramètres géométriques qui dimensionnent cette résonance sont la hauteur du trou, son diamètre, la distance entre les trous, donc le taux de perforation, ainsi que la hauteur de la cavité.

Lors de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'effet d'un traitement par micro-perforations sur la réponse vibratoire d'un réflecteur d'antenne de satellite placé dans la coiffe d'un lanceur, excité par voies aérienne et solidienne. Ce réflecteur est constitué d'un matériau de type sandwich NIDA. Son amplitude de vibration est très grande dans la bande de fréquence $[20 - 300]$ Hz.

Le traitement par micro-perforations est choisi dans ce contexte spatial car il est passif et n'ajoute pas de masse au satellite embarqué dans le lanceur. L'idée première est qu'il s'applique sur la face passive de la structure, c'est-à-dire la face qui ne reçoit pas les ondes électromagnétiques lorsque le satellite est en orbite.

5.1 Conclusion sur l'effet des micro-perforations

L'étude de l'effet induit par les micro-perforations sur la réponse vibratoire d'une structure sandwich NIDA est double : acoustique et vibro-acoustique.

5.1.1 Effet acoustique

L'absorption acoustique induite par les micro-perforations permet la réduction du niveau de pression qui charge la structure. Les résultats obtenus sur ce point sont représentés de façon synthétique sur la figure (5.1) : la grandeur tracée est la modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$, définie par la relation (2.67), en fonction de la réduction du niveau vibratoire $\Delta(\dot{w})$. A titre d'exemple, si $\Delta\gamma = 0.1$, alors

- la pression bloquée en paroi vaut $P_b = (2 - \Delta\gamma) P_{\text{inc}} = 1.9P_{\text{inc}}$ si le matériau sandwich NIDA est perforé sur une de ses faces,
- la pression différentielle bloquée de part et d'autre des parois du matériau sandwich NIDA vaut $\Delta P_b = (2 - \Delta\gamma) P_{\text{inc}} = 1.9P_{\text{inc}}$ si ses deux faces sont micro-perforées.

Concernant les micro-perforations d'une seule peau, on peut conclure que pour le matériau sandwich NIDA concerné par l'application industrielle (matériau 1), la réduction de son niveau vibratoire est au plus de l'ordre de 0.05 dB (point + de la figure (5.1)).

Une analyse paramétrique a permis la définition d'un matériau dont les dimensions géométriques permettent d'induire une réduction du niveau vibratoire de l'ordre du dB (points ×, ○ et ▼ de la figure (5.1)).

En appliquant des micro-perforations sur les deux peaux d'un matériau sandwich NIDA concerné par l'application industrielle (matériau 3), le modèle indique que la réduction du niveau vibratoire peut atteindre plusieurs dB (4.15 dB à 300 Hz, point ▲ de la figure (5.1)), sous réserve de validation expérimentale.

Dans le cas où les deux faces du matériau sandwich NIDA sont micro-perforées, l'onde sonore passe au travers (mécanisme de transparence acoustique). La face active du réflecteur d'antenne de satellite est alors également perforée, ce qui peut alors impacter le comportement électromagnétique du réflecteur.

La perforation des deux peaux du matériau 2 n'améliore pas la réduction de son niveau vibratoire car le mécanisme de transparence s'établit difficilement, dû à la forte résistance du matériau (point ◆ de la figure (5.1)).

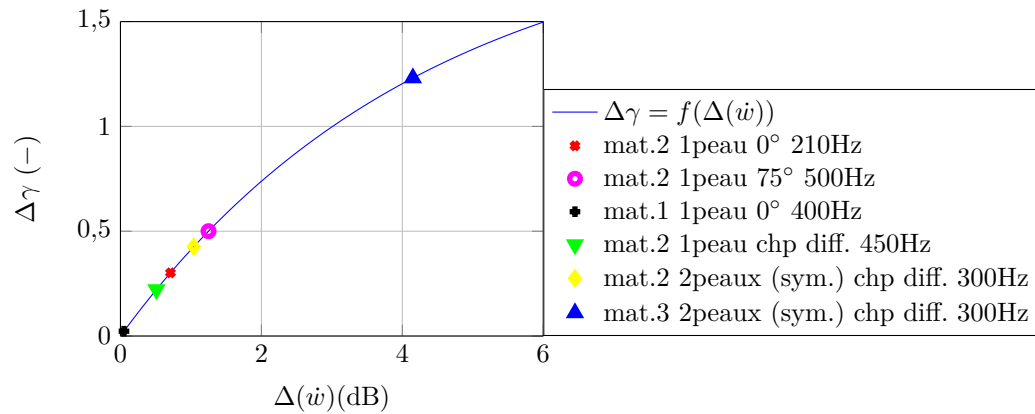


FIGURE 5.1 – Modification de chargement acoustique $\Delta\gamma$ en fonction de la différence de réponse vibratoire du système non traité et traité par micro-perforations. Résultats obtenus pour différentes conditions d'excitation acoustique et pour différents matériaux (cf. tableau (2.5)).

Le modèle utilisé pour le calcul de l'impédance acoustique d'une perforation a été développé par D.-Y. Maa [2]. Les trous modélisés ont des bords avec des arêtes franches. Le modèle est validé par des mesures en incidence normale utilisant un tube d'impédance.

Le modèle d'impédance acoustique utilisé ne prend pas en compte l'effet des cellules NIDA qui améliore l'absorption acoustique en incidence normale. L'effet du partitionnement de la cavité sur les performances acoustiques du système micro-perforé est connu dans la littérature.

Le comportement acoustique des micro-perforations pour des forts niveaux d'excitation a été abordé expérimentalement lors de mesures en tube d'impédance fort niveau. La partie réelle de l'impédance acoustique des micro-perforations est alors fortement augmentée. Sa partie imaginaire est peu impactée par le fort niveau.

5.1.2 Effet vibro-acoustique

Lorsqu'une structure vibre dans l'air, son mouvement est couplé à celui du fluide. Dans le cas d'un panneau sandwich NIDA micro-perforé, le fluide se déplace dans les cellules NIDA et dans les micro-perforations. Une partie de l'énergie générée par le mouvement de ce fluide est dissipée dans les micro-perforations où les couches limites thermique et visqueuse sont dimensionnantes. Une modélisation de ce phénomène, peu connu dans la littérature, a permis le calcul d'un amortissement ajouté à l'amortissement structural du panneau.

La méthodologie mise en place utilise trois échelles de modélisation. Le mouvement du fluide à l'échelle de la cellule NIDA en translation est modélisé par un système élémentaire discret excité par sa base. Les efforts appliqués par le fluide sur une unique cellule sont considérés indépendants des efforts appliqués sur les cellules voisines. La résultante des efforts appliqués par les différents pistons sur un élément de panneau sandwich NIDA est définie par homogénéisation et permet l'expression de l'amortissement modal induit par le traitement sur la structure complète. Une méthode par perturbation est utilisée pour cela. L'ordre de grandeur de l'amortissement modal calculé dans la gamme de fréquence d'intérêt varie entre 10^{-12} et 10^{-5} . Ces ordres de grandeur ne permettent pas une réduction significative du niveau vibratoire de la structure dans la gamme fréquence [20 – 300] Hz.

Par l'intermédiaire de mesures vibratoires dans l'air et dans différents niveaux de pression statique, on a cherché également à mesurer cet effet. Cependant, l'effet étant très faible, sa quantification et son observation sont difficiles.

Une analyse modale expérimentale en air de deux panneaux sandwich NIDA non micro-perforé et micro-perforé ne permet pas l'observation de l'effet des trous, expérimentalement. Il est tellement faible qu'il se confond dans l'erreur induite par la mesure. Des tests en espace clos dans lequel la pression statique est contrôlée sont réalisés. A partir d'une méthode haute résolution (méthode ESPRIT) d'extraction des paramètres modaux, il est possible d'observer la variation de l'amortissement propre pour les trois premiers modes des deux structures, à différents niveaux de pression statique. L'amortissement mesuré sur la structure micro-perforée semble augmenter de façon plus significative avec la pression statique, que l'amortissement mesuré sur la structure non micro-perforée. Cette augmentation est cependant contenue dans la barre d'erreur des deux mesures. L'amortissement induit par le traitement par micro-perforation estimé par cette mesure est d'un ordre de grandeur plus important que celui obtenu par le modèle, de l'ordre de 10^3 pour le mode 1. Ce résultat est à relativiser compte tenu des barres d'erreur expérimentales.

5.2 Perspectives

Plusieurs perspectives sont envisagées à l'issue de ce travail.

Les premières perspectives sont relativement immédiates au travail de la thèse et consistent principalement en des validations expérimentales.

Parmi les structures étudiées expérimentalement, aucune n'a ses deux faces perforées. Il serait intéressant de perforer la seconde face d'une structure dont une peau a été perforée, pour valider sa réponse vibratoire à une excitation acoustique. Un tel essai suppose d'utiliser une chambre réverbérante de taille convenable. La modification de l'amortissement modal de la structure doublement perforée peut également être observé dans l'enceinte à vide.

Les mesures des fréquences et amortissements propres d'une structure placée dans un environnement de pression statique contrôlée permet le calcul de grandeurs acoustiques qui caractérisent le champ rayonné telles que les résistance et réactance inter-modales de rayonnement et le facteur de rayonnement modal. Ces calculs n'ont pas été entrepris dans le cadre de ce travail et pourraient fournir des informations intéressantes.

D'autres perspectives à ce travail, plus prospectives, peuvent également être mentionnées.

L'aspect fort niveau dans la coiffe du lanceur est évoquée dans le chapitre 2 de la thèse, mais pas plus approfondi. Il serait intéressant d'étudier plus précisément les effets liés à cela sur le champ acoustique proche et dans les micro-perforations. Des essais de vélocimétrie laser à effet Doppler ont déjà été entrepris au LAUM afin d'observer le champ acoustique au niveau de perforations en paroi d'un conduit, ou bien en sortie d'un empilement de micro-conduits (stack) en thermoacoustique.

Au cours de ce travail de thèse, nous avons commencé à décrire spatialement le champ diffus et nous souhaitons étudier l'influence de la présence d'un panneau sandwich NIDA micro-perforé sur un tel champ et sur sa répartition dans l'espace. Les calculs dans le domaine des nombres d'onde nécessitent la résolution d'intégrales doubles comportant un important nombre de points singuliers. Les applications numériques sur ce point sont actuellement inachevées.

Un modèle numérique de fluide thermo-visqueux d'une cellule NIDA micro-perforée a commencé à être développé par N. Joly, enseignant chercheur au LAUM. Les résultats montrent que le comportement de la vitesse du fluide dans la micro-perforation avait une tendance en accord avec la théorie, mais que les ordres de grandeur étaient influencés par la résonance de la cavité dans laquelle évolue la cellule. Le modèle pourrait être amélioré pour éviter cela, par exemple en utilisant une méthode numérique de couches PML (Perfectly Matched Layer) pour délimiter le domaine fluide dans lequel rayonne la cavité micro-perforée.

Certaines perspectives ont également un caractère technologique car elles proposent la modification de la structure sandwich NIDA elle-même.

L'utilisation de micro-perforation avec un matériau comme un voile ou un tissu, déjà naturellement micro-perforé a également été évoquée lors de ce travail. Il s'agissait là de deux échelles de perforation.

Au cours de la thèse, nous avons réfléchi au dimensionnement d'un panneau sandwich NIDA micro-perforé qui aurait sur sa fibre neutre une membrane. L'idée était que la flexion de la structure entraîne le mouvement de cette membrane, qui lorsqu'elle vibre, entraîne l'augmentation de la vitesse du fluide dans les micro-perforations. L'effort visqueux résultant est alors supposé supérieur à l'effort visqueux observé sur un panneau simplement perforé.

Bibliographie

- [1] L. Jaouen and F.-X. Bécot. Acoustical characterization of perforated facings. *Journal of the Acoustical Society of America*, 129(3) :1400–1406, 2011.
- [2] D-Y. Maa. Theory and design of microperforated panel sound-absorbing constructions. *Scientia Sinica*, 18(1) :55–71, 1975.
- [3] Centre National des Etudes Spatiales. Cours de technologie spatiale : Techniques et technologies des véhicules spatiaux, Octobre 2012.
- [4] H. Kuttruff. *Room Acoustics Fifth Edition*. Spon Press, 2009.
- [5] D. Zenkert. *The Handbook of Sandwich Construction*. Engineering Materials Advisory Service Ltd, 1997.
- [6] E. Piollet. *Amortissement non-linéaire des structures sandwichs à matériau d'âme en fibres enchevêtrées*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2014.
- [7] S. A. Tobias. A theory of imperfection for the vibration of elastic bodies of revolution. *Engineering*, 420 :172–1409, 1951.
- [8] P. Cobo and M. Cuesta. Hybrid passive-active absorption of a microperforated panel in free field conditions. *Journal of the Acoustical Society of America*, 121(6) :251–255, 2007.
- [9] C. C. Claeys, K. Vergote, P. Sas, and W. Desmet. On the potential of tuned resonators to obtain low-frequency vibrational stop bands in periodic panels. *Journal of Sound and Vibration*, 332 :1418–1436, 2013.
- [10] H. Nakamoto, T. Adachi, and W. Araki. In-plane impact behavior of honeycomb structures randomly filled with rigid inclusions. *International Journal of Impact Engineering*, 36 :73–80, 2009.
- [11] J.-D. Chazot and J.-L. Guyader. Transmission loss of double panels filled with poro granular materials. *Journal of the Acoustical Society of America*, 6(6) :3040–3048, 2009.
- [12] M. Bruneau. *Manuel d'Acoustique fondamentale*. Hermes, 1998.
- [13] R. T. Randeberg. *Perforated panel absorbers with viscous energy dissipation enhanced by orifice design*. PhD thesis, Norwegian University of Science and Technology, 2000.

- [14] W. Frommhold, H. V. Fuchs, and S. Sheng. Acoustic performance of membrane absorbers. *Journal of Sound and Vibration*, 170(5) :621–636.
- [15] T. Bravo, C. Maury, and C. Pinhède. Vibroacoustic properties of thin micro-perforated panel absorbers. *Journal of the Acoustical Society of America*, 132(2) :789–798, 2012.
- [16] D. Takahashi and M. Tanaka. Flexural vibration of perforated plates and porous elastic materials under acoustic loading. *Journal of the Acoustical Society of America*, 112(4) :1456–1464, 2002.
- [17] J. F. Allard and N. Atalla. *Propagation of sound in porous media*. Ed. Wiley, 2009.
- [18] Y. Y. Lee, E. W. M. Lee, and C. F. Ng. Sound absorption of a finite flexible micro-perforated panel backed by an air cavity. *Journal of Sound and Vibration*, 287 :227–243, 2005.
- [19] Y. Y. Lee, H. Y. Sun, and X. Guo. Effects of the panel and helmholtz resonances on a micro-perforated absorber. *International Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 4 :49–54, 2005.
- [20] D-Y. Maa. Wide-band sound absorber based on microperforated panels. *Chinese Journal of Acoustics*, 4(3) :197–208, 1985.
- [21] Y. Y. Lee and E. W. M. Lee. Widening the sound absorption bandwidths of flexible micro-perforated curved absorbers usind structural and acoustic resonances. *International Journal of Mechanical Sciences*, 49 :925–934, 2007.
- [22] Y. Y. Lee, J. L. Huang, C. K. Hui, and C. F. Ng. Sound absorption of a quadratic and cubic nonlinearly vibrating curved panel absorber. *Applied Mathematical Modelling*, 36 :5574–5588, 2012.
- [23] T. Bravo, C. Maury, and C. Pinhède. Sound absorption and transmission through flexible micro-perforated panels backed by an air layer and a thin plate. *Journal of the Acoustical Society of America*, 131(5) :3853–3863, 2012.
- [24] L. Maxit, C. Yang, L. Cheng, and J.-L. Guyader. Modeling of micro-perforated panels in a complex vibro-acoustic environment using patch transfer function approach. *Journal of the Acoustical Society of America*, 131(3) :2118–2130, 2012.
- [25] B. Crandall. *Theory of vibrating systems and sound*. Ed. Van Nostrand Co.-New York, 1927.
- [26] G.B. Thurston. Periodic fluid flow through circular tubes. *Journal of the Acoustical Society of America*, 24(6) :653–656, 1952.
- [27] M. R. Stinson and E. A. G. Shaw. Acoustic impedance of small, circular orifices in thin plates. *Journal of the Acoustical Society of America*, 77(6) :2039–2042, 1985.
- [28] M. R. Stinson. The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape. *Journal of the Acoustical Society of America*, 89(2) :550–558, 1991.

- [29] G. Kirchhoff. Ueber den einfluss der warmeleitung in einem gase auf die schallbewegung. *Ann. Phys. Chem.*, 134 :177–193, 1868.
- [30] C. Zwikker and C. W. Kosten. *Sound absorbing materials*. Elsevier, 1949.
- [31] D-Y. Maa. Microperforated-panel wideband absorbers. *Noise Control Engineering Journal*, 29(3) :77–84, 1987.
- [32] D-Y. Maa. General theory and design of microperforated-panel absorbers. *Acta Acustica*, 22(5) :193–202, 1997.
- [33] D-Y. Maa. Potential of microperforated panel absorber. *Journal of the Acoustical Society of America*, 104(5) :2861–2866, 1998.
- [34] J. Kergomard. *Champ interne et champ externe des instruments à vent*. PhD thesis, Université Paris VI, 1981.
- [35] M. R. Stinson and Y. Champoux. Propagation of sound and the assignment of shape factors in model porous materials having simple pore geometries. *Journal of the Acoustical Society of America*, 91(2) :685–695, 1992.
- [36] N. Atalla and F. Sgard. Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models. *Journal of Sound and Vibration*, 303 :195–208, 2007.
- [37] U. Ingard. On the theory and design of acoustic resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25(6) :1037–1061, 1953.
- [38] C. Malmay. *Etude théorique et expérimentale de l'impédance acoustique de matériaux en présence d'un écoulement d'air tangentiel*. PhD thesis, Université du Maine, 2000.
- [39] T. Dupont. *Transparence et absorption acoustiques des structures micro-perforées*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2002.
- [40] Lord Rayleigh. *The Theory of Sound*. Macmillan, 1896.
- [41] J-M. Roche. *Simulation numérique de l'absorption acoustique de matériaux résonants en présence d'écoulement*. PhD thesis, Université du Maine, ONERA, 2011.
- [42] F. Chevillotte. Controlling sound absorption by an upstream resistive layer. *Applied Acoustics*, 73 :56–60, 2012.
- [43] T. H. Melling. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels. *Journal of Sound and Vibration*, 29(1) :1–65, 1973.
- [44] N. Joly, M. Bruneau, and R. Bossart. Coupled equations for particle velocity and temperature variation as the fundamental formulation of linear acoustics in thermo-viscous fluids at rest. *Acta Acustica united with Acustica*, 92 :202–209, 2006.
- [45] J. Liu and D. W. Herrin. Enhancing micro-perforated panel attenuation by partitioning the adjoining cavity. *Applied Acoustics*, 71 :120–127, 2010.

- [46] M. Toyoda and D. Takahashi. Sound transmission through a micro-perforated-panel structure with subdivided air cavities. *Journal of the Acoustical Society of America*, 124(6) :3594–3603, 2008.
- [47] J. Pan, J. Guo, and C. Ayres. Improvement of sound absorption of honeycomb panels. In *Proceedings of Acoustics 2005*, Busselton, Western Australia, 9-11 November 2005.
- [48] F-C. Lee and W-H. Chen. Acoustic transmission analysis of multi-layer absorbers. *Journal of Sound and Vibration*, 248(4) :621–634, 2001.
- [49] D. H. Lee and Y. P. Kwon. Estimation of the absorption performance of multiple layer perforated panel systems by transfer matrix method. *Journal of Sound and Vibration*, 278 :847–860, 2004.
- [50] H. Ruiz, P. Cobo, T. Dupont, B. Martin, and P. Leclaire. Acoustic properties of plates with unevely distributed macroperforations backed by woven meshes. *Journal of the Acoustical Society of America*, 132(5) :3138–3147, 2012.
- [51] B. H. Song and J. S. Bolton. A transfer matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials. *Journal of the Acoustical Society of America*, 107(3) :1131–1152, 2000.
- [52] K. Sakagami, M. Morimoto, and W. Koike. A numerical study of double-leaf microperforated panel absorbers. *Applied Acoustics*, 67 :609–619, 2006.
- [53] W. C. Elmore and M. A. Heald. *Physics of waves*. McGraw-Hill, 1969.
- [54] J. Y. Chung and D. A. Blaser. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. i. theory. *Journal of the Acoustical Society of America*, 68(3) :907–913, 1980.
- [55] H. Bodén and M. Abom. Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts. *Journal of the Acoustical Society of America*, 79(2) :541–549, 1986.
- [56] X. Olny and C. Boutin. Acoustic wave propagation in double porosity media. *Journal of the Acoustical Society of America*, 114(1) :73–89, 2003.
- [57] L. J. Sivian. Acoustical impedance of small orifices. *Journal of the Acoustical Society of America*, 7 :94–101, 1935.
- [58] G. B. Thurston and C. E. Martin Jr. Periodic fluid flow through circular orifices. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25 :26–31, 1953.
- [59] U. Ingard and H. Ising. Acoustic nonlinearity of an orifice. *Journal of the Acoustical Society of America*, 42(1) :6–17, 1967.
- [60] A. Cummings. Acoustic nonlinearity and power losses at orifices. *AIAA Journal*, Paper No. 2006-2401 :1–15, 1984.

- [61] A. Cummings. Transient and multiple frequency sound transmission through perforated plates at high amplitude. *Journal of the Acoustical Society of America*, 79(4), April 1986.
- [62] M. Salikuddin. Acoustic behavior of orifice plates and perforated plates with reference to low-frequency sound absorption. *Journal of Sound and Vibration*, 139(3) :361–381, 1990.
- [63] C. K. W. Tam, H. Ju, M. G. Jones, W. R. Watson, and T. L. Parrott. A computational and experimental study of slit resonators. *Journal of Sound and Vibration*, 284 :947–984, 2005.
- [64] R. Tayong, T. Dupont, and P. Leclaire. On the variations of acoustic absorption peak with particle velocity in micro-perforated panels at high level of excitation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 127(5) :2875–2882, 2010.
- [65] A. S. Hersh, B. E. Walker, and J. W. Celano. Helmholtz resonator impedance model. part i : Nonlinear behaviour. *AIAA J.*, 41 :795–808, 2003.
- [66] Y. Aurégan and M. Pachebat. Measurement of the nonlinear behavior of acoustical rigid porous materials. *Phys. Fluids*, 11 :1342–1345, 1999.
- [67] S.-H. Park. A design method of micro-perforated panel absorber at high sound pressure environment in launcher fairings. *Journal of Sound and Vibration*, 332 :521–535, 2013.
- [68] R. Tayong Boumda. *Propriétés acoustiques de systèmes incorporant des plaques micro-perforées et des matériaux absorbants sous forts niveaux d’excitation*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2010.
- [69] C. Lesueur. *Rayonnement acoustique des structures*. Ed. Eyrolles, 1988.
- [70] A. E. H. Love. On the small free vibrations and deformations of elastic shells. *Philosophical trans. of the Royal Society (London)*, série A(17) :491–546, 1888.
- [71] M. Géradin and D. Rixen. *Théorie des vibrations – Application à la dynamique des structures*. Elsevier Masson, 1993.
- [72] S. Chesné. *Identification d’efforts aux limites des poutres et plaques en flexion par méthode indirecte*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2006.
- [73] D. L. Brown, R. J. Allemang, R. Zimmerman, and M. Mergeay. Parameter estimation techniques for modal analysis. *SAE Technical Paper Series*, (790221), 1979.
- [74] A. W. Leissa. *Vibration of plates*. National Aeronautics and Space Administration, 1969.
- [75] Z. Li. *Vibration and Acoustical properties of sandwich composite materials*. PhD thesis, Auburn University, Alabama, 2006.

- [76] B. David. *Caractérisations acoustiques de structures vibrantes par mise en atmosphère raréfiée*. PhD thesis, Université Paris 6, 1999.
- [77] J. Leclerc. Nature et qualité du vide. *Techniques de l'ingénieur*, traité Génie mécanique(BM 4040), Mars 2000.
- [78] B. Elie. *Caractérisation vibratoire et acoustique des instruments à cordes - Application à l'aide à la facture instrumentale*. PhD thesis, Université du Maine, 2012.
- [79] M. J. Crocker. *Encyclopedia of acoustics*. Hardcover, 1997.
- [80] J. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185–200, 1994.
- [81] D. Lecoq. *Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes*. PhD thesis, Université du Maine, 2013.
- [82] P.D. Welch. The use of fft for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short time modified periodograms. *IEEE Trans. Audio and Electroacoust.*, AU-15 :70–73, 1967.
- [83] M.R.Schroeder. Improvement of acoustic-feedback stability by frequency shifting. *Journal of the Acoustical Society of America*, 36(9) :1718–1724, 1964.

Annexe A

Modèle de Maa

L'objectif de la présente annexe est d'établir l'expression de l'impédance acoustique d'une micro-perforation donnée par Maa [33].

Afin de simplifier l'écriture des équations, les opérateurs Laplacien, gradient, divergence et rotationnel, appliqués à un vecteur $\vec{V}$ ou une variable V sont notés de la manière suivante : $\overrightarrow{\text{grad}}V = \vec{\nabla}V$; $\text{div}\vec{V} = \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$; $\overrightarrow{\text{rot}}\vec{V} = \vec{\nabla} \wedge \vec{V}$.

Le fluide est considéré Stokésien, c'est-à-dire que les contraintes sont proportionnelles aux déformations et le flux de chaleur est proportionnel au gradient de température, homogène et isotrope. Le fluide thermo-visqueux oscille autour d'un état d'équilibre qui est décrit par les variables thermodynamiques telles que la pression acoustique p , la vitesse particulière $\vec{v}$, la variation de densité ρ' , la variation d'entropie par unité de masse S , ainsi que la variation de température τ . Toutes ces variables sont supposées petites devant leur valeurs au repos, ce qui est compatible avec l'hypothèse de linéarité avec laquelle ce calcul est fait. Les grandeurs d'équilibre relatives sont la pression atmosphérique P_0 , la densité de l'air ρ_0 et la température absolue T_0 .

Les quatre équations utilisées pour établir le modèle de Maa sont [12]

- l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes), dans laquelle $\ell_v = (\eta + \frac{4}{3}\mu) / \rho_0 c_0$ et $\ell'_v = \mu / \rho_0 c_0$ sont les longueurs caractéristiques thermiques :

$$\rho_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}p + \rho_0 c_0 \ell_v \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \rho_0 c_0 \ell'_v \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}; \quad (\text{A.1})$$

- l'équation de continuité de la masse

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0; \quad (\text{A.2})$$

- l'équation de conduction thermique d'un gaz, dans laquelle κ est la conductivité thermique du fluide :

$$\kappa \vec{\nabla}^2 \tau = \frac{T_0}{P_0} \left(\rho_0 C_v \frac{\partial p}{\partial t} - P_0 C_p \frac{\partial \rho'}{\partial t} \right); \quad (\text{A.3})$$

- l'équation d'état du gaz :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{P_0}{\rho_0 T_0} \left(\rho_0 \frac{\partial \tau}{\partial t} + T_0 \frac{\partial \rho'}{\partial t} \right). \quad (\text{A.4})$$

En régime harmonique, à la pulsation ω , les équations (A.1), (A.2), (A.3) et (A.4) s'écrivent [39]

$$\rho_0 j\omega \vec{v} = -\vec{\nabla} p + \rho_0 c_0 \ell_v \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \rho_0 c_0 \ell_v' \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}, \quad (\text{A.5})$$

$$j\omega \rho' + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0, \quad (\text{A.6})$$

$$\kappa \vec{\nabla}^2 \tau = \frac{T_0}{P_0} (\rho_0 C_v j\omega p - P_0 C_p j\omega \rho'), \quad (\text{A.7})$$

$$p = \frac{P_0}{\rho_0 T_0} (\rho_0 \tau + T_0 \rho'). \quad (\text{A.8})$$

La perforation étant de forme cylindrique, nous représentons les champs en coordonnées cylindriques. La vitesse acoustique est la somme d'une composante radiale $\hat{r}$ et d'une composante axiale $\hat{z}$: $\vec{v} = q\hat{r} + u\hat{z}$.

On suppose que les particules du fluide n'ont pas de mouvement de rotation, ainsi, le coefficient de viscosité η lié à ce mouvement est nul. Les conditions aux limites aux bords du tube correspondent à une vitesse et une variation de température nulles. L'équation de Navier-Stokes (A.5) devient, en utilisant (A.8),

$$j\omega \vec{v} = -\vec{\nabla} \left(\frac{P_0 \tau}{\rho_0 T_0} + \frac{P_0 \rho'}{\rho_0^2} \right) + \frac{4}{3} \nu \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \nu \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}, \quad (\text{A.9})$$

avec $\nu = \frac{\mu}{\rho_0}$ la viscosité cinématique.

Pour un gaz idéal, il est possible d'écrire $C_p - C_v = \frac{P_0}{\rho_0 T_0}$ et $\frac{P_0}{\rho_0} = \frac{c_0^2}{\gamma}$ où $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est la chaleur spécifique et C_p et C_v sont respectivement les capacités calorifiques à pression constante et à volume constant. En utilisant l'équation (A.6) dans (A.9), on obtient

$$j\omega \vec{v} = -\vec{\nabla} \frac{c_0^2 \tau}{\gamma T_0} + \left(\frac{c_0^2}{j\omega \gamma} + \frac{4}{3} \nu \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \nu \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}. \quad (\text{A.10})$$

Dans l'équation de conduction de la chaleur A.7 on reporte l'équation A.8 :

$$\nu' \vec{\nabla}^2 \tau = j\omega \tau + \frac{\rho' T_0}{\rho_0} j\omega + T_0 \gamma \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (\text{A.11})$$

où $\nu' = \frac{\kappa}{\rho_0 C_v}$ est la constante de transfert thermique. L'équation A.6 est reportée dans A.11 :

$$\nu' \Delta \tau = j\omega \tau + (\gamma - 1) T_0 \gamma \vec{\nabla} \cdot \vec{v}. \quad (\text{A.12})$$

Considérant les tubes formés par les micro-perforations comme fins, les approximations suivantes peuvent être faites.

- Le déplacement suivant l'axe z est réalisé sous forme de fines tranches cylindriques coaxiales d'air.
- Le déplacement est soumis à des forces de frictions proportionnelles au gradient radial de la vitesse.
- La vitesse radiale est négligée devant la vitesse axiale ($q \ll u$), la vitesse acoustique se simplifie donc $\vec{v} = u\hat{z}$. [25]

L'équation A.10 devient alors

$$\Delta u + \frac{j\omega}{\nu} u = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial z} \left(p - \frac{4}{3} \mu \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right) \quad (\text{A.13})$$

avec $\Delta = \Delta_s + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ où Δ_s est le Laplacien de surface : $\Delta_s = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial}{\partial r})$ et (r, θ, z) le système de coordonnées polaires.

L'hypothèse de symétrie dans le tube est maintenant posée : nous supposons que la composante u ne dépend pas de l'angle θ :

$$\Delta u \approx \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) u. \quad (\text{A.14})$$

Maa considère que le tube est fin et peu épais, c'est-à-dire que la hauteur du tube, donc l'épaisseur de la peau) est du même ordre de grandeur que le diamètre de la micro-perforation, ce qui permet de négliger les échanges de chaleur au sein du fluide [2] :

$$\frac{\tau}{T_0} \ll \frac{p}{P_0}, \frac{\rho'}{\rho_0}. \quad (\text{A.15})$$

A partir de l'équation d'état du gaz, on obtient alors l'approximation suivante

$$\frac{\rho'}{\rho_0} \approx \frac{p}{P_0} \quad (\text{A.16})$$

que l'on injecte ensuite dans l'équation de continuité de la masse. Finalement une nouvelle forme de l'équation A.13 est obtenue :

$$\frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - j\omega \rho_0 u = \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (\text{A.17})$$

Le fait de considérer que le tube est court permet de simplifier le terme de gradient de pression $\frac{\partial p}{\partial z}$ par $\frac{\Delta p}{t}$ avec t l'épaisseur de la peau. L'équation différentielle sans second membre, pour la vitesse acoustique vue par la plaque micro-perforée (hypothèse de continuité des vitesses de part et d'autre de la perforation) s'écrit finalement

$$j\omega \rho_0 u - \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{\Delta p}{t}. \quad (\text{A.18})$$

La solution de cette équation satisfaisant les conditions aux limites est exprimée au moyen d'une fonction de Bessel de première espèce :

$$u(r) = \frac{\Delta p}{j\omega \rho_0 t} \left(1 - \frac{J_0(\sqrt{-j\omega \rho_0 / \mu} r)}{J_0(\sqrt{-j\omega \rho_0 / \mu} a)} \right). \quad (\text{A.19})$$

Cette solution est valide pour des fréquences inférieures à la fréquence à laquelle on peut observer le premier mode radial du tube cylindrique.

Le rayon des perforations a étant petit, l'expression de la vitesse acoustique moyenne sur la section des trous $\langle u \rangle$, peut être utilisée pour exprimer l'impédance d'une micro-perforation. La vitesse axiale moyenne s'écrit

$$\langle u \rangle = \frac{\Delta p}{j\omega\rho_0 t} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu a}} \frac{J_1(\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu a})}{J_0(\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu a})} \right) \quad (\text{A.20})$$

L'expression de l'impédance d'une micro-perforation est le rapport de la différence de pression de part et d'autre du tube et de la vitesse axiale moyenne :

$$Z_{perf} = \frac{\Delta p}{\langle u \rangle} = j\omega\rho_0 t \left(1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right)^{-1}. \quad (\text{A.21})$$

Lorsque $x < 1$, Crandall montre que pour les petits et larges trous, Z_{perf} tend vers $8\mu \frac{t}{a^2} + \frac{4}{3}j\omega\rho t$ et lorsque $x > 10$, Z_{perf} tend vers $\frac{2\mu t}{a} \sqrt{\frac{\omega\rho}{2\mu}}(1+j) = j\omega\rho t$. Maa remarque que ces formules ont été utilisées depuis Zwikker and Kosten dans la théorie des matériaux absorbants, mais ne sont pas adaptées pour les micro-perforations. En effet, l'intermédiaire entre ces deux limites de x ($10 < x < 1$) est trop important, c'est pourquoi il propose l'expression de la forme suivante, avec $x = \sqrt{\frac{\rho_0\omega}{\mu}} \frac{d}{2}$ et d le diamètre du trou :

$$Z_{perf} = \frac{32\nu\rho_0 t}{d^2} \sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + j\omega\rho_0 t \left[1 + \frac{1}{\sqrt{32 + \frac{x^2}{2}}} \right]. \quad (\text{A.22})$$

Annexe B

Principe de la méthode de la matrice de transfert

Une onde plane se propage dans la direction z avec un angle d'incidence θ par rapport à cet axe. Elle est incidente à une couche de matière d'épaisseur L (cf. figure (B.1a)). La couche de matériau est considérée de dimension infinie selon les directions x et y . L'onde alors établie dans cette couche est reliée au milieu d'incidence qui est l'air par la relation de Snell-Descartes

$$k_y = k_{\text{air}} \sin \theta_{\text{air}} = k_{\text{mat}} \sin \theta_{\text{mat}} \quad (\text{B.1})$$

où $k_{\text{air,mat}}$ représente le nombre d'onde du milieu considéré.

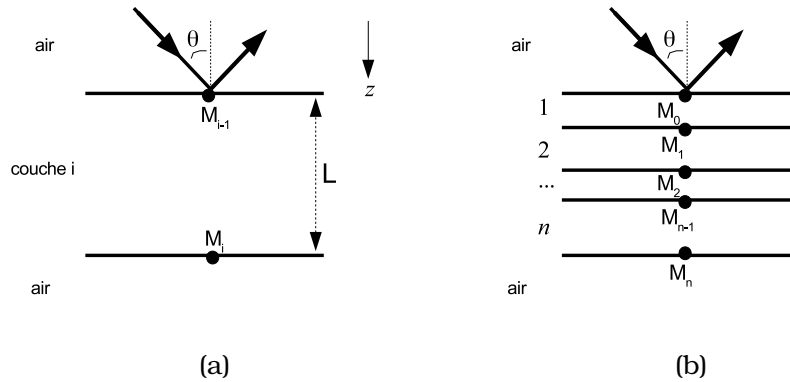


FIGURE B.1 – (a) Onde plane incidente à une couche élémentaire d'épaisseur L , d'un angle θ . (b) Onde plane incidente à un assemblage de n couches de matériaux.

Les états vibratoires de part et d'autre de la couche de matériau sont liés par la relation de transfert :

$$\mathbf{V}(M_{i-1}) = [T]\mathbf{V}(M_i) \quad (\text{B.2})$$

où T désigne la matrice de transfert de la couche de matériau, $\mathbf{V}(M_{i-1}) = \begin{pmatrix} p(M_{i-1}) \\ v(M_{i-1}) \end{pmatrix}$ et $\mathbf{V}(M_i) = \begin{pmatrix} p(M_i) \\ v(M_i) \end{pmatrix}$ sont des vecteurs d'état décrivant le champ acoustique aux points respectifs M_{i-1} et M_i . Ainsi, la pression p et la vitesse normale v au point M_{i-1} s'écrivent en fonction de la pression et de la vitesse normale au point M_i

$$\begin{pmatrix} p(M_{i-1}) \\ v(M_{i-1}) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p(M_i) \\ v(M_i) \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Considérons un matériau constitué de plusieurs couches élémentaires. Si ces couches sont de même nature, alors la matrice de transfert globale du multi-couche est obtenue par le produit matriciel des matrices de transfert de chaque couche. Dans la suite, deux types de couche sont considérés : une couche fluide et une couche solide.

B.1 Expression des matrices de transfert

Dans ce paragraphe, les pressions acoustiques et vitesses normales de part et d'autre d'une couche de matière d'épaisseur L sont exprimées de façon à obtenir sa matrice de transfert. Les couches de matière considérées ici sont :

- une couche de fluide, pouvant être
 - une couche d'air,
 - une couche poreuse,
- une peau micro-perforée.

Le milieu de part et d'autre de la couche considérée est l'air, caractérisé par sa masse volumique ρ_0 et sa célérité c_0 .

B.1.1 Matrice de transfert d'une couche élémentaire

En régime harmonique (le facteur $e^{j\omega t}$ est implicite dans toutes les écritures), une onde plane d'incidence θ dans la direction z se propageant dans la couche de fluide d'épaisseur L , avec un nombre d'onde $k_z = k \cos \theta$ et une impédance caractéristique Z_c , est décrite par la pression acoustique $p(z)$ selon l'axe z et la vitesse normale $v_z(z)$:

$$p(z) = Ae^{-jk_z \cos \theta} + Be^{jk_z \cos \theta} \quad (\text{B.4})$$

$$v_z(z) = \frac{\cos \theta}{Z_c} (Ae^{-jk_z \cos \theta} - Be^{jk_z \cos \theta}) \quad (\text{B.5})$$

où A et B sont les amplitudes déterminées par les conditions aux limites de la couche considérée (en $z = 0$ et en $z = L$). Sur la figure (B.1a), au point M , soit en $z = 0$, la pression acoustique et la vitesse normale sont

$$p(M) = p(z = 0) = A + B \quad (\text{B.6})$$

$$v(M) = v_z(z = 0) = \frac{\cos \theta}{Z_c} (A - B). \quad (\text{B.7})$$

Au point M' , c'est-à-dire en $z = L$, ces deux variables d'état s'écrivent

$$p(M') = p(z = L) = (A + B) \cos(kL \cos \theta) - j(A - B) \sin(kL \cos \theta) \quad (\text{B.8})$$

$$v(M') = v_z(z = L) = \frac{\cos \theta}{Z_c} ((A - B) \cos(kL \cos \theta) - j(A + B) \sin(kL \cos \theta)). \quad (\text{B.9})$$

Le report des équations (B.6) et (B.7) dans les équations (B.8) et (B.9) permet d'écrire

$$p(M) = \cos(kL \cos \theta) p(M') - j \frac{Z_c \sin(kL \cos \theta)}{\cos \theta} v(M') \quad (\text{B.10})$$

$$v(M) = \cos(kL \cos \theta) v(M') - j \frac{\cos \theta \sin(kL \cos \theta)}{Z_c} p(M'). \quad (\text{B.11})$$

Les équations (B.10) et (B.11) peuvent se mettre sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} p(M) \\ v(M) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kL \cos \theta) & -j \frac{Z_c \sin(kL \cos \theta)}{\cos \theta} \\ -j \frac{\cos \theta \sin(kL \cos \theta)}{Z_c} & \cos(kL \cos \theta) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p(M') \\ v(M') \end{pmatrix}, \quad (\text{B.12})$$

ce qui permet finalement d'obtenir la matrice de transfert d'une couche de fluide d'épaisseur L :

$$T = \begin{bmatrix} \cos(kL \cos \theta) & -j \frac{Z_c \sin(kL \cos \theta)}{\cos \theta} \\ -j \frac{\cos \theta \sin(kL \cos \theta)}{Z_c} & \cos(kL \cos \theta) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.13})$$

B.1.1.1 Couche d'air

Si cette couche de fluide est de l'air, alors l'impédance caractéristique $Z_c = Z_0$ et le nombre d'onde $k = k_0$ s'écrivent

$$Z_0 = \rho_0 c_0 \quad (\text{B.14})$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0}. \quad (\text{B.15})$$

Compte-tenu de (B.14) et (B.15), la relation (B.13) fournit la matrice de transfert

$$T = \begin{bmatrix} \cos(k_0 L \cos \theta) & -j \frac{\rho_0 c_0 \sin(k_0 L \cos \theta)}{\cos \theta} \\ -j \frac{\cos \theta \sin(k_0 L \cos \theta)}{\rho_0 c_0} & \cos(k_0 L \cos \theta) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.16})$$

B.1.1.2 Cas d'une couche poreuse

A partir de l'expression de la matrice de transfert donnée par l'équation (B.12), il est possible d'exprimer la matrice de transfert d'un matériau poreux. En effet, un matériau poreux est constitué d'un réseau de pores remplis de fluide. Considérons que le squelette du matériau n'ait pas de mouvement ni de déformation, alors il peut être vu comme un fluide équivalent dont le nombre d'onde $k = k_p$ et l'impédance caractéristique Z_p sont données par le modèle de Johnson-Champoux-Allard [17] et s'écrivent

$$k_p = \omega \sqrt{\frac{\tilde{\rho}_e(\omega)}{K(\omega)}} \quad (\text{B.17})$$

$$Z_p = \sqrt{K(\omega) \cdot \tilde{\rho}_e(\omega)}. \quad (\text{B.18})$$

Le fluide contenu dans la couche de poreux a une compressibilité $K(\omega)$ qui s'écrit :

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1)(1 + H\sqrt{1 + j\omega/H}/(2j\omega))} \quad (\text{B.19})$$

avec,

$$H = \frac{16\mu}{N_{Pr}\ell_h^2\rho_0}, \quad (\text{B.20})$$

et une densité effective $\tilde{\rho}_e(\omega)$, donnée par l'expresion (2.7).

Les cinq paramètres de Biot décrivant la couche poreuse sont la tortuosité α_∞ , la porosité ϕ , la résistivité au passage de l'air σ , les longueurs caractéristiques visqueuse ℓ_v et thermique ℓ_h . La constante de propagation complexe k_p et l'impédance caractéristique complexe du matériau dépendent également de la chaleur spécifique γ , de la pression atmosphérique P_0 , de la viscosité dynamique μ et du nombre de Prandtl N_{Pr} .

Compte-tenu de (B.18) et (B.17), la relation (B.13) fournit la matrice de transfert de la couche poreuse :

$$T = \begin{bmatrix} \cos(k_p L \cos\theta) & -j \frac{Z_p \sin(k_p L \cos\theta)}{\cos\theta} \\ -j \frac{\cos\theta \sin(k_p L \cos\theta)}{Z_p} & \cos(k_p L \cos\theta) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.21})$$

B.1.2 Peau micro-perforée

Une couche constituée par une peau micro-perforée seule peut être modélisée de deux façons. Elle peut être vue comme une couche poreuse de tortuosité égale à 1 car les pores sont cylindriques et droits. La porosité est alors égale au taux de perforation.

Elle peut également être considérée comme un panneau d'impédance Z_{peau} égale à l'impédance d'une micro-perforation homogénéisée sur la peau par le taux de perforation. Dans le premier chapitre, il a été vu que

$$Z_{\text{peau}} = \frac{p(M_{i-1}) - p(M_i)}{v_z}. \quad (\text{B.22})$$

En écrivant la continuité des vitesses de part et d'autre de la peau micro-perforée, $v_1 = v_2 = v_p$, il est alors possible d'exprimer la matrice de transfert de la peau micro-perforée :

$$\begin{pmatrix} p(M) \\ v(M) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{\text{peau}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p(M') \\ v(M') \end{pmatrix}. \quad (\text{B.23})$$

B.2 Assemblage des matrices de transfert

La matrice de transfert du matériau multi-couche est obtenue par le produit des matrices de transfert de chaque couche de matériau

$$T_{mat} = T_{c_1} \cdot T_{c_2} \dots T_{c_n} \quad (\text{B.24})$$

avec n le nombre de couches (cf. figure (B.1b)).

Les conditions aux limites au niveau de la dernière couche sont définies lors du calcul de l'impédance normale de surface du matériau multi-couche.

Annexe C

De matrice de transfert à matrice de diffusion

Un milieu multi-couche (cf. figure (B.1b)) peut être décrit par une matrice de transfert T ou une matrice de diffusion S . Les matrices S sont indépendantes des conditions acoustiques de part et d'autre du multi-couche (emplacement de la source entre autres) et sont déterminées à partir des propriétés intrinsèques au matériau.

Pour passer d'une formulation utilisant la matrice de transfert à une formulation de type matrice de diffusion, l'équation 2.37 est utilisée :

$$\begin{cases} p_1 = T_{11}p_2 + T_{12}v_2 \\ v_1 = T_{21}p_2 + T_{22}v_2. \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Pour la couche 2, comprise entre les points M_1 et M_2 , les pressions p_1 et p_2 , ainsi que les vitesses v_1 et v_2 sont exprimées sous la forme d'une somme de deux contributions correspondant à des ondes incidentes et réfléchies :

$$\begin{cases} p_1 = p_{i_1} + p_{r_1} \\ p_2 = p_{i_2} + p_{r_2}, \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

$$\begin{cases} v_1 = \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} (p_{i_1} - p_{r_1}) \\ v_2 = \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} (p_{i_2} - p_{r_2}). \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

En reportant les équations C.2 et C.3 dans l'équation C.1,

$$\begin{cases} p_{i_1} + p_{r_1} = T_{11} (p_{i_2} + p_{r_2}) + T_{12} \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} (p_{i_2} - p_{r_2}) \\ \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} (p_{i_1} + p_{r_1}) = T_{21} (p_{i_2} + p_{r_2}) + T_{22} \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0} (p_{i_2} - p_{r_2}), \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

d'où on déduit après calculs,

$$\begin{cases} p_{r_1} = \frac{X^+ - W^+}{X^+ + W^+} p_{i_1} + \frac{X^- W^+ - W^- X^+}{X^+ + W^+} p_{i_2} \\ p_{r_2} = \frac{2}{X^+ + W^+} p_{i_1} - \frac{X^- + W^-}{X^+ + W^+} p_{i_2}, \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

avec,

$$X^+ = T_{11} + T_{12} \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0}, \quad (\text{C.6})$$

$$X^- = T_{11} - T_{12} \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0}, \quad (\text{C.7})$$

$$W^+ = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} T_{21} + T_{22} \quad (\text{C.8})$$

et

$$W^- = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} T_{21} - T_{22}. \quad (\text{C.9})$$

La matrice de diffusion $S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$ décrit les relations entre ondes sortantes et entrantes dans la couche étudiée. Compte-tenu des conventions données sur la figure (C.1), la matrice S est définie par

$$\begin{pmatrix} p_{r_1} \\ p_{r_2} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_{i_1} \\ p_{i_2} \end{pmatrix}; \quad (\text{C.10})$$

par identification, on déduit alors :

$$S_{11} = \frac{X^+ - W^+}{X^+ + W^+}, \quad (\text{C.11})$$

$$S_{12} = \frac{X^- W^+ - W^- X^+}{X^+ + W^+}, \quad (\text{C.12})$$

$$S_{21} = \frac{2}{X^+ + W^+}, \quad (\text{C.13})$$

et

$$S_{22} = -\frac{X^- + W^-}{X^+ + W^+}. \quad (\text{C.14})$$

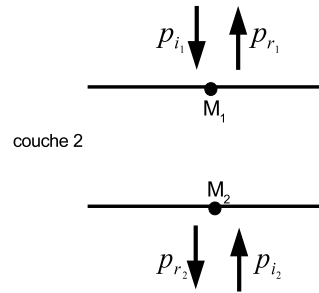


FIGURE C.1 – Ondes incidentes et réfléchies de part et d'autre d'une couche de matériau.

La matrice de diffusion contient les coefficients de réflexion et de transmission dans les deux sens de propagation à l'intérieur du multi-couche. S_{11} correspond au coefficient de réflexion associé aux ondes arrivant du côté gauche du matériau, avec

une terminaison anéchoïque sur le coté droit. S_{22} correspond au coefficient de réflexion associé aux ondes arrivant au point M_2 du matériau (cf. figure (C.1)), avec une terminaison anéchoïque au niveau de la couche 1. S_{12} correspond au coefficient de transmission associé aux ondes incidentes au point M_1 de la couche. S_{21} correspond au coefficient de transmission associé aux ondes arrivant au point M_2 . Ainsi, les coefficients de réflexion et de transmission lorsque l'onde se propage de la peau notée + vers la peau notée –, dans le corps du document, s'écrivent

$$R^+ = S_{11}, \quad (\text{C.15})$$

$$T^+ = S_{12}. \quad (\text{C.16})$$

De la même manière, si l'onde se propage dans l'autre sens,

$$R^- = S_{22}, \quad (\text{C.17})$$

$$T^- = S_{21}. \quad (\text{C.18})$$

Les coefficients d'absorption qui résultent des équations (C.15) et (C.17) sont

$$\alpha^+ = 1 - |R^+|^2, \quad (\text{C.19})$$

$$\alpha^- = 1 - |R^-|^2. \quad (\text{C.20})$$

A partir des mêmes équations (C.15) et (C.17), il est possible d'exprimer les impédances acoustiques de la structure selon les deux sens de propagation :

$$Z^+ = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} \frac{1 + R^+}{1 - R^+} \quad (\text{C.21})$$

$$Z^- = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} \frac{1 + R^-}{1 - R^-}. \quad (\text{C.22})$$

Annexe D

Analogies électroacoustiques

Il existe deux types d'analogie électro-acoustique : une analogie de type admittance et une analogie de type impédance.

L'analogie de type impédance est la plus communément utilisée, nous l'utilisons donc ici. Pour cette analogie, la pression est analogue à une tension électrique et la vitesse normale est analogue au courant. Trois systèmes acoustiques élémentaires nous intéressent pour l'établissement de l'analogie : la masse acoustique, la souplesse acoustique et la résistance acoustique idéales, représentées sur la figure (D.1).

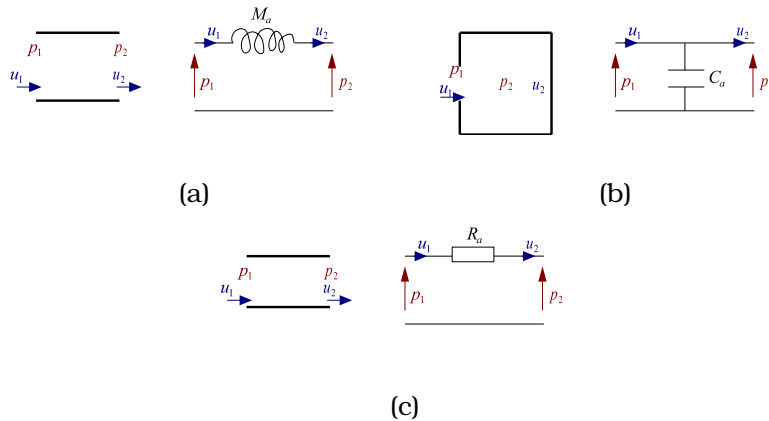


FIGURE D.1 – Schémas électro-acoustiques en analogie impédance de (a) la masse acoustique idéale, (b) la souplesse acoustique idéale et (c) la résistance acoustique idéale.

D.1 Masse acoustique

Une masse acoustique idéale est un volume de fluide contenu dans une portion de tube de section S_f , ouverte aux deux extrémités, dont la longueur t est faible devant la longueur d'onde acoustique λ_{ac} . Ce volume oscille sous l'action d'une onde acoustique,

mais il n'est pas comprimé, il reste donc constant. Le débit u est ainsi conservé entre l'entrée et la sortie du tube, ce qui permet d'écrire $u_2 = u_1$ (notations de la figure D.1(a)). Par ailleurs, le débit acoustique est lié à la pression acoustique par l'équation d'Euler (en régime harmonique)

$$\rho_0 j\omega v = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{D.1})$$

avec $v = \frac{u}{S_f}$ la vitesse acoustique. La condition $t \ll \lambda_{ac}$ permet d'écrire

$$\frac{\rho_0}{S_f} j\omega u \approx -\frac{p_2 - p_1}{t}. \quad (\text{D.2})$$

L'équation

$$p_1 - p_2 = j \frac{\rho_0 t}{S_f} \omega u \quad (\text{D.3})$$

est donc finalement obtenue et si l'on pose $M_a = \frac{\rho_0 t}{S_f}$, une relation analogue à la relation entre la différence de potentiel $V_1 - V_2$ aux bornes d'une bobine L avec le courant i qui traverse cette bobine en analogie impédance est trouvée :

$$V_1 - V_2 = jL\omega i. \quad (\text{D.4})$$

On en déduit

$$L = \frac{\rho_0 t}{S_f}. \quad (\text{D.5})$$

D.2 Souplesse acoustique

Une souplesse acoustique idéale est un volume de fluide contenu dans une cavité dont la plus grande dimension reste petite devant la longueur d'onde acoustique. Ce volume de fluide V_c se comprime sans se déplacer. Ainsi, la pression à l'extérieur de la cavité est égale à la pression à l'intérieur : $p_1 = p_2$. La pression acoustique dans la cavité est uniforme et la vitesse acoustique u_2 est nulle. Afin d'établir l'analogie électro-acoustique, on définit d'abord les variables globales en pression, en volume et en densité, respectivement :

$$\begin{cases} P = P_0 + p \\ V = V_c + dV \\ \rho = \rho_0 + \rho' \end{cases} \quad (\text{D.6})$$

avec P_0 la pression atmosphérique, dV est l'élément de volume contenu à l'entrée de la cavité (cf. figure D.1 (b)) et ρ' est une petite variation de masse volumique d'origine acoustique.

La loi de conservation de la masse pour un fluide parfait s'écrit

$$V d\rho + \rho dV = 0. \quad (\text{D.7})$$

Or, $d\rho \approx \rho'$, $\rho \approx \rho_0$ et $V \approx V_c$. De plus, l'équation d'état du fluide nous indique que

$$p_1 = p_2 = \rho' c_0^2 \quad (\text{D.8})$$

avec c_0 la vitesse du son et $dV = \frac{u_1}{j\omega}$. Ces différents éléments sont reportés dans l'équation de conservation de la masse D.7 :

$$V_c \frac{p_1}{c_0^2} + \rho_0 \frac{u_1}{j\omega} = 0. \quad (\text{D.9})$$

Puisque $u_2 = 0$, il est possible d'écrire

$$p_1 = p_2 = \frac{\rho_0 c_0^2}{V_c} \frac{u_1 - u_2}{j\omega}. \quad (\text{D.10})$$

Si l'on pose

$$C = \frac{V_c}{\rho_0 c_0^2}, \quad (\text{D.11})$$

on peut obtenir une relation analogue à celle existant entre la tension V_1 aux bornes d'un condensateur C et le courant $i_1 - i_2$ le traversant :

$$V_1 = V_2 = \frac{i_1 - i_2}{jC\omega}. \quad (\text{D.12})$$

D.3 Résistance acoustique

Une résistance acoustique idéale est un tube capillaire de longueur t faible devant la longueur d'onde λ_{ac} . Les pertes d'énergie dues aux frottements visqueux entre le fluide et les parois du capillaire y sont importantes. Le débit u est conservé entre l'entrée et la sortie et les pertes visqueuses se traduisent par une diminution de pression appelée perte de charge :

$$\delta P = p_2 - p_1. \quad (\text{D.13})$$

Cette perte de charge est proportionnelle au débit acoustique :

$$p_2 - p_1 = R_a u_1, \quad (\text{D.14})$$

où R_a est la résistance acoustique. Pour un capillaire cylindrique de rayon a , la résistance est donnée par

$$R_a = \frac{8\mu t}{\pi a^4}, \quad (\text{D.15})$$

où μ est la viscosité dynamique. L'équation obtenue est analogue à la relation entre la différence de potentiel $V_2 - V_1$ aux bornes d'une résistance R avec le courant i qui la traverse (loi d'Ohm) :

$$V_2 - V_1 = Ri. \quad (\text{D.16})$$

Pour conclure, la masse, la souplesse et la résistance acoustiques s'écrivent donc

$$L = \frac{\rho_0 t}{S_f}, \quad (\text{D.17})$$

$$C = \frac{V_c}{\rho_0 c_0^2}, \quad (\text{D.18})$$

$$R = \frac{8\mu t}{\pi a^4}. \quad (\text{D.19})$$

Ces analogies sont utilisées par la suite pour construire graduellement le modèle d'impédance acoustique d'une micro-perforation élémentaire, puis du panneau sandwich NIDA micro-perforé. Ces analogies sont commodes car elles permettent de manipuler facilement des impédances équivalentes, correspondant aux différents éléments du matériau sandwich.

Annexe E

Matériau sandwich NIDA avec peaux en tissu testé en tube d'impédance

Les peaux des réflecteurs d'antenne de satellite peuvent être fabriquées à l'aide de deux technologies différentes :

- la technologie dite "nappe" pour laquelle les fibres de carbone sont suffisamment resserrées pour réfléchir complètement l'onde incidente dans le tube d'impédance (cf. figure (E.1)),
- la technologie dite "tissu" pour laquelle les fibres de carbone sont lâches et induisent ainsi l'absorption de l'onde incidente dans le tube d'impédance (cf. figure (E.1)).

La figure (E.1) représente les coefficients d'absorption de ces deux matériaux, non micro-perforés et micro-perforés.

La micro-perforation du matériau avec les peaux en tissu détériore ses performances acoustiques en-dessous de 500 Hz. L'onde sonore se propage plus facilement à travers le matériau, à cause de l'ajout de trous. La pression acoustique est donc moins dissipée à ces fréquences [56]. Au-delà de 500 Hz, l'amplitude du coefficient d'absorption augmente avec la fréquence et l'effet de résonateur de Helmholtz apporté par les micro-perforations est observable au travers du pic d'absorption autour de 1300 Hz.

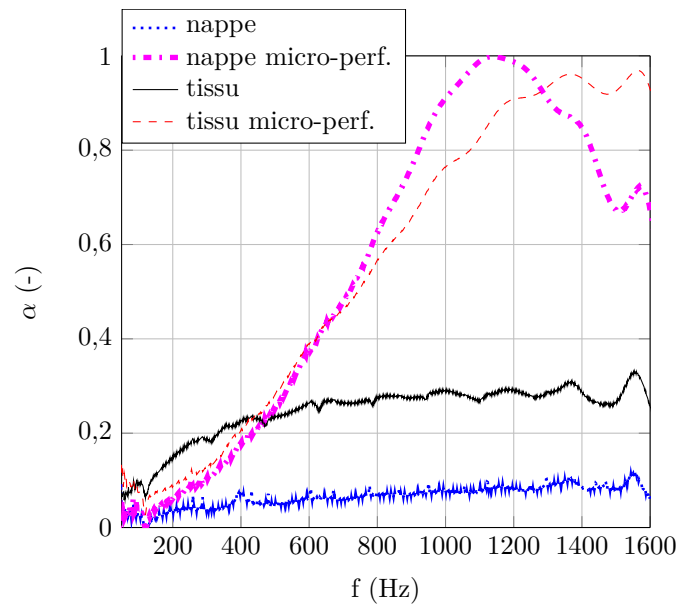


FIGURE E.1 – Coefficient d'absorption de l'échantillon sandwich NIDA dont les peaux sont en tissu, non micro-perforé (—) et micro-perforé (- -).

Annexe F

Modélisation numérique des mécanismes dissipatifs visqueux et thermiques dans une micro-perforation

L'objectif de cette annexe est de modéliser le mouvement du fluide dans une cellule NIDA micro-perforée, dont les dimensions sont reportées sur la figure (F.1), lorsque celle-ci a un mouvement de translation à une vitesse unitaire. Ce mouvement de fluide est modélisé par éléments finis à partir d'un modèle de fluide thermo-visqueux développé par Nicolas Joly dans le contexte des microphones miniatures [44].

La formulation du problème dans les couches limites et hors des couches limites est d'abord décrite. Les limites du domaine fluide sont ensuite posées avant de présenter les résultats du calcul.

F.1 Formulations

Les inconnues de l'étude sont l'écart de température τ et la vitesse acoustique v . L'objet de l'étude est de déterminer le champ scalaire et le vecteur (τ, v) sur toute la géométrie, de façon à observer le comportement du fluide, surtout dans les couches limites visqueuse et thermique lorsque la cellule se déplace. Le paragraphe suivant détaille la formulation utilisée pour le calcul numérique.

F.1.1 Formulation dans les couches limites

A partir des variables d'écart de température et de vitesse, (τ, v) , les champs de variation de masse volumique ρ et de pression acoustique p s'expriment comme [44]

$$\rho = -\frac{\rho_0}{j\omega} \nabla \cdot \vec{v}, \quad (\text{F.1})$$

$$p = \hat{\beta}\tau - \frac{\rho_0 c^2}{j\omega\gamma} \nabla \cdot \vec{v}. \quad (\text{F.2})$$

Dans ces expressions, ρ_0 et c désignent respectivement la masse volumique de l'air et la célérité du son dans l'air, $\hat{\beta}$ est défini comme le coefficient de variation de pression avec la température à masse volumique constante [12] et γ correspond au ratio des chaleurs spécifiques.

L'objet de l'étude est de rechercher le champ scalaire et le vecteur (τ, v) sur le domaine, tel que :

$$\begin{cases} \omega^2 \vec{v} + B \vec{\nabla} (\nabla \cdot \vec{v}) + C \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{v} - D \vec{\nabla} \tau = 0 \\ j\omega\tau + Q \nabla \cdot (\vec{\nabla} \tau) - R \nabla \cdot \vec{v} = 0 \end{cases} \quad (\text{F.3})$$

avec les propriétés suivantes :

$$B = \frac{c^2}{\gamma} + j\omega c \ell_v, \quad (\text{F.4})$$

$$C = -j\omega c \ell_v, \quad (\text{F.5})$$

$$D = j\omega \frac{\hat{\beta}}{\rho_0}, \quad (\text{F.6})$$

$$Q = -\gamma \ell_h c, \quad (\text{F.7})$$

$$R = (1 - \gamma) \frac{\rho_0 c^2}{\gamma \hat{\beta}}, \quad (\text{F.8})$$

où $\ell_v = (\eta + 4\mu/3) / \rho_0 c_0$ et $\ell'_v = \mu / \rho_0 c_0$ sont les longueurs caractéristiques visqueuses et $\ell_h = \zeta / c$ est la longueur caractéristique thermique, avec $\zeta = \lambda / (\rho_0 C_p)$ la diffusivité thermique du fluide et λ sa conductivité thermique.

Au niveau des frontières du domaine, la condition de Dirichlet est imposée, en thermique : $\tau = \bar{\tau}$, et en mécanique : $v = v_0$. Cette condition de vitesse imposée constitue la source d'excitation.

F.1.2 Formulation hors des couches limites

Hors des couches limites, c'est-à-dire loin des frontières du domaine, il n'existe pas de mouvement de cisaillement, soit $\vec{\nabla} \times \vec{v} = 0$. Dans ces conditions, la vitesse particulière $\vec{v}$ dérive d'un potentiel scalaire Φ , défini ici tel que $\vec{v} = -\vec{\nabla} \Phi$. Une formulation scalaire du système F.3 est alors accessible [44] :

$$\begin{cases} \omega^2 \Phi + B \Delta \Phi + D \tau = 0 \\ j\omega\tau + Q \Delta \tau + R \Delta \Phi = 0 \end{cases}. \quad (\text{F.9})$$

Si l'on combine les deux équations de ce système, il est possible de montrer que Φ et τ (et donc ρ et p) sont solutions de [12]

$$(BQ\Delta^2 + (j\omega B + \omega^2 Q - RD) \Delta + j\omega^3) \Phi = 0, \quad (\text{F.10})$$

c'est-à-dire que l'on obtient les équations de propagations suivantes, avec k_a et k_h respectivement les nombres d'onde acoustique et thermique :

$$\begin{cases} (\Delta + k_a^2) (\Delta + k_h^2) \Phi = 0 \\ (\Delta + k_a^2) (\Delta + k_h^2) \tau = 0 \\ (\Delta + k_a^2) (\Delta + k_h^2) \vec{v} = \vec{0}, \end{cases} \quad (\text{F.11})$$

en notant,

$$jk_{h,a} = ((H \pm G)/(2BQ))^{1/2}, \quad (\text{F.12})$$

$$H = DR - j\omega B - \omega^2 Q \quad (\text{F.13})$$

et

$$G = (H^2 - 4j\omega^3 BQ)^{1/2}. \quad (\text{F.14})$$

Loin des parois, donc hors couche limite thermique, seule la composante acoustique de la solution se manifeste, solution pour les variables $(\tau, \vec{v})$ des équations de propagation

$$\begin{cases} (\Delta + k_a^2) \tau = 0 \\ (\Delta + k_a^2) \vec{v} = \vec{0} \\ \vec{\nabla} \times \vec{v} = \vec{0} \end{cases} \quad (\text{F.15})$$

Si l'on reprend les équations du système F.9, il est facilement vérifiable que les variables $(\tau, v = -\vec{\nabla} \Phi)$ sont liées en dehors des couches limites thermique et visqueuse, par les relations

$$\vec{v} = \mathcal{A} \vec{\nabla} \tau \quad (\text{F.16})$$

$$\tau = \mathcal{B} \nabla \cdot \vec{v} \quad (\text{F.17})$$

où, $\mathcal{A} = \frac{-2QD}{2\omega^2 Q + H - G}$ et $\mathcal{B} = \frac{-2RB}{2j\omega B + H - G}$.

La relation F.2 se réduit alors à

$$p = \left(\hat{\beta} - \frac{\rho_0 c^2}{j\omega \gamma \mathcal{B}} \right) \tau. \quad (\text{F.18})$$

Le champ de pression peut donc se calculer à partir de l'écart de température obtenu numériquement, hors des couches limites [44].

F.2 Géométrie du domaine fluide

Le modèle est axi-symétrique car la cellule NIDA micro-perforée est assimilée à un cylindre (axe de symétrie représenté en pointillés sur la figure (F.1)). Les frontières du domaine fluide sont données par la géométrie de la cellule NIDA micro-perforée et

l'espace en face de celle-ci. Cet espace est également un cylindre, de rayon 1 m et de longueur 1 m.

La cellule NIDA effectue un mouvement de translation avec une vitesse unitaire. Les conditions aux limites à chaque extrémité du domaine fluide sont illustrées par différentes couleurs sur la figure (F.1).

- La condition à la limite de l'espace défini à l'avant (circonférence du cylindre de rayon 1 m et paroi du cylindre en face de la cellule) de la cellule micro-perforée, est double : une condition de Dirichlet et une condition de Neumann sont appliquées. C'est-à-dire que la température est constante et la vitesse acoustique normale est nulle. Il n'y a donc pas d'échange de chaleur. Ces conditions traduisent le fait qu'il n'y a pas d'onde réfléchie à la limite, l'onde incidente part vers l'infini.
- Sur la paroi adjacente à la cellule NIDA micro-perforée, la condition est une simple condition de Neumann.
- Sur le contour de la cellule NIDA, la condition porte sur la vitesse de translation de la cellule, que l'on définit unitaire. Les lignes adjacentes en pointillées correspondent à une rampe de vitesse, pour passer d'une vitesse unitaire de translation de cellule, à une vitesse normale nulle donnée par la condition de Neumann sur la paroi adjacente.

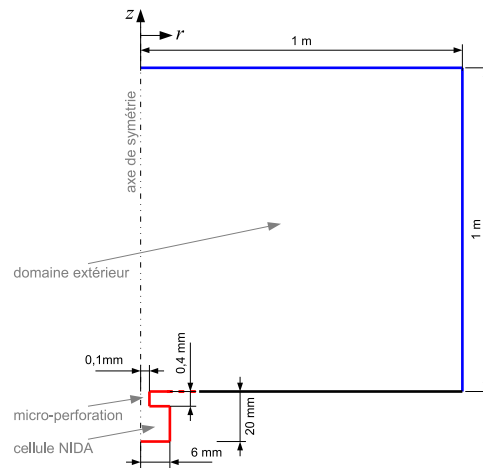


FIGURE F.1 – Conditions aux limites du domaine fluide du calcul numérique et dimensions.

F.3 Résultats

Le calcul numérique fournit la vitesse axiale $\vec{v}_z$ du fluide dans tout le domaine. En connaissant cette vitesse dans la micro-perforation, il est possible de remonter à la force visqueuse résultante du frottement du fluide sur la paroi du trou. En effet, en chaque point du bord de la micro-perforation, le gradient radial de la vitesse axiale à la paroi (en r_0) est estimé, puis sommé pour tous les points sur la surface (intégration

sur la circonférence et l'épaisseur de la perforation) :

$$d\vec{f}_v = \mu \vec{\nabla} v_z(r_0) dS_f, \quad (\text{F.19})$$

$$\vec{f}_v = \int_{S_f} \mu \vec{\nabla} v_z(r_0) dS_f = \int_z \int_\theta \mu \vec{\nabla} v_z(r_0) r d\theta dz, \quad (\text{F.20})$$

où μ est le coefficient de viscosité dynamique de l'air.

Sur la figure (F.2a), on représente le maillage adaptatif, en fonction de la fréquence de déplacement de la cellule, utilisé par le modèle numérique. Sur la figure (F.2b), on trace le profil de vitesse axiale au centre de la micro-perforation pour différentes fréquences.

Sur les bords de la micro-perforation (en $r = -10^{-4}$ m et $r = 10^{-4}$ m), la vitesse est égale à 1m.s^{-1} . La vitesse au centre de la perforation augmente avec la fréquence d'oscillation de la cellule. Le profil de vitesse obtenu dans la micro-perforation par le modèle numérique lorsque la cellule translate avec une certaine fréquence est parfois accidenté à cause du maillage adaptatif. Les variations de ce profil ne sont pas les mêmes que celui calculé dans le second chapitre.

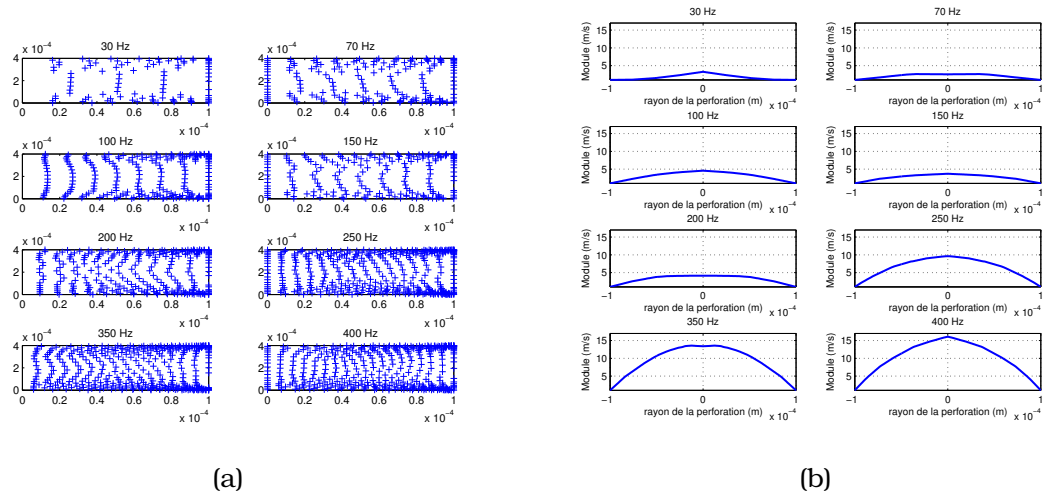


FIGURE F.2 – (a) Maillage adaptatif selon le rayon et l'épaisseur de la micro-perforation et (b) profil de vitesse au milieu de la micro-perforation pour différentes fréquences de déplacement de la cellule.

Dans la gamme de fréquence d'intérêt ([20 – 300] Hz), la cellule en translation excite les résonances du volume d'air défini devant et autour de la micro-perforation. On peut donc s'attendre à ce que les résonances ainsi excitées aient une influence sur le champ de vitesse calculé dans le trou. Pour vérifier cela, on calcule les fréquences de résonance d'un cylindre d'un mètre de rayon et d'épaisseur sous le logiciel *Comsol*. Les conditions aux limites sur la circonférence et une face du cylindre sont de type pression nulle. Sur l'autre face, on définit une condition à la limite de type Neumann.

Sur la figure (F.3) sont représentés les cinq premiers modes de résonance de la

ANNEXE F. MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES MÉCANISMES DISSIPATIFS VISQUEUX ET THERMIQUES DANS UNE MICRO-PERFORATION

cavité cylindrique placée devant la cellule NIDA micro-perforée. Cette dernière oscille à une certaine fréquence, avec une vitesse unitaire, au centre de l'extrémité du cylindre sur laquelle la condition de Neumann est établie. Les modes qui risquent d'être excités par ce mouvement sont ceux qui ne présentent pas de zéro de pression selon le diamètre du cylindre, c'est-à-dire les modes 1 et 4.

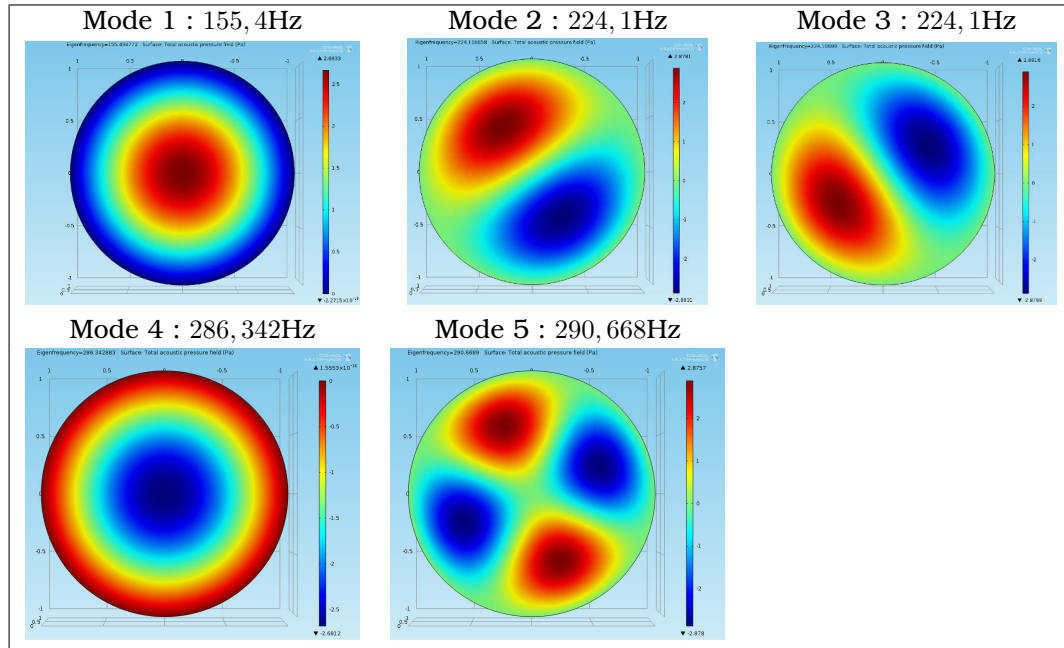


FIGURE F.3 – Modes en pression du cylindre de fluide, entre 20 et 300 Hz.

Les conditions de rayonnement de la cellule micro-perforée sont difficiles à modéliser avec une double formulation dans les couches limites visco-thermiques et hors des couches limites. La vitesse du fluide dans la micro-perforation dépend du couplage entre le fluide thermo-visqueux et le fluide hors des couches limites, ainsi que des conditions de rayonnement autour de la cellule NIDA en translation.

Nous pouvons citer comme piste potentielle d'amélioration de la définition des conditions aux limites du domaine fluide, l'utilisation de couche absorbante parfaitement adaptée, plus communément appelée couche PML (pour Perfectly Matched Layer). Ces couches seraient placées à l'emplacement des traits bleus de la figure (F.1) afin que les ondes incidentes qui atteignent ces couches ne se réfléchissent pas à l'interface et qu'elles soient fortement absorbées hors du domaine de calcul afin qu'elles n'y soient pas renvoyées [80].

Annexe G

Analyse modale expérimentale du prototype de réflecteur d'antenne CNES

G.1 Description du prototype

Le prototype de réflecteur d'antenne CNES est une structure sandwich NIDA plane en aluminium comportant deux raidisseurs ainsi que deux système d'attache circulaires (cf. figure (G.1)). Les dimensions de ce panneau sont répertoriées dans le tableau (G.1).



FIGURE G.1 – Photographie du prototype de réflecteur d'antenne de satellite CNES.

Ce panneau est plan, il peut donc être perforé facilement. Le traitement par micro-perforations est dimensionné dans le tableau (G.1). Il est appliqué sur la face du panneau comprenant les raidisseurs.

Dimensions du panneau	
Diamètre (m)	0.9
Épaisseur NIDA (m)	20.10^{-3}
Diamètre d'une cellule NIDA (m)	4.10^{-3}
Épaisseur des peaux (m)	1.10^{-3}
Dimensions des micro-perforations	
Diamètre	$d = 0.4 \text{ mm}$
Distance entre deux perforations	$b = 6 \text{ mm}$
Taux de perforation	$\phi = 0.35 \%$

TABLE G.1 – Dimensions relatives au prototype de réflecteur d'antenne de satellite CNES et à son traitement par micro-perforations.

L'analyse modale expérimentale du prototype de réflecteur d'antenne est réalisée avant et après micro-perforation.

G.2 Résultats de l'analyse modale expérimentale

L'analyse modale expérimentale est réalisée au marteau d'impact et à l'accéléromètre avec le système d'acquisition et de post-traitement *LMS*.

Les fréquences et déformées propres, ainsi que les amortissements modaux obtenus par synthèse modale pour le réflecteur plan non micro-perforé sont représentés sur la figure (G.2). Ces résultats sont comparés à ceux obtenus pour le réflecteur micro-perforé, dans le tableau (G.2).

Mode	Fréquence, Amortissement	
	Sans traitement	Avec traitement
1	46.2Hz, 0.7%	34.6Hz, 1.8%
2	49.2Hz, 0.4%	48.9Hz, 0.3%
3	123.9Hz, 2.5%	118.8, 0.5%
4	147.4Hz, 2.6%	146.1, 0.1%
5	199.6Hz, 0.2%	192.2Hz, 0.4%
6	222.2Hz, 0.7%	218.9Hz, 0.5%
7	247.7Hz, 0.9%	245.9Hz, 1.6%
8	249.3Hz, 0.8%	286.5Hz, 0.3%
9	297.5Hz, 0.2%	311.1Hz, 0.3%
10	321.5Hz, 0.6%	336.7Hz, 0.3%

TABLE G.2 – Tableau comparatif des fréquences et amortissements modaux, du réflecteur plan non micro-perforé et du réflecteur plan micro-perforé, obtenus par synthèse modale sous le système d'acquisition *LMS*. Le traitement par micro-perforations est dimensionné dans le tableau (G.1).

Les variations des fréquences et amortissements propres, avant et après micro-

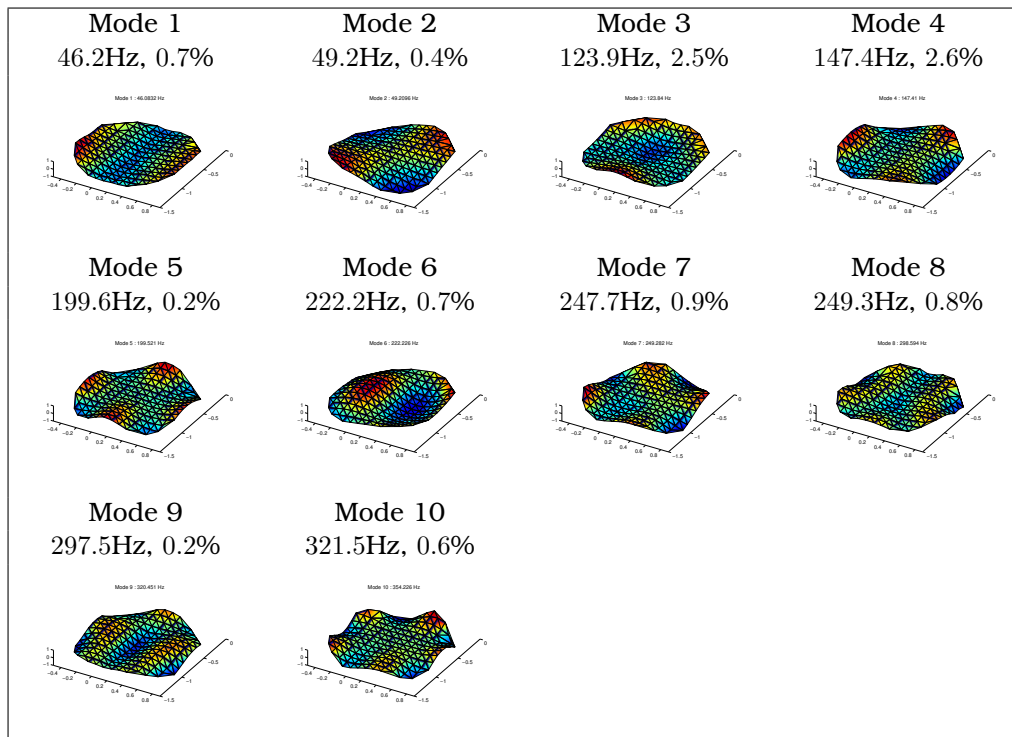


FIGURE G.2 – Fréquences, déformées et amortissements modaux du réflecteur plan non micro-perforé, obtenus par analyse modale expérimentale.

perforations de la structure, ne sont pas monotones. La méthode d'extraction des paramètres modaux peut fournir des résultats variables. Par ailleurs, la structure présente des cabossages dus au transport et peut donc être délaminée localement, ce qui expliquerait cette variation des fréquences et amortissements propres. Pour ces raisons, les coefficients d'amortissement estimés ne permettent pas de mettre en évidence l'effet des micro-perforations.

Annexe H

Analyse modale expérimentale du réflecteur d'antenne TAS

H.1 Description du réflecteur

Le réflecteur d'antenne TAS est une structure sandwich NIDA parabololoïde dont les peaux sont en composite carbone et l'âme NIDA en aluminium (cf. figure (1.5) au chapitre 1). Les dimensions de ce panneau sont répertoriées dans le tableau (H.1).

Dimensions du panneau	
Diamètre (m)	1,5
Épaisseur NIDA (m)	20.10^{-3}
Diamètre d'une cellule NIDA (m)	$6,35.10^{-3}$
Épaisseur des peaux (m)	$0,4.10^{-3}$

TABLE H.1 – Dimensions relatives au réflecteur d'antenne de satellite TAS.

Ce panneau n'est pas plan, il peut donc difficilement être perforé. Il n'a été testé ici qu'en l'absence de traitement par micro-perforations.

H.2 Résultats de l'analyse modale expérimentale

L'analyse modale expérimentale est réalisée au marteau d'impact et à l'accéléromètre avec le système d'acquisition et de post-traitement *LMS*.

Les fréquences et déformées propres, ainsi que les amortissement modaux obtenus par synthèse modale sont représentés sur la figure (H.1).

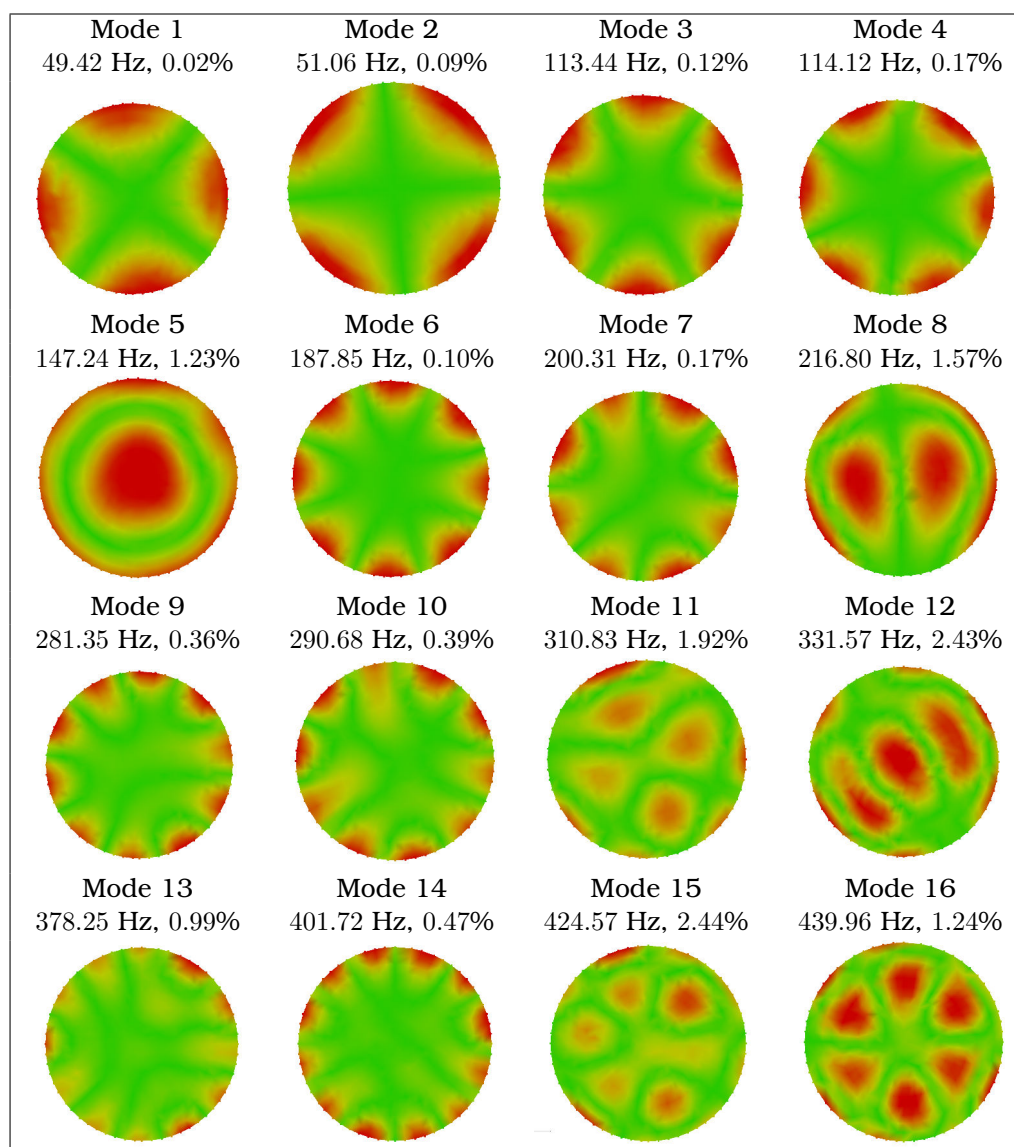


FIGURE H.1 – Fréquences, déformées et amortissements modaux du réflecteur d'antenne de satellite TAS, obtenus par analyse modale expérimentale.

Annexe I

Résultats de calcul des coefficients de réflexion et de transmission pour le matériau 3

Les figures (I.1) et (I.2) correspondent à des résultats d'application numérique du matériau 3 (cf. tableau (4.1)) en terme de module au carré des coefficients de réflexion et de transmission. Le comportement de ces grandeurs est similaire à ceux observés pour le matériau 1 dans le paragraphe 4.2.3.1.

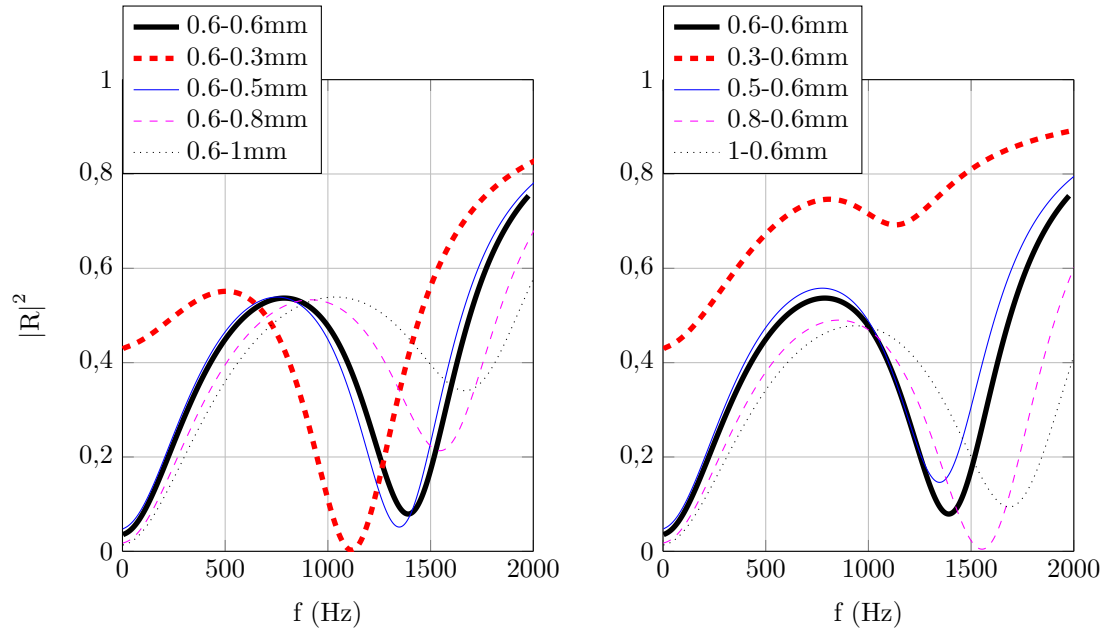


FIGURE I.1 – Module au carré du coefficient de réflexion en incidence normale pour différents diamètres de micro-perforation de la face – du matériau 3 (cf. tableau (4.1)). (a) $|R^+|^2$, (b) $|R^-|^2$.

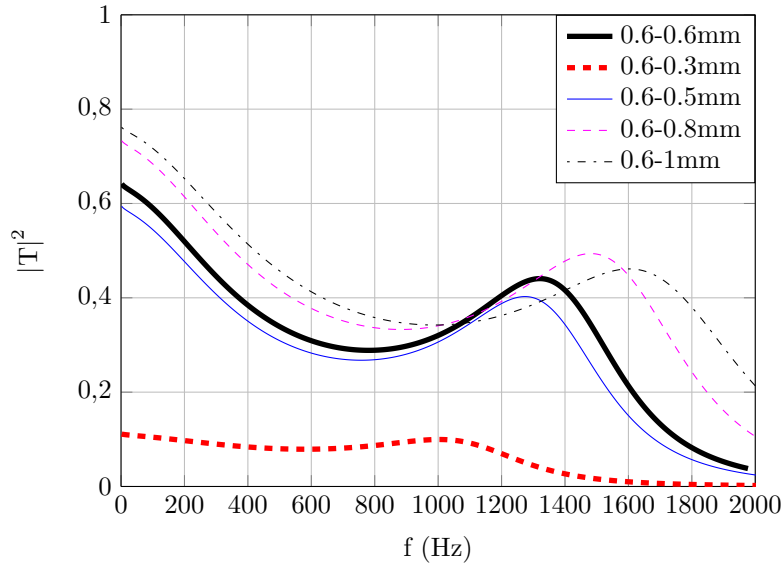


FIGURE I.2 – Module au carré du coefficient de transmission en incidence normale pour différents diamètres de micro-perforation de la face – de la structure 3.

Annexe J

Description du champ diffus dans le domaine des nombres d'onde

L'intérêt de cette annexe est de décrire l'influence du traitement par micro-perforations sur la répartition spatiale des ondes constituant le champ acoustique diffus. Pour ce faire, les calculs de l'inter-corrélation spatiale et de l'inter-spectre du champ diffus, connus dans la littérature sont exposés. Les étapes de calcul sont reprises et appliquées à la différence de pression pariétale calculée dans le paragraphe 4.2.1.

J.1 Champ diffus sur un plan parfaitement réfléchissant

Le champ acoustique dans la coiffe du lanceur peut être décrit par la superposition d'ondes planes se propageant dans toutes les directions avec la même probabilité. La phase et l'amplitude de ces ondes planes sont aléatoires. Le champ est alors caractérisé par son inter-corrélation et son inter-spectre défini entre deux points situés dans le plan de la surface de la structure.

J.1.1 Inter-corrélation du champ diffus

La pression induite par une onde plane de pulsation ω_0 en un point x_1 de l'espace s'écrit

$$P_{\text{inc}}^+(x_1) = p_{0_1} e^{j(-k_0 x_1)} \quad (\text{J.1})$$

où $k_0 = \omega_0/c_0$. L'inter-corrélation spatiale entre deux points x_1 et $x_2 = x_1 + x_0$ décrit la dépendance du champ sur la distance $\overrightarrow{x_1 x_2}$ et est donnée par l'espérance mathématique du produit de la pression au point x_1 et du complexe conjugué de la pression au

point x_2 :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{\text{st}}(\overrightarrow{x_1 x_2}) &= E [P_{\text{inc}}^+(x_1) \cdot P_{\text{inc}}^{+*}(x_2)] \\
 &= \frac{1}{\|\overrightarrow{x_1 x_2}\|} \int_{x_1}^{x_2} P_{\text{inc}}^+(x_1) \cdot P_{\text{inc}}^{+*}(x_2) dx \\
 &= \frac{1}{x_0} \int_{x_1}^{x_2} p_{0+}^2 e^{j(-k_0 x_1)} e^{-j(-k_0 x_2)} dx \\
 &= p_{0+}^2 e^{j(+k_0 x_0)}.
 \end{aligned} \tag{J.2}$$

Après passage en coordonnées sphériques (cf. figure (J.1)) : $\vec{k} = \begin{pmatrix} k_0 \cos \theta \\ k_0 \sin \theta \end{pmatrix}$ et $\overrightarrow{x_1 x_2} = \begin{pmatrix} r \cos \varphi \\ r \sin \varphi \end{pmatrix}$,

$$\mathcal{R}_{\text{st}}(\overrightarrow{x_1 x_2}) = p_{0+}^2 e^{j(k_0 r \cos(\theta - \varphi))}. \tag{J.3}$$

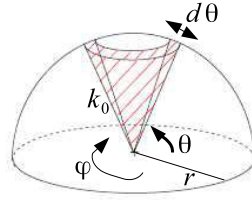


FIGURE J.1 – Angle solide élémentaire $d\Omega = 2\pi \sin(\theta)d\theta$.

Dans le cas du champ diffus, l'inter-corrélation spatiale s'obtient en sommant l'inter-corrélation d'une onde plane pour toutes les directions de propagation possibles. Cela revient à intégrer l'expression (J.3) sur $\vec{k}$ dans un demi-espace Ω , où $d\Omega = 2\pi \sin(\theta)d\theta$ représente l'angle solide élémentaire schématisé sur la figure (J.1), en coordonnées sphériques :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{\text{diff.st}}(r, \varphi) &= \int_{\Omega} \mathcal{R}_{\text{st}}(\overrightarrow{x_1 x_2}) d\Omega \\
 &= 2\pi \int_0^\pi \mathcal{R}_{\text{st}}(\overrightarrow{x_1 x_2}) \sin \theta d\theta \\
 &= 2\pi \int_0^\pi p_{0+}^2 e^{j(k_0 r \cos(\theta - \varphi))} \sin \theta d\theta \\
 &= 2\pi p_{0+}^2 \int_0^\pi e^{j(k_0 r \cos(\theta - \varphi))} \sin \theta d\theta.
 \end{aligned} \tag{J.4}$$

Le champ est diffus donc $\mathcal{R}_{\text{diffus}}$ ne doit pas dépendre de l'orientation dans l'espace des points d'observations dans le plan de la structure (hypothèse d'homogénéité).

L'angle φ peut alors être choisi nul et l'équation (J.4) devient

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{\text{diffst}}(r) &= 2\pi p_{0+}^2 \int_0^\pi e^{j(k_0 r \cos(\theta))} \sin(\theta) d\theta \\
 &= 2\pi p_{0+}^2 \left[-\frac{1}{jk_0 r} e^{jk_0 r \cos \varphi} \right]_0^\pi \\
 &= 2\pi p_{0+}^2 \left[-\frac{1}{jk_0 r} (e^{-jk_0 r} - e^{jk_0 r}) \right] \\
 &= 4\pi p_{0+}^2 \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r}.
 \end{aligned} \tag{J.5}$$

J.1.2 Inter-spectre du champ diffus

La résolution analytique de l'inter-spectre du champ diffus est détaillée ici :

$$\begin{aligned}
 S_{\text{diffst}}(\vec{k}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_S [\mathcal{R}_{\text{diffst}}(r)]_S e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} dS \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \mathcal{R}_{\text{diffst}}(\vec{r}) e^{-jk_r r \cos(\theta-\varphi)} r dr d\varphi \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} 4\pi p_{0+}^2 \frac{\sin(k_0 r)}{k_0 r} e^{-jk_r r \cos(\theta-\varphi)} r dr d\varphi \\
 &= \frac{2p_{0+}^2}{\pi k_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \sin(k_0 r) e^{-jk_r r \cos(\theta-\varphi)} dr d\varphi \\
 &= \frac{2p_{0+}^2}{\pi k_0} \int_0^{+\infty} \sin(k_0 r) \int_0^{2\pi} e^{-jk_r r \cos(\theta-\varphi)} d\varphi dr
 \end{aligned} \tag{J.6}$$

D'après l'intégrale première de Bessel,

$$\int_0^{2\pi} e^{-jk_r r \cos(\theta-\varphi)} d\varphi = 2\pi J_0(k_r r). \tag{J.7}$$

De plus, si on utilise l'intégrale discontinue de Weber,

$$\int_0^{+\infty} J_0(k_r r) \sin(k_0 r) dr = \begin{cases} 0 & \text{si } k_r > k_0 \\ (k_0^2 - k_r^2)^{-1/2} & \text{si } k_r < k_0. \end{cases} \tag{J.8}$$

Finalement,

$$S_{\text{diffst}}(\vec{k}) = \begin{cases} \frac{4p_{0+}^2}{k_0^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{k_r}{k_0}\right)^2}} & \text{si } k_r < k_0 \\ 0 & \text{si } k_r > k_0. \end{cases} \tag{J.9}$$

J.1.3 Résultats

La figure (J.2a) montre la fonction d'inter-corrélation spatiale du champ diffus. La forme en sinus cardinal traduit le fait que, plus deux points sont éloignés dans l'espace, ou plus la fréquence acoustique est grande, moins les signaux de pression

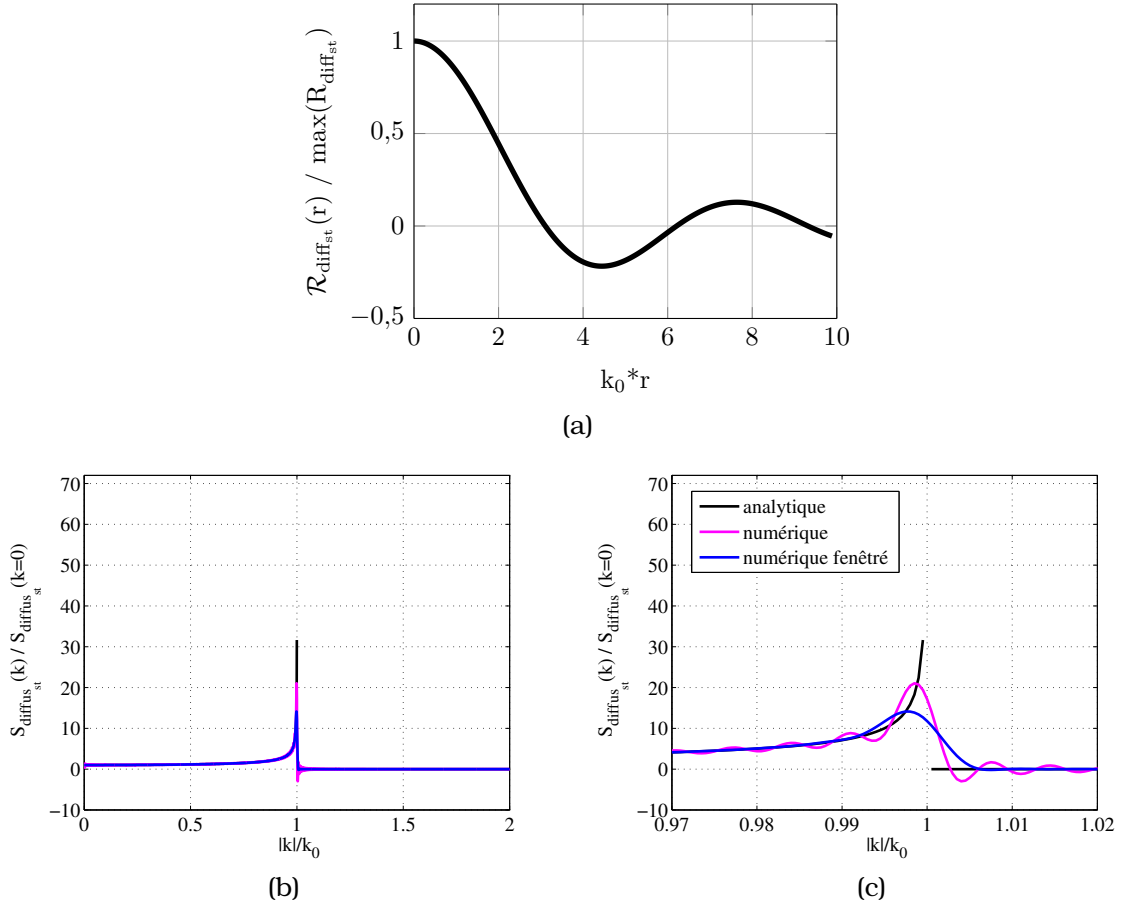


FIGURE J.2 – (a) Inter-corrélation spatiale du champ diffus excitateur. (b) Spectre en nombre d'onde du champ diffus sur une surface, obtenu par l'équation (J.9) (—) et par le calcul de la transformée de Fourier spatiale de l'expression $\sin(k_0 r_c) J_0(k_r r_c)$ (—) multipliée par une fenêtre de Hanning (—). (c) Zoom autour de $|k| = k_0$.

acoustique en ces points sont corrélés.

Dans le plan des nombres d'onde $\vec{u} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix}$, le spectre obtenu analytiquement (cf. équation (J.9)) représenté sur la figure (J.2b) correspond à une surface. Le module du spectre prend des valeurs importantes sur le cercle de rayon k_0 . La figure peut être interprétée de la façon suivante : la projection du nombre d'onde des ondes acoustiques rasantes est proche de k_0 et la projection du nombre d'onde des ondes acoustiques d'incidence normale tend vers 0. En champ diffus, les ondes acoustiques rasantes sont donc plus nombreuses que les ondes acoustiques d'incidence normale.

Sur les figures (J.2b) et (J.2c), on trace également le spectre en nombre d'onde du champ diffus, déterminé par la résolution numérique de l'intégrale définie par l'expression (J.8). Cette résolution numérique (courbe magenta) fait apparaître des oscillations en $k = 0$ et $k = k_0$ sur le spectre en nombre d'onde, à cause du fenêtrage par

une fenêtre rectangle (par défaut) de la fonction à intégrer. En effet, ces oscillations correspondent au spectre en sinus cardinal de cette fenêtre. Afin de remédier à cela, une fenêtre de Hanning est appliquée à la fonction d'inter-corrélation lors du calcul du spectre spatial (courbe bleue).

Le calcul numérique du spectre en nombre d'onde du champ diffus est réalisé ici car il servira de référence à un calcul similaire prenant en compte les coefficients de réflexion et de transmission du matériau sandwich NIDA, pour lequel il n'existe pas d'expression analytique simple.

Le comportement du spectre en nombre d'onde du champ diffus calculé numériquement, pour des nombres d'onde proches du nombre d'onde acoustique k_0 , dépend de la taille d'intégration et de la discrétisation du vecteur d'intégration $\vec{r}_c$. Plus la zone d'intégration est grande et plus la discrétisation est fine et mieux se superposent les résultats analytique et numérique. Les figures (J.2b) et (J.2c) sont obtenues pour une taille d'intégration fixée à 1.10^3 et l'intervalle entre deux échantillons est égal à 5.10^{-4} . Il est difficile de trouver un compromis pour la définition de ces valeurs. En effet, le calcul numérique de l'inter-spectre en champ diffus reste très lourd, c'est pourquoi on se contentera d'observer la valeur de l'inter-spectre à $|k| = 0$ en champ diffus et son éventuel changement apporté par le traitement par micro-perforations. Le calcul de l'inter-spectre est tout de même posé par la suite.

Pour les conditions de calcul citées ci-dessus, la courbe obtenue par calcul numérique superpose la courbe obtenue analytiquement jusqu'à $|k|/k_0 = 0.9915$. Cette courbe croise l'axe des abscisses à $|k|/k_0 = 1.007$. Une légère oscillation est visible. Le nombre de points alors considéré pour chaque courbe est de 4003.

J.2 Champ diffus de part et d'autre d'un panneau traité par micro-perforations

J.2.1 Inter-corrélation du champ

Nous nous intéressons à présent à la projection du champ diffus, sur les deux faces micro-perforées du panneau sandwich NIDA, par le calcul de l'inter-corrélation spatiale de ce champ pour des points situés sur chacune des deux parois du matériau.

Le calcul est détaillé pour la différence de pression pariétale donnée par l'équation (4.5) et le résultat final est utilisé pour écrire la fonction d'inter-corrélation spatiale et le spectre en nombre d'onde pour cette pression.

La différence de pression induite par l'onde plane P_{inc}^+ au point x_1 s'écrit

$$\begin{aligned} \Delta P_b^+(x_1) &= (1 + R^+(k_0) - T^+(k_0)) P_{\text{inc}}^+(x_1) \\ &= p_{0+} (1 + R^+(k_0) - T^+(k_0)) e^{j(-k_0 x_1)}. \end{aligned} \quad (\text{J.10})$$

Les coefficients de réflexion et de transmission ne dépendent pas de l'espace car ce sont des grandeurs homogénéisées. Ils dépendent cependant de l'angle d'incidence de l'onde plane, donc du nombre d'onde k_0 .

L'inter-corrélation spatiale entre les points x_1 et $x_2 = x_1 + x_0$ s'écrit

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{\Delta pb+}(\overrightarrow{x_1 x_2}) &= E [\Delta P_b^+(x_1) \Delta P_b^{+*}(x_2)] \\
 &= \frac{1}{\|\overrightarrow{x_1 x_2}\|} \int_{x_1}^{x_2} \left(1 + R^+(\vec{k}) - T^+(\vec{k})\right) P_{\text{inc}}^+(x_1) \cdot \left(1 + R^{+*}(\vec{k}) - T^{+*}(\vec{k})\right) P_{\text{inc}}^{+*}(x_2) dx \\
 &= p_{0+}^2 e^{-jk_0 x_0} \left(1 + R^+(\vec{k}) - T^+(\vec{k})\right) \cdot \left(1 + R^{+*}(\vec{k}) - T^{+*}(\vec{k})\right). \quad (\text{J.11})
 \end{aligned}$$

Après passage en coordonnées sphériques (cf. figure (J.1)),

$$\mathcal{R}_{\Delta pb+}(\overrightarrow{x_1 x_2}) = p_{0+}^2 \left(1 + R^+(\vec{k}) - T^+(\vec{k})\right) \cdot \left(1 + R^{+*}(\vec{k}) - T^{+*}(\vec{k})\right) e^{-j(k_0 r \cos(\theta - \varphi))}. \quad (\text{J.12})$$

L'inter-corrélation du champ diffus ΔP_{b+} s'écrit

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}(r, \varphi) &= \int_{\Omega} \mathcal{R}_{\Delta pb+}(\overrightarrow{x_1 x_2}) d\Omega \\
 &= 2\pi \int_0^\pi \mathcal{R}_{\Delta pb+}(\overrightarrow{x_1 x_2}) \sin \theta d\theta \\
 &= 2\pi \int_0^\pi p_{0+}^2 \left(1 + R^+(\vec{k}) - T^+(\vec{k})\right) \cdot \left(1 + R^{+*}(\vec{k}) - T^{+*}(\vec{k})\right) e^{-j(k_0 r \cos(\theta - \varphi))} \sin \theta d\theta \\
 &= 2\pi p_{0+}^2 \int_0^\pi \left(1 + R^+(k_0, \theta) - T^+(k_0, \theta)\right) \cdot \left(1 + R^{+*}(k_0, \theta) - T^{+*}(k_0, \theta)\right) e^{-jk_0 r \cos(\theta - \varphi)} \sin \theta d\theta. \quad (\text{J.13})
 \end{aligned}$$

Le champ est diffus donc $\mathcal{R}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}$ ne doit pas dépendre de l'orientation dans l'espace des points d'observations dans le plan de la structure (hypothèse d'homogénéité). On choisit alors $\varphi = 0$ et l'équation (J.13) devient

$$\begin{aligned}
 \mathcal{R}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}(r) &= 2\pi p_{0+}^2 \int_0^\pi \left(1 + R^+(k_0, \theta) - T^+(k_0, \theta)\right) \cdot \left(1 + R^{+*}(k_0, \theta) - T^{+*}(k_0, \theta)\right) e^{-jk_0 r \cos(\theta)} \sin(\theta) d\theta \\
 &= 2\pi p_{0+}^2 \int_0^\pi |1 + R^+(k_0, \theta) - T^+(k_0, \theta)|^2 e^{-jk_0 r \cos(\theta)} \sin(\theta) d\theta \quad (\text{J.14})
 \end{aligned}$$

L'intégrale est ici numérique. La valeur de l'inter-corrélation obtenue pour $r = 0$ s'écrit :

$$\mathcal{R}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}(0) = 2\pi p_{0+}^2 \int_0^\pi |1 + R^+(k_0, \theta) - T^+(k_0, \theta)|^2 \sin(\theta) d\theta. \quad (\text{J.15})$$

J.2.2 Inter-spectre du champ

L'inter-spectre en nombre d'onde est obtenu par la transformée de Fourier spatiale [81] de l'inter-corrélation, donnée par l'équation (J.14) :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{S}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}(\vec{k}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_S [\mathcal{R}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}(r)]_S e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} dS \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \mathcal{R}_{\text{diff}_{\Delta pb+}}(r) e^{-jk_r r \cos(\theta - \varphi)} r dr d\varphi. \quad (\text{J.16})
 \end{aligned}$$

Cette intégrale est également numérique.

Les calculs numériques des inter-corrélations et inter-spectres nécessitent la résolution d'intégrales doubles. Le nombre de point utile à la bonne estimation de ces grandeurs est important. Par conséquent, le temps de calcul est important. C'est pourquoi les applications numériques ne sont pas présentées ici.

Annexe K

Réponse vibratoire d'un sandwich Nida à une excitation acoustique

Deux structures sandwich Nida en aluminium sont testées ici. La réponse vibratoire à une excitation acoustique, fort et faible niveaux, est mesurée, lorsque les structures ne sont pas micro-perforées et lorsqu'elles sont micro-perforées. La structure vierge est considérée "sans traitement" et la structure micro-perforée est dite "avec traitement". Le panneau sandwich Nida testé en salle réverbérante, sous faible niveau d'excitation, est rectangulaire. Cette structure est fabriquée par l'entreprise CEL Components. Le panneau sandwich Nida testé en chambre à bruit, sous fort niveau d'excitation, est circulaire et comprend deux raidisseurs. Cette structure est un prototype de réflecteur plan, fourni par le Centre National des Études Spatiales. Les paramètres géométriques des deux structures sont répertoriés dans le tableau (2.5).

Pour chaque essai dans les salles, le microphone k enregistre les fluctuations de pression $p_k(t)$. Les densités spectrales de puissance des signaux de pression $S_{pp_k}(\omega)$ sont calculées en utilisant des périodogrammes de Welch, constitués de M segments de longueur N décalés de P points [82] :

$$S_{pp_k}(\omega) = \frac{1}{M} \frac{1}{N} \sum_m \left| \sum_n^N \mathcal{H}(n) p(n + mP) e^{-j\omega n} \right|^2. \quad (\text{K.1})$$

La moyenne quadratique est calculée à partir des signaux des K microphones :

$$\langle p^2(\omega) \rangle = \frac{1}{K} \sum_k^K S_{pp_k}(\omega). \quad (\text{K.2})$$

L'accéléromètre k fournit la densité spectrale de puissance $S_{aa_k}(\omega)$ de l'accélération mesurée au point k . De la même manière, la moyenne quadratique est calculée sur tous les accéléromètres :

$$\langle a^2(\omega) \rangle = \frac{1}{K} \sum_k^K S_{aa_k}(\omega) \quad (\text{K.3})$$

K.1 Faible niveau d'excitation : essais en salle réverbérante

Le panneau sandwich Nida non traité puis traité par micro-perforations est placé dans la salle réverbérante du Centre de Transfert de Technologie du Mans (CTTM). Ce panneau est suspendu à un bâti. La pression dans la salle est mesurée par quatre microphones placés autour du spécimen. Un microphone est affleurant à la paroi du panneau (cf. figure (K.1)), afin d'estimer la pression pariétale en présence et en l'absence de micro-perforations. 15 accéléromètres sont collés sur le panneau (cf. figure (K.2)) afin de mesurer sa réponse vibratoire, à l'excitation acoustique induite par deux sources de bruit blanc dans la salle. Deux plages de fréquence sont utilisées pour l'excitation du panneau :

- une excitation large bande : $[50 - 5k]Hz$,
- une excitation limitée à la bande de fréquence $[800 - 2k]Hz$, pour laquelle l'absorption du traitement défini dans le tableau (2.5) est la plus forte (cf. figure (2.21)).

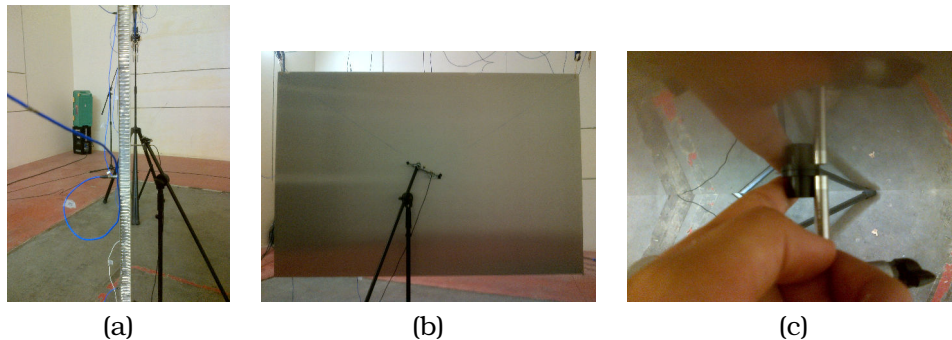


FIGURE K.1 – Photographies du montage en salle réverbérante et du microphone affleurant à la paroi du panneau.

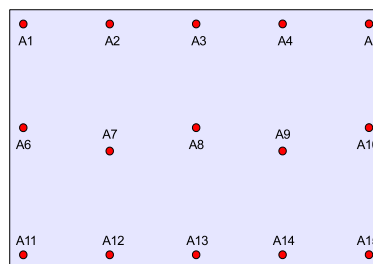


FIGURE K.2 – Position des accéléromètres sur la structure placée en salle réverbérante.

Les niveaux sonores globaux moyens mesurés dans la salle réverbérante et en paroi du panneau, respectivement non traité et micro-perforé, lors du fonctionnement des

ANNEXE K. RÉPONSE VIBRATOIRE D'UN SANDWICH NIDA À UNE EXCITATION ACOUSTIQUE

sources, sont répertoriés dans le tableau (K.1). En l'absence de traitement, la pression en paroi du panneau est égale au double de la pression acoustique dans la salle.

Niveau global moyen	Sans traitement	Avec traitement
Dans la salle	110.1dB	109.9dB
En paroi	112.5dB	110.4dB

TABLE K.1 – Niveaux moyens globaux sonores dans la salle et en paroi des structures non traitée et micro-perforée.

Sur les figures (K.3a) et (K.3b) sont tracées les pressions acoustiques en paroi des panneaux sandwich Nida non traité et micro-perforé par bande de tiers d'octave. La pression en paroi du panneau micro-perforé est plus faible que la pression en paroi du panneau non traité, sur la bande de fréquence où le traitement acoustique est le plus efficace, c'est-à-dire où l'absorption est plus importante.

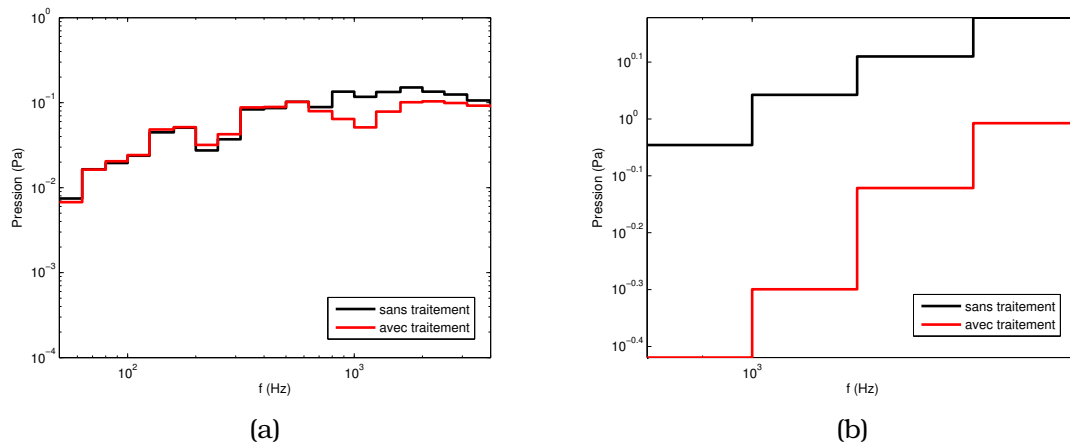


FIGURE K.3 – Pressions acoustiques moyennes en paroi des structures non micro-perforée et micro-perforée pour (a) l'excitation large bande ([50 – 5k]Hz) (b) et l'excitation dans la bande ([800 – 2k]Hz).

L'accélération quadratique moyenne fournie par les quinze accéléromètres placés sur la structure non traitée et sur la structure traitée, est tracée sur la figure (K.4) par bande de tiers d'octave. La réponse vibratoire de la structure varie en fonction de la pression en paroi de la structure. Ainsi, l'absorption du traitement entre 800 et 2000Hz permet une faible diminution de l'accélération, de l'ordre de 0.1 à 0.2m.s⁻².

K.2 Fort niveau d'excitation : essais en chambre à bruit

La structure circulaire avec raidisseurs est placée en chambre à bruit chez Intespace à Toulouse. Une fois micro-perforée, elle est testée dans la chambre de Thales

ANNEXE K. RÉPONSE VIBRATOIRE D'UN SANDWICH NIDA À UNE EXCITATION ACOUSTIQUE

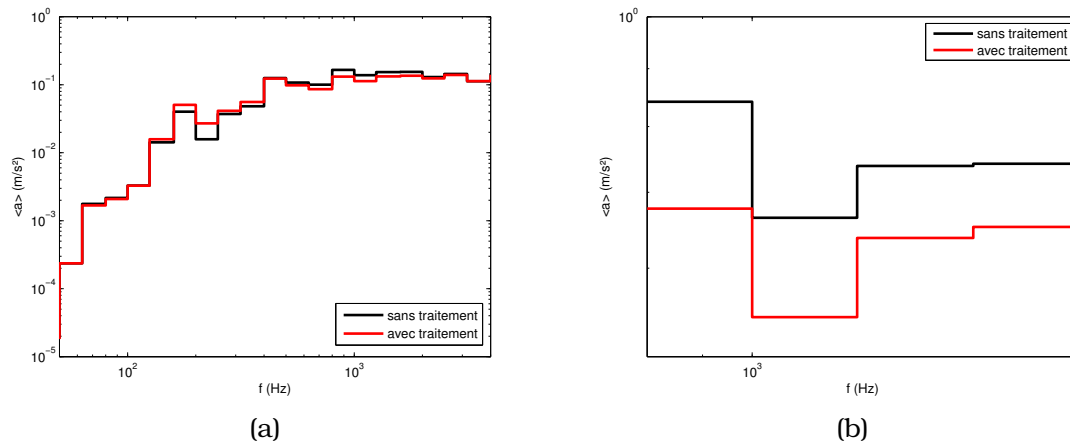


FIGURE K.4 – Accélérations quadratiques moyennes des structures non micro-perforée et micro-perforée pour (a) l'excitation large bande ([50 – 5k]Hz) (b) et l'excitation sur la bande ([800 – 2k]Hz).

Alenia Space à Cannes. Dans le tableau (K.2) sont répertoriées les spécificités des deux essais. Les deux essais sont réalisés en passager, c'est-à-dire qu'ils accompagnent les tests d'un autre spécimen dans la salle.

Essais	Lieu	Date	Structure	Capteurs
1	Intespace, Toulouse	12/12	Réflecteur CNES	4 microphones, 13 accéléromètres
2	TAS, Cannes	07/14	Réflecteur CNES micro-perforé	8 microphones, 13 accéléromètres

TABLE K.2 – Spécificités des deux essais en chambre à bruit.

La réponse vibratoire de la structure à une excitation fort niveau est mesurée à l'aide de treize accéléromètres répartis selon la figure (K.5). Un certain nombre de microphones mesurent la pression dans la salle.

Plusieurs niveaux d'excitation sont atteints dans la salle. Le niveau le plus élevé, qui est le niveau de qualification, est celui choisi pour l'observation des résultats. Le spectre de la source correspond au spectre du lanceur dans lequel sera placé le satellite testé en passager avec la structure étudiée dans le présent document.

Les deux chambres à bruit sont de taille équivalente et ont un volume total de 1000m^3 . Le temps de réverbération moyen est de 10 secondes. A partir de ces deux informations, il est possible de calculer la fréquence de Schroëder f_{Sch} [83]. Au-delà de cette fréquence, le comportement de la salle est considéré comme non modal. La densité modale est suffisamment importante. Cette fréquence s'exprime en fonctionne

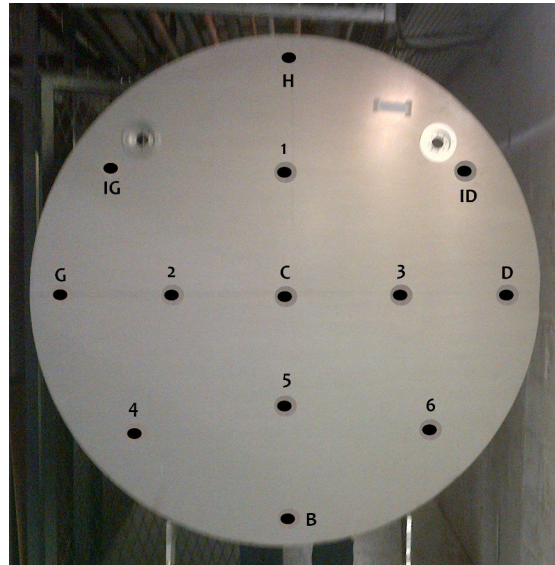


FIGURE K.5 – Position des treize accéléromètres sur la structure testée.

du volume V de la salle et de son temps de réverbération moyen T :

$$f_{Sch} > 2000\sqrt{T/V} \quad (K.4)$$

et dans notre cas elle vaut 200Hz. En dessous de cette fréquence, le comportement modal de la salle peut exciter particulièrement des modes de la structure. C'est pourquoi on ne peut interpréter les résultats en-dessous de 200 Hz.

Les deux essais sont décrits et les résultats obtenus sont comparés.

K.2.1 Structure non micro-perforée

La figure (K.6) montre la position de la structure non traitée et des microphones dans la chambre à bruit Intespace.

K.2.2 Structure micro-perforée

La figure (K.7) montre la position de la structure micro-perforée, du spécimen testé en passager et des microphones, dans la chambre à bruit de Thales Alenia Space.

K.2.3 Comparaison des deux essais

La figure (K.8) trace la densité spectrale de puissance moyenne en fonction de la fréquence. Le niveau sonore du second essai est plus important à haute fréquence que le niveau sonore du premier.

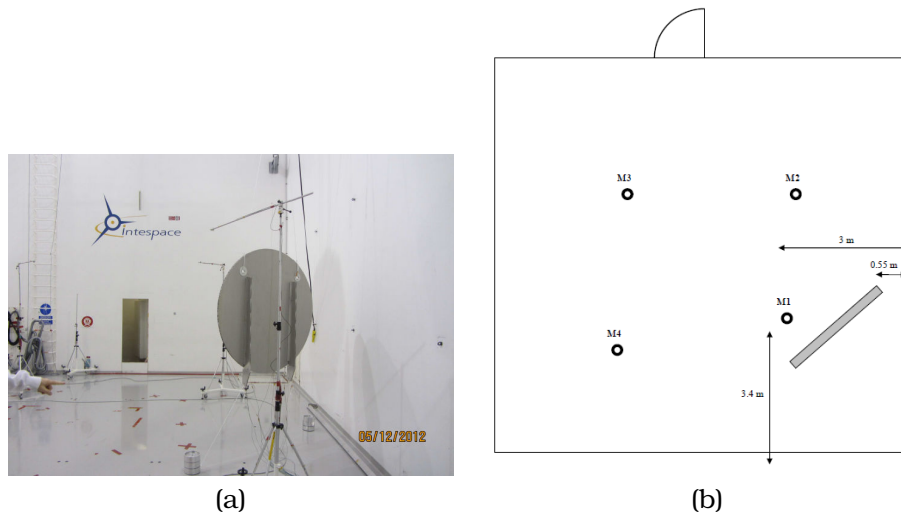


FIGURE K.6 – (a) Photographie et (b) schéma de la position de la structure et des microphones dans la chambre à bruit.

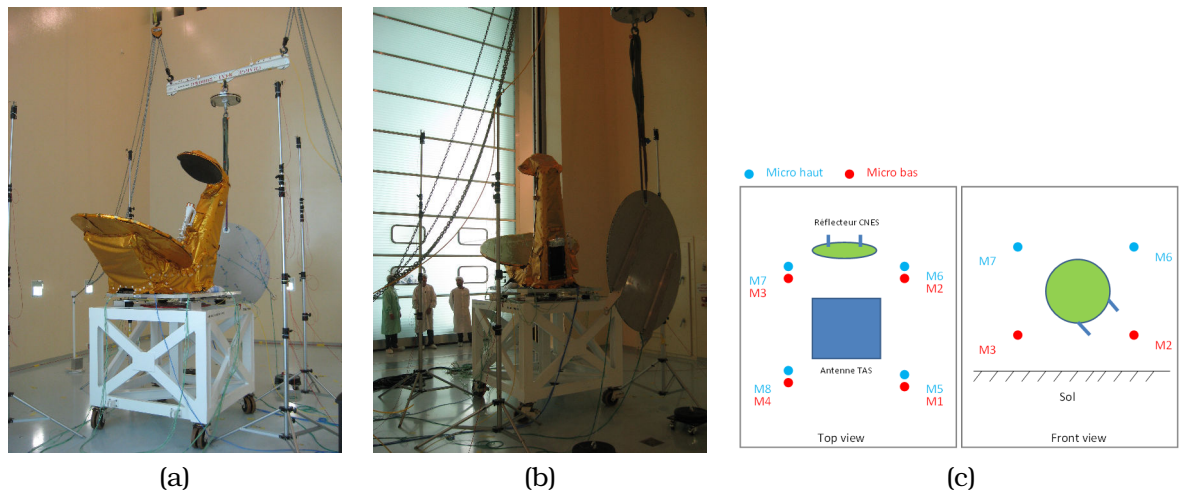


FIGURE K.7 – (a) (b) Photographies et (c) schéma de la position de la structure et des microphones dans la chambre à bruit.

Les tableaux (K.3) et (K.4) regroupent les pressions efficaces calculées à partir des signaux de chaque microphone. Ces valeurs sont égales aux valeurs fournies par Intespace et Thales Alenia Space, qui ont réalisé les essais. Le calcul réalisé à partir des signaux microphoniques est donc cohérent.

La fonction de transfert de l'accélération quadratique moyenne par rapport à la pression quadratique moyenne est tracée sur la figure (K.9) pour les deux essais.

Les essais ne permettent pas de conclure quant à la réduction du niveau vibratoire

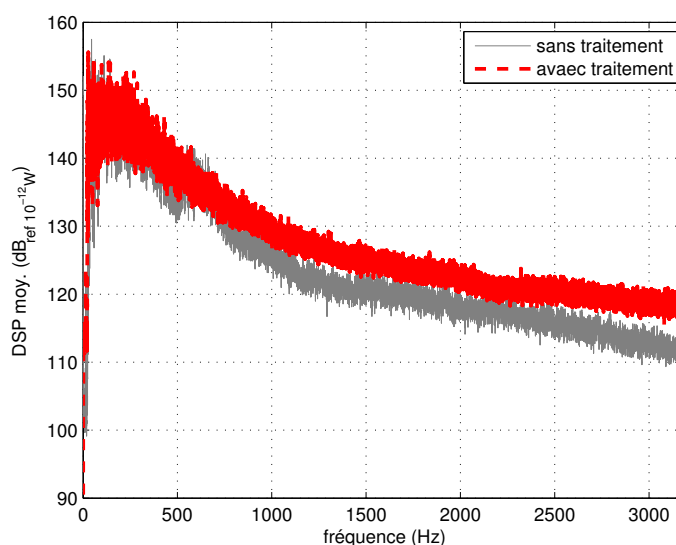


FIGURE K.8 – Densité spectrale de puissance moyennée sur les microphones pour l'essai sur la structure non traitée ("st") et pour l'essai sur la structure traitée ("at").

Pressions efficaces (dB)			
mic.1	mic.2	mic.3	mic.4
144,877	144,986	144,856	144,956

TABLE K.3 – Pressions efficaces mesurées par les microphones placés dans la chambre à bruit d'Intespace.

Pressions efficaces (dB)							
mic.1	mic.2	mic.3	mic.4	mic.5	mic.6	mic.7	mic.8
145,906	145,74	146,162	146,48	146,036	145,963	145,862	146,685

TABLE K.4 – Pressions efficaces mesurées par les microphones placés dans la chambre à bruit de Thales Alenia Space.

de la structure du à la présence des micro-perforations. En effet, le comportement modale de la salle ne permet pas de comparer les résultats en-dessous de 200Hz. Lors des deux essais, la structure est placée dans un coin de la salle, où elle peut être excitée par une résonance d'un des modes basse fréquence. Les réponses vibratoires des deux structures sont similaires à plus haute fréquence.

L'ordre de grandeur de la vibration de la structure lors d'une excitation à fort niveau, est estimé par le calcul de son déplacement, tracé sur la figure (K.10) en fonction de la fréquence. En faisant l'hypothèse que la dynamique de la structure reste linéaire on obtient pour le déplacement un ordre de grandeur de 10^{-5} m pour des fréquences de l'ordre de la dizaine à la centaine de Hertz. Pour des fréquences supérieures à 300

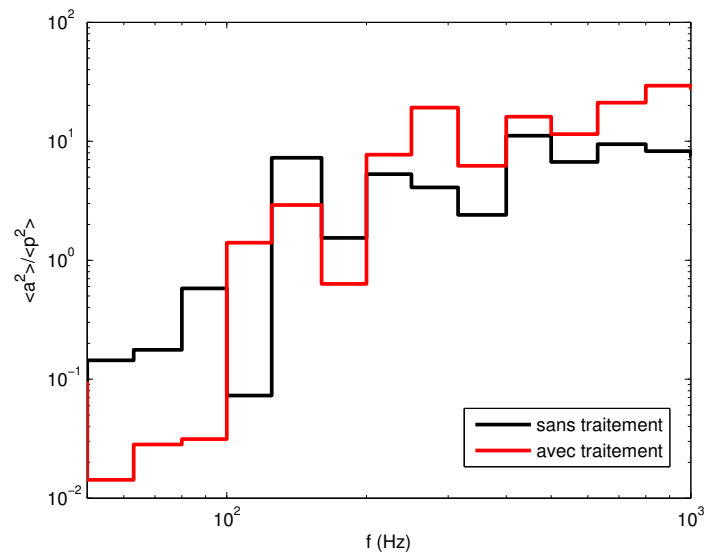


FIGURE K.9 – Ratio de l'accélération quadratique moyenne sur la pression quadratique moyenne.

Hz, le déplacement diminue jusqu'à 10^{-7} . Ce niveau vibratoire reste très faible puisque l'épaisseur de la peau du panneau sandwich Nida est de 10^{-3} m. On peut alors penser que la structure a bien un comportement linéaire.

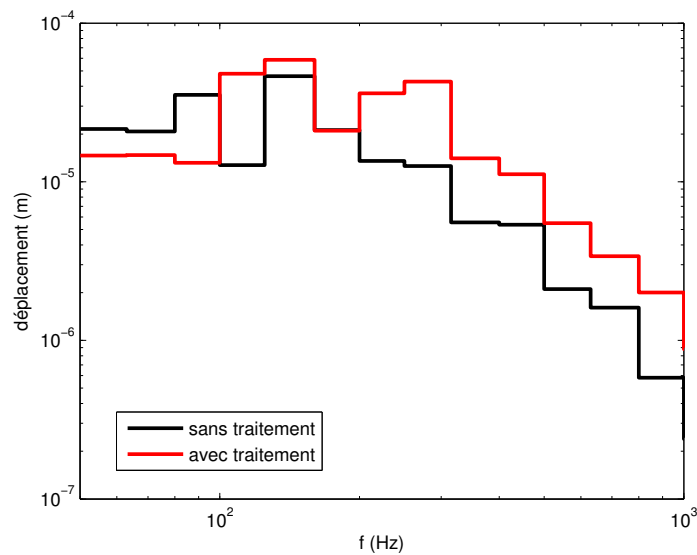


FIGURE K.10 – Déplacement moyen de la structure non traitée et traitée.

Annexe L

Production scientifique

L.1 Journées Spécialisées

1. Margaux Regniez, Poster *Étude du comportement acoustique d'un matériau composite en Nida micro-perforé*, Doctoriales, Angers, Avril 2012.
2. Margaux Regniez, Présentation du sujet de thèse *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Journée des thèses en Mécanique et Matériaux du CNES, Toulouse, Mai 2012.
3. Margaux Regniez, Poster *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Journée Jeunes Chercheurs en vibro-Acoustique et contrôle du Bruit 2012, Le Mans, Novembre 2012.
4. Margaux Regniez, Présentation des travaux de thèse *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Séminaire de l'école doctorale Spiga, Nantes, Avril 2013.
5. Margaux Regniez, Présentation des travaux de thèse *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Journée de présentations des thèses CNES dans les domaines structures et matériaux, Toulouse, Juin 2013.
6. Margaux Regniez, Poster *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Journée Jeunes Chercheurs en vibro-Acoustique et contrôle du Bruit 2013, Compiègne, Novembre 2013.
7. Margaux Regniez, Présentation des travaux de thèse *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Journée Jeunes Chercheurs CNES (JC²), Toulouse, Octobre 2014.

8. Margaux Regniez, Poster *Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellite par micro-perforation*, Journée Jeunes Chercheurs en vibro-Acoustique et contrôle du Bruit 2014, Lyon, Novembre 2014.

L.2 Congrès national

1. Margaux Regniez, Adrien Pelat, Nicolas Joly, Charles Pézerat, François Gautier, *Amortissement des vibrations de panneaux sandwichs en nid d'abeille utilisant un traitement par micro-perforations*, Congrès Français d'Acoustique, Poitiers, Avril 2014.

L.3 Congrès internationaux

1. Margaux Regniez, François Gautier, Charles Pézerat, Adrien Pelat, *Acoustic impedance of microperforated honeycomb panels*, Medyna 2013, Marrakech, Avril 2013.

2. Margaux Regniez, Adrien Pelat, Charles Pézerat, François Gautier, *Vibration damping of honeycomb sandwich panels induced by micro-perforations*, Eurodyn 2014, Porto, Juin-Juillet 2014.

THÈSE DE DOCTORAT

Margaux REGNIEZ

Amortissement des vibrations de réflecteurs d'antenne de satellites par micro-perforations

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude de l'influence des micro-perforations sur la réponse vibratoire d'une structure cellulaire de type panneau sandwich NIDA (nid d'abeille). Les réflecteurs d'antenne de satellites placés sur les satellites de télécommunication, comme beaucoup d'autres éléments, sont fabriqués avec ce type de matériaux. Lors du décollage du lanceur pour la mise en orbite du satellite, les sollicitations mécaniques appliquées au système sont de nature acoustique et sollicitation. La sollicitation acoustique liée au champ acoustique diffus et de très fort niveau présent dans la coiffe du lanceur est la plus importante. Elle joue un rôle important dans le dimensionnement et la conception du réflecteur d'antenne. L'enjeu de la thèse est d'évaluer le potentiel d'un traitement de ce panneau par micro-perforations pour en réduire les vibrations. L'effet des micro-perforations sur la réponse vibratoire du réflecteur d'antenne est double. D'une part, le chargement acoustique que constitue la pression excitatrice est réduit par un mécanisme d'absorption dû à la présence des micro-perforations, couplées aux cavités formées par les cellules NIDA du matériau. Cet effet, connu dans la littérature est décrit notamment par le modèle d'impédance acoustique de D.-Y. Maa, couplé à un modèle d'impédance de la cavité NIDA et prenant en compte les rayonnements interne et externe à la micro-perforation. D'autre part, un effet, de nature vibro-acoustique est induit par le couplage entre les vibrations du panneau et les mouvements acoustiques dans les micro-perforations. La modélisation de cet effet, mal décrit dans la littérature constitue un élément original du travail : un modèle discret construit à partir de l'impédance acoustique d'un orifice permet le calcul d'une force d'amortissement élémentaire, puis, après homogénéisation, à une estimation de l'amortissement modal du panneau micro-perforé. Les modélisations proposées pour la réduction de chargement acoustique et de l'amortissement ajouté par micro-perforation montrent que la réponse vibratoire du panneau est faiblement réduite dans la plage de fréquence d'intérêt, ce que confirment plusieurs tests expérimentaux : comparaison de réponse de panneau micro-perforé ou non en chambre réverbérante et en chambre à bruit. La modification de chargement acoustique apportée par la micro-perforation des deux faces du panneau sandwich NIDA est modélisée dans le dernier chapitre et donne lieu à une augmentation de l'effet dans la gamme de fréquence visée.

Mots clés

Micro-perforations, absorption acoustique, amortissement vibratoire, panneau sandwich nid d'abeille.

Abstract

This thesis work is about the study of the microperforations influence on the vibratory response of a cellular structure as a honeycomb sandwich panel. Satellites' antenna's reflectors placed on telecommunication satellites, as many satellites' elements, are manufactured in this kind of materials. During the launcher take-off for putting satellite into orbit, the mechanical stresses applied to the system are acoustical and vibration borne stress. The acoustic stress, linked to the high level diffuse acoustic field inside the launcher fairing is the most important. It plays a part in the antenna's reflector size and conception. The issue of the thesis is to evaluate the potential of a treatment using microperforations on this panel in order to reduce its vibration. The microperforations effect on the vibration response of the antenna's reflector is double. On one hand, the acoustic loading applied by the exciter pressure is reduced by an absorption mechanism due to the presence of microperforations, coupled to cavities formed by honeycomb cells. This effect, well known in the literature, is for instance described by the acoustic impedance model developed by D.-Y. Maa, coupled to an impedance model of honeycomb cavity and taking into account the inner and outer radiations of the microperforation. On the other hand, a vibro-acoustical effect is induced by the coupling between panel vibrations and acoustic movements inside microperforations. The modelling of this effect, not well described in the literature, constitutes an original element of the thesis work : a discrete model constructed using the acoustic impedance of an orifice, allows the computation of an elementary damping force and then leads, after an homogenisation, to an estimation of the modal damping of the microperforated panel. Both modellings proposed for the acoustic loading reduction and the damping added by microperforations, show that the panel vibration response is weakly reduced in the frequency band of interest, which confirms experimental tests like : response comparison of non microperforated and microperforated panels placed in reverberant room and noise chamber. The acoustic loading modification induced by the microperforation of both sides of the honeycomb sandwich panel is modelling in the thesis last chapter and allows an increase of the effect on the frequency band aimed.

Key Words

Microperforations, acoustic absorption, structural damping, honeycomb sandwich panels.