

Numéro d'ordre : 41825

T H È S E

présentée à
L'UNIVERSITÉ LILLE 1 - SCIENCES ET TECHNOLOGIES
ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR

pour obtenir le titre de
Docteur

spécialité
MICRO ET NANO-TECHNOLOGIES, ACOUSTIQUE ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

par
Pierre MÉRESSE

**MATÉRIAUX ABSORBANTS À STRUCTURE PÉRIODIQUE ET
INCLUSIONS RÉSONANTES POUR L'ACOUSTIQUE SOUS-MARINE**

Thèse préparée à
L' INSTITUT D'ÉLECTRONIQUE, DE MICROÉLECTRONIQUE ET DE NANOTECHNOLOGIE

Soutenue le 15 octobre 2015 devant la commission d'examen :

Président :	O. BOU MATAR	Professeur des Universités, Université Lille 1
Examineurs :	B. HABERT	Direction Générale de l'Armement
	Y. RENO	DCNS Research, Toulon
Rapporteurs :	Ph. ROUX	Directeur de Recherche CNRS, ISTERre, Grenoble
	A. TOURIN	Professeur des Universités, Institut Langevin, Paris
Directrice :	A.-C. HLADKY	Directrice de Recherche CNRS, IEMN, Lille
Co-encadrant :	C. AUDOLY	DCNS Research, Toulon

Cette thèse entre dans le cadre du dispositif des Conventions Industrielles de Formation par la Recherche (CIFRE). Elle a été réalisée chez DCNS Research avec le soutien financier de la Direction Générale de l'Armement.

Remerciements

Je remercie mes rapporteurs Philippe Roux, Directeur de Recherche à l'ISTerre, et Arnaud Tourin, Professeur à l'Institut Langevin, pour l'examen attentif qu'il ont fait de ce manuscrit.

Je tiens à remercier Olivier Bou Matar, Professeur à l'Université Lille 1, qui a accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également les autres membres du jury, à savoir Bertrand Habert, de la Direction Générale de l'Armement, pour son intérêt toujours renouvelé pour mes travaux et Ygaäl Renou, docteur au sein de l'équipe de DCNS Research, qui a toujours été prêt à m'aider durant cette thèse.

Je remercie chaleureusement ma directrice de thèse, Anne-Christine Hladky, qui m'a accompagné dans le monde de la Recherche. Sa bonne humeur et sa disponibilité en font une tutrice remarquable.

Je remercie mon co-encadrant, Christian Audoly, responsable du département acoustique chez DCNS Research. Son regard avisé sur mes travaux nous a permis de garder le cap.

Je remercie toute l'équipe du département acoustique de l'ISEN à Lille qui offre un cadre de travail sympathique. Je remercie particulièrement Christian Granger, ingénieur de recherche CNRS, qui a été mon mentor lors de mes travaux expérimentaux. Je remercie également Gérard Haw, enseignant-chercheur et acteur indispensable à toute conception mécanique de qualité.

Je remercie l'équipe de DCNS Research à Toulon, ainsi que les autres membres de DNCS que j'ai été amené à côtoyer, pour leur accueil souriant sous le soleil méditerranéen.

Mon expérience de thèse est évidemment marquée par les doctorants, post-doctorants et stagiaires qui ont travaillé à mes côtés. Nous partageons souvent les mêmes difficultés, ce qui nous a permis de nous entraider. De cette solidarité est souvent née une amitié qui ne s'arrêtera pas avec cette thèse. Je tiens à remercier particulièrement Sébastien Degraeve qui fut le premier de mes collègues et auprès de qui s'est construite peu à peu ma conception du doctorat.

Aussi confortable que soit le cadre de travail, la thèse reste un travail de longue haleine, avec des passages éprouvants. Je remercie mes amis pour leur précieux encouragements au long de ces trois années. Je suis particulièrement reconnaissant envers Mélanie Liber et Arnaud de Tarade pour leur présence au quotidien.

Enfin, le plus important, je remercie de tout mon cœur ma famille, qui affiche une confiance sans faille dans mon travail.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	7
1 Contexte de l'étude	11
1.1 La discrétion sous-marine	13
1.1.1 Anéchoïsme	13
1.1.2 Masquage	13
1.2 Solutions usuelles	14
1.2.1 Matériaux micro-inclusionnaires	14
1.2.2 Revêtement à inclusions d'air : Alberich	15
1.3 Technologies modernes	18
1.3.1 Cristal phononique	18
1.3.2 Inclusions solides à résonance locale	24
1.4 Considération du support en acier	27
1.5 Conclusion	28
2 Outils de modélisation	29
2.1 Logiciel d'éléments finis	31
2.1.1 Description	31
2.1.2 Grandeurs calculées	31
2.2 Méthode de Bianco & Parodi	37
2.2.1 Avant-propos sur les notations utilisées	37
2.2.2 Inversion des relations de Fresnel	39
2.2.3 Méthode différentielle de Bianco & Parodi	40
2.3 Méthode de la matrice de transfert	43
2.3.1 Principe	43
2.3.2 Application numérique	44
2.3.3 Résultats	45
2.4 Conclusion	47
3 Résultats numériques	49
3.1 Matériaux à inclusions fluides	51
3.2 Matériaux à inclusions massiques	57
3.2.1 Revêtement en couche simple	57

3.2.2	Construction du revêtement à effet de réseau	57
3.3	Phénomènes à l'interface	65
3.3.1	Mécanismes	65
3.3.2	Optimisation	72
3.4	Conclusion	75
4	Expérimentation	77
4.1	Méthodes de mesure	79
4.1.1	Méthode par moyennage spatial du champ de pression	80
4.1.2	Méthode des trois points	82
4.2	Banc d'essai acoustique	84
4.2.1	Plan d'installation	84
4.2.2	Résultats expérimentaux	88
4.3	Conclusion	97
5	Prospection - Autres designs	99
5.1	Inclusion de type résonateur de Helmholtz	101
5.2	Inclusion localement résonante <i>Core-Shell</i>	106
5.3	Conclusion	113
	Conclusion générale	115
A	Structure périodique	119
A.1	Structure périodique et réseau réciproque	119
A.2	Zone de Brillouin	120
A.3	Lecture d'une courbe de dispersion	121
	Bibliographie	123

Introduction

La détection sous-marine, et plus globalement la propagation acoustique dans l'eau, sont devenus depuis seulement un siècle un sujet de préoccupation et un challenge technologique. Le sujet fut abordé en temps de conflit et reste une priorité pour les besoins de furtivité militaire. En parallèle, les problèmes de propagation acoustique dans l'eau restent sujet à préoccupation dans le domaine civil. En effet, la communauté internationale prend conscience des nuisances sonores dans l'eau liées à l'activité humaine, comme le trafic maritime ou la multiplication des installations industrielles off-shore, et de leurs impacts sur la faune marine. L'entreprise DCNS est particulièrement concernée puisque son activité repose sur la mer : elle fournit navires et sous-marins à la Marine française et aux marines étrangères, et se positionne comme acteur innovant de l'énergie renouvelable maritime. Pour répondre à ces préoccupations, l'industriel a besoin de maîtriser la propagation acoustique dans l'eau, aussi bien pour le bruit rayonné dans l'environnement que pour la neutralisation des moyens de détection adverses.

Les systèmes acoustiques de détection sous-marine sont de deux sortes : *actif* lorsqu'il s'agit d'écouter l'écho d'un signal émis réfléchi sur la cible, *passif* en détectant le bruit rayonné par la cible dans l'environnement. Si un sous-marin veut rester indétectable, il doit veiller à ne pas émettre de son dans l'environnement et également à rendre difficile la réflexion d'onde sur sa surface. Pour ces deux cas de figure, une solution technique consiste à implanter des revêtements absorbants sur l'extérieur du bâtiment. L'apparition de tels revêtements date de la fin de la Seconde Guerre mondiale, où la *Kriegsmarine* équipa au moins un de ses sous-marins. Ce dernier acquit la réputation d'être indétectable. Depuis, les techniques de détection SONAR ont repris de l'avance en faisant appel à des ondes basses fréquences. Pour se renouveler et être toujours efficaces, les revêtements doivent donc présenter des caractéristiques améliorées.

L'étude de la propagation dans les milieux hétérogènes, qu'ils soient aléatoires ou périodiques, regroupe de nombreux sujets de recherche actuelle, dont certains peuvent être appliqués aux besoins de l'acoustique sous-marine. L'objet de cette thèse est de s'intéresser spécifiquement aux matériaux à structure périodique. En effet, une variation répétée des propriétés élastiques dans l'espace permet ou non la propagation d'onde à travers la structure selon sa fréquence : il s'agit des cristaux phononiques. Leur pouvoir de filtrage est un atout majeur pour la maîtrise de la propagation acoustique. Les phénomènes qui entrent en jeu dans ces structures peuvent avoir deux origines différentes. Il peut s'agir soit d'interférences liées à la géométrie de la structure, soit de résonances locales au sein de la structure. Si ces constructions périodiques prennent la forme d'une répartition d'inclusions, ces dernières peuvent présenter également leurs propres résonances. L'utilisation

d'inclusions résonantes, dispersées dans un matériau, permet d'améliorer les performances globales de ce dernier. Sous certaines conditions, leur structure spécifique révèle des propriétés effectives du matériau que l'on ne retrouve pas dans la nature : on parle alors de métamatériaux. Or, l'exploration de ces métamatériaux peut faire évoluer les concepts de revêtements acoustiques et déboucher sur une rupture technologique. Les concepts de structures périodiques et d'inclusions résonantes sont rassemblés dans un but : évaluer les possibilités d'absorber l'énergie acoustique, dans le cadre d'un revêtement à application sous-marine.

La restitution de ce travail est organisée en cinq chapitres. Le premier chapitre vise à présenter le contexte technique en détails. Les critères de discrétion sous-marine sont d'abord définis avant de présenter les technologies des revêtements utilisés jusqu'à aujourd'hui : le matériau micro-inclusionnaire et la couverture *Alberich*. Cette dernière est le premier revêtement acoustique utilisé dans l'Histoire. Ces revêtements caoutchouteux contenant des inclusions d'air régulièrement réparties sont le point de départ qui a conduit cette recherche vers la technologie des cristaux phononiques et celle des métamatériaux à inclusions localement résonantes. Ces deux concepts ont la capacité de bloquer efficacement la propagation des ondes, parfois pour des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que les dimensions du matériau.

Le deuxième chapitre développe les outils numériques qui seront à la base de la plupart des résultats avancés. Ces outils s'appuient sur la méthode des éléments finis qui permet de modéliser des géométries diverses. Deux outils permettent de caractériser les propriétés intrinsèques de la structure qui compose le panneau : la méthode différentielle dite de "Bianco & Parodi" et la méthode de la matrice de transfert. Ces outils rendent possible la prise en compte des pertes visqueuses dans l'analyse modale des structures. Le résultat de ces analyses est associé aux coefficients clefs des revêtements, que sont le masquage et l'anéchoïsme, et qui caractérisent la performance en discrétion ou furtivité acoustique.

Grâce à ces outils numériques, les travaux de modélisation commencent dans le chapitre 3. Les premiers modèles s'inspirent des revêtements à inclusions d'air *Alberich*, en faisant apparaître cette fois des effets de réseau. Ce design est efficace pour empêcher le rayonnement acoustique : cela correspond à un effet de masquage. Cependant, les inclusions d'air sont déformables alors que les applications sous-marines sont soumises à des pressions statiques non négligeables. Ceci compromet l'application de ce design pour les revêtements acoustiques utilisables à forte immersion. Pour palier à cette difficulté, la recherche s'oriente vers des inclusions d'une autre nature : les inclusions d'air laissent désormais place à des inclusions d'acier. Il s'agit alors de mettre en avant l'usage potentiel de ces inclusions denses dans la conception de revêtements acoustiques performants. Les premiers concepts affichent des performances intéressantes, et très vite des leviers d'amélioration apparaissent. Une fois optimisés, les revêtements à inclusions d'acier peuvent se révéler efficaces dans le traitement du rayonnement acoustique.

En parallèle, une phase expérimentale des travaux est effectuée et est présentée dans le chapitre 4. La validation expérimentale des prévisions numériques est une étape dont l'importance nécessite en retour des moyens de mesure robustes. La mesure de panneaux utilisés en acoustique sous-marine est difficile, essentiellement à cause de contraintes géométriques des moyens de mesure et des échantillons fabriqués. Pour surmonter ces diffi-

cultés, deux méthodes de mesure sont identifiées et leur mise en œuvre est accompagnée d'une amélioration matérielle du banc de mesure. Une des méthodes, plus adaptée suite aux choix d'installation, rend désormais fiable la mesure des coefficients de réflexion et de transmission d'un panneau-test inspiré des précédentes modélisations. La concordance entre les résultats numériques et expérimentaux conforte l'étude numérique de revêtements utilisant des inclusions d'acier.

Il a été montré que ces derniers sont capables de réduire le rayonnement acoustique d'une coque, ce qui peut répondre aux besoins de discrétion acoustique mais pas à ceux de furtivité. C'est pourquoi le chapitre 5 se donne comme objectif de faire appel aux inclusions en acier cette fois pour réduire efficacement la réflexion des ondes sur une surface rigide : c'est ce qui correspond à un effet d'anéchoïsme. Pour cela, la veille technologique rapporte deux concepts. Le premier est issu de l'acoustique aérienne dans le domaine sonore, capable d'absorber efficacement les ondes basses fréquences. Une fois sa conception adaptée au milieu sous-marin, ses mécanismes sont analysés pour identifier le potentiel du revêtement. Le second concept est celui d'inclusions denses localement résonantes. La géométrie s'appuie sur ce qui existe dans la littérature et permet de favoriser les résonances de type masse-ressort, ce qui repousse les limites basses fréquences d'absorption et de renvoi d'écho.

Chapitre 1

Contexte de l'étude

Ce chapitre présente le contexte scientifique qui motivera l'ensemble des travaux de thèse. Avant toute chose, les critères de discrétion et furtivité acoustique sont définis. Du point de vue technologique, ces besoins ont déjà été traités jusqu'ici à l'aide de deux sortes de revêtements passifs : les matériaux micro-inclusionnaires et le revêtement *Alberich*. Aujourd'hui, ces techniques ont besoin d'être renouvelées. Or, deux technologies se sont récemment démarquées en ce qui concerne la phénoménologie de la propagation acoustique. D'une part, il y a les réseaux périodiques qui ont la capacité de filtrer ou guider les ondes dans le matériau. D'autre part, le concept d'inclusions localement résonantes repousse les limites basses fréquences de l'atténuation acoustique.

Sommaire

1.1	La discrétion sous-marine	13
1.1.1	Anéchoïsme	13
1.1.2	Masquage	13
1.2	Solutions usuelles	14
1.2.1	Matériaux micro-inclusionnaires	14
1.2.2	Revêtement à inclusions d'air : Alberich	15
1.3	Technologies modernes	18
1.3.1	Cristal phononique	18
1.3.2	Inclusions solides à résonance locale	24
1.4	Considération du support en acier	27
1.5	Conclusion	28

1.1 La discrétion sous-marine

La détection sous-marine repose essentiellement sur l'utilisation du SONAR (*SOund Navigation and Ranging*). Le système s'appuie sur la propagation acoustique dans l'eau. Une équipe menée par Paul Langevin au début du XX^{ème} siècle utilisa la piézoélectricité, récemment découverte, pour confectionner le premier prototype de détection sous-marine. A partir de là, des systèmes utilisant ces matériaux actifs ont été développés, les rendant toujours plus performants. Le concept sera utilisé pendant la seconde guerre mondiale par les forces alliées sous l'ancien nom ASDIC (*Anti-Submarine Detection Investigation Committee*). Cet outil de détection a rapidement prouvé qu'il était décisif lors d'un conflit en contribuant à bouleverser la situation lors de la bataille de l'Atlantique. Depuis, la discrétion d'un sous-marin passe aussi par sa capacité furtive en acoustique. Deux caractéristiques sont à distinguer : l'anéchoïsme et le masquage.

1.1.1 Anéchoïsme

Le principe de base du SONAR actif, comme celui du RADAR, consiste à émettre une onde dans l'environnement et de détecter les ondes éventuellement réfléchies par des obstacles. L'écho renvoyé informe l'émetteur initial sur la présence de l'objet. Pour ne pas être détecté, l'objet ne doit pas renvoyer d'écho, ou très peu : il devient alors furtif. Cela peut être envisagé en modifiant la forme de la coque, ou encore en absorbant l'onde incidente. Dans le cas de la détection sous-marine, les ondes électromagnétiques utilisées par le système RADAR sont inadaptées à la propagation dans l'eau, et elles laissent place aux ondes acoustiques. Pour ne pas réfléchir le signal incident, certaines parties de la coque du navire sont couvertes d'un revêtement acoustique absorbant. Le matériau en place est utilisé pour renvoyer le moins d'écho possible : on parle alors de revêtement anéchoïque. Plus précisément, l'anéchoïsme correspond à la réduction de l'écho d'une surface initialement considérée rigide, donc parfaitement réfléchissante (figure 1.1).

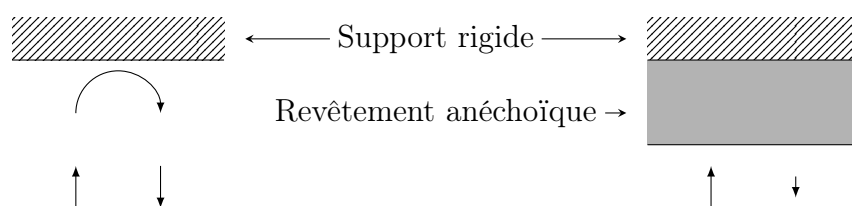


FIGURE 1.1 – Schéma du principe d'anéchoïsme

1.1.2 Masquage

Un des enjeux majeurs pour un sous-marin est de ne pas éveiller de soupçon sur sa présence. Immergé, il disparaît de la vue et cela renforce sa discrétion. La discrétion se joue également sur la dimension acoustique. En effet, le SONAR connaît un autre mode de fonctionnement, dit passif. À la place d'émettre une onde (système actif), l'opérateur

SONAR écoute les sons présents autour de lui et cherche à détecter des activités sous-marines comme les bruits de moteurs ou le fonctionnement d'hélices. Pour rester discret, le sous-marin doit donc rayonner le moins de bruit possible. Une des méthodes d'atténuation du bruit passe aussi par un revêtement acoustique qui vient isoler le bâtiment de son environnement. Un tel matériau sera apprécié sur sa capacité à réduire le rayonnement acoustique des vibrations de la coque : c'est le masquage (figure 1.2).

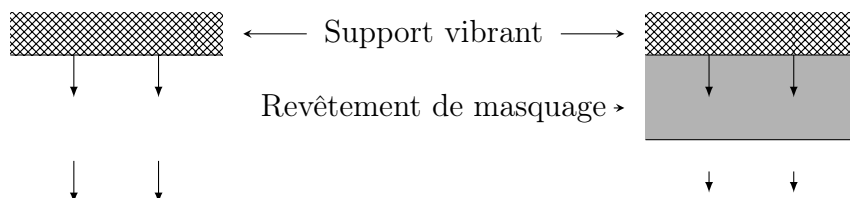


FIGURE 1.2 – Schéma du principe de masquage

Pour les fonctionnalités d'anéchoïsme ou de masquage, les matériaux envisagés pour traiter acoustiquement la coque d'un sous-marin doivent présenter de bonnes capacités d'absorption ou d'atténuation de l'énergie acoustique, et être compatibles avec l'environnement marin. Les élastomères sont un candidat adéquat pour cette application, même s'ils doivent être adaptés pour être efficaces acoustiquement.

1.2 Solutions usuelles

1.2.1 Matériaux micro-inclusionnaires

Les élastomères représentent une famille de matériaux qui peut répondre aux problèmes d'amortissement vibratoire. Le caractère visco-élastique de certains polymères leur permettent de dissiper l'énergie vibratoire et leurs caractéristiques sont en adéquation avec l'eau. Cependant, pour les matières polyuréthanes, la célérité des ondes longitudinales est proche de celle de l'eau et la célérité des ondes transverses est faible. La densité volumique est elle aussi semblable à celle de l'eau. De ce fait, un tel matériau est pratiquement transparent en acoustique lorsqu'il est immergé dans l'eau.

L'ajout de micro-inclusions modifie significativement les caractéristiques d'un matériau donné en fonction de la fréquence d'excitation. En régime quasi-statique et en tenant compte de leur répartition aléatoire, le comportement en basse fréquence est retrouvé à l'aide de différents modèles, tel celui de Kuster et Toksöz [1]. Dans ce cas, les longueurs d'ondes sont très grandes devant la taille des inclusions et le matériau peut encore être considéré comme étant homogène isotrope. La présence de micro-bulles d'air diminue les célérités effectives et accroît l'absorption du matériau (figure 1.3). L'ajout de particules denses peut également faire varier la densité du matériau. Il devient alors possible d'ajuster les performances d'un matériau pour l'utiliser dans des fonctions de masquage ou d'anéchoïsme. Actuellement, les études se poursuivent dans ce domaine [2] car tous les phénomènes qui entrent en jeu ne sont pas encore bien pris en compte dans les modèles existants.

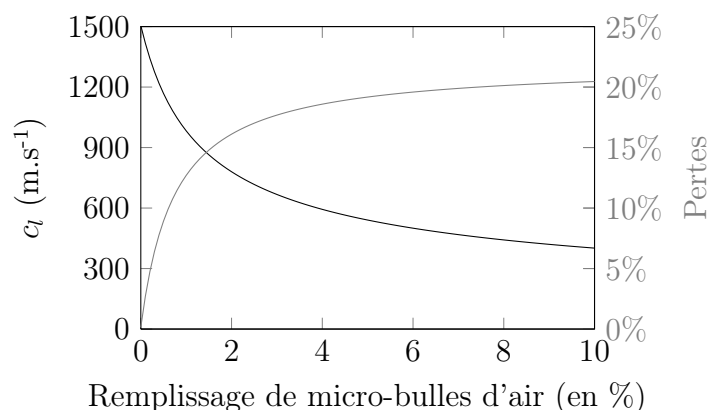


FIGURE 1.3 – Exemple d'évolution de la célérité c_l des ondes longitudinales et des pertes visqueuses dans un polyuréthane en fonction du taux de micro-inclusions d'air.

Certains travaux plus récents sur les inclusions à répartition aléatoire considèrent désormais des inclusions de plus grande taille par rapport à la longueur d'onde [3,4]. Dans ce cas, les modèles d'approximation basés sur le régime quasi-statique ne s'appliquent plus. Les résultats de ces travaux présentent des performances intéressantes et certains mécanismes sont semblables à la résonance des bulles d'air dans l'eau.

Pour des raisons de fabrication, une répartition *organisée* des inclusions est souvent considérée. La répétition d'un schéma périodique est la plus simple organisation qui soit. Les paragraphes qui vont suivre se concentrent sur les matériaux à structure périodique, à commencer par le premier à avoir été fabriqué dans le cadre de la discrétion sous-marine : le revêtement *Alberich*.

1.2.2 Revêtement à inclusions d'air : Alberich

Présentation générale

La discrétion acoustique sous-marine a fait son entrée lors de la seconde guerre mondiale. L'allemand Hervin Meyer, pionnier de son époque en acoustique, a travaillé dans les laboratoires militaires allemands pour la mise au point d'un revêtement anéchoïque haute fréquence qui a équipé l'un des *U-boote*, sous-marins de la Kriegmarine. Meyer aboutit à une solution baptisée « Alberich », en référence à un personnage issu des légendes germaniques qui avait le pouvoir de se rendre invisible. La couverture Alberich est un revêtement en caoutchouc régulièrement perforé d'inclusions de deux tailles (figure 1.4). La présence de ces inclusions d'air permet l'absorption de l'énergie acoustique autour de deux fréquences qui correspondent à celles utilisées par le SONAR adverse. En effet, les inclusions soumises à une onde d'excitation entrent en résonance et dissipent l'énergie dans le matériau. Après la guerre, Meyer a pu consigner tous ses résultats d'expériences dans un rapport de l'US Navy [5] paru en 1950.

Les revêtements sous-marins basés sur la technologie Alberich - à savoir les matériaux à inclusions (de fluide ou vide) dans une matrice solide selon une périodicité dans deux directions - ont depuis suscité beaucoup d'études. Les premières études reprennent la

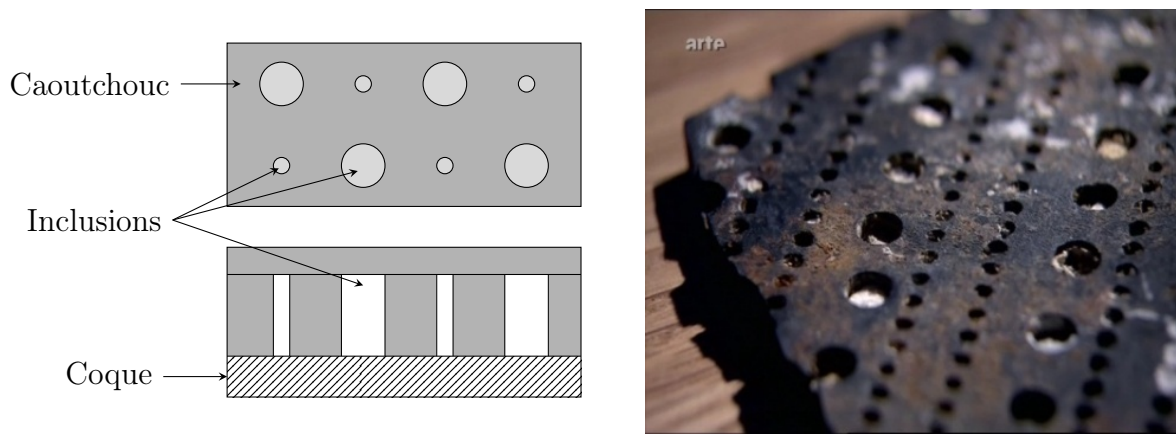


FIGURE 1.4 – Description du revêtement reproduite d'après le rapport de Meyer [5] illustré par une photographie d'un reste d'épave.



FIGURE 1.5 – Résonances des inclusions cylindriques d'air soumises à une onde plane en incidence verticale : a. mode "peau-de-tambour" ; b. mode radial.

structure développée par Meyer, à savoir des inclusions cylindriques dans une matrice viscoélastique. Les travaux de Gaunaud mettent en évidence les modes de respiration, où la paroi radiale des inclusions cylindriques s'étire et se comprime [6]. Lane s'intéresse plus à la résonance des parois plates, un mode aussi appelé "peau-de-tambour" [7] (figure 1.5). Gaunaud s'intéressera par la suite aux inclusions sphériques et aux propriétés effectives des matériaux en fonction de la fréquence [8–12]. Ces derniers travaux considèrent une répartition aléatoire des inclusions.

Plus tard, Audoly mesure des panneaux ayant une répartition d'inclusions aléatoire ou périodique [13]. Il compare ses résultats expérimentaux aux modèles analytiques d'homogénéisation. Il confirme que ces modèles sont fiables pour de faibles concentrations d'inclusions. Il annonce également que les matériaux périodiques sont mieux prédits par la méthode des éléments finis. En effet, le développement des outils numériques ont permis une nouvelle analyse des revêtements Alberich par la méthode des éléments finis. Ainsi, Hladky-Hennion *et al.* modélisent un revêtement périodique selon une [14] puis deux directions [15, 16]. La modélisation numérique permet de retrouver les mécanismes de résonances des inclusions (modes radial et "peau-de-tambour") annoncés plus tôt. Ce type de matériaux affiche de bonnes performances en matière d'anéchoïsme. On note également que les mécanismes d'absorption sont complexes. Les modèles simples sont des

premières approximations que la modélisation numérique vient renforcer sans avoir besoin d'hypothèses sur la forme des inclusions et les matériaux utilisés.

Plus récemment, Ivansson utilise une théorie des ondes semi-analytique pour étudier un tel revêtement disposé sur une coque en acier. Les inclusions, sphériques, permettent une conversion des ondes longitudinales en ondes transversales dans la matrice, ce qui favorise l'absorption de l'énergie acoustique. L'épaisseur du revêtement ne représente alors que 6% de la longueur d'onde d'une onde longitudinale, ce qui est bien inférieur au classique quart d'onde requis pour une absorption efficace. Les effets visqueux de la matrice atténuent le phénomène mais permettent l'absorption [17]. Pour une épaisseur de revêtement fixée, le pic en absorption peut glisser en basse fréquence en utilisant un matériau pour lequel la vitesse des ondes transversales diminue, dans la limite de la faisabilité sur le plan technologique.

Paramètres

Le revêtement Alberich s'appuie sur la résonance des inclusions. Meyer a opté pour des inclusions cylindriques de deux diamètres différents. Dans le but d'étendre le principe Alberich à d'autres domaines d'applications ou couvrir d'autres gammes de fréquences avec de nouvelles contraintes, plusieurs travaux ont exploré de nouvelles géométries.

Ainsi, les structures géométriques à adaptation graduelle (prismes, pyramides...) telles que celles utilisées dans les bassins de mesure pour réduire les échos sur les parois ont inspiré un concept. Une structure élastomère constituée d'inclusions gazeuses en forme de pointes paraboliques a fait l'objet d'une étude réalisée par Hladky [18]. Dans ce rapport, la relation entre le volume de l'inclusion et la fréquence de résonance est mise en évidence. L'influence de la pression statique sur la résonances des inclusions a été étudiée dans la limite des outils de simulations. L'influence de la pression statique sur le comportement dynamique avait déjà été soulignée dans les revêtements souples [2, 19]. Pour protéger les revêtements les plus sensibles à la pression statique, Panigrahi *et al.* proposent de disposer les revêtements de part et d'autre de la coque du sous-marin. Ainsi, le revêtement ayant un fort remplissage d'air, utilisé pour le masquage du bâtiment, pourrait être disposé de l'autre côté du support, c'est-à-dire à l'intérieur de la coque [20].

La recherche de nouvelles formes d'inclusion dans un matériau périodique s'est poursuivie par Ivansson. Les inclusions sphériques sont changées en cavités ellipsoïdales. Il utilise une méthode de calcul LMS (Layer Multiple Scattering) et propose des critères d'optimisation [21]. Pour un volume de l'inclusion unitaire constant, Calvo *et al.* ont étudié le comportement des sphères aplaties [22]. Cette modification permet (sous certaines conditions) une résonance plus basse en fréquence que les sphères. Le facteur de qualité de cette résonance est lui aussi plus faible : le pic est moins important mais plus large en fréquence.

Ivansson s'intéresse aussi au cas de géométries 2D à travers des inclusions cylindriques de longueurs infinies. Comparée à des inclusions sphériques de même rayon, l'épaisseur du matériau peut être réduite d'un facteur trois pour une efficacité équivalente [23]. Toujours en géométrie 2D d'inclusions cylindriques, Yang *et al.* enrobent cette fois les cavités d'une gaine viscoélastique ce qui permet d'augmenter la dissipation de l'énergie acoustique lors de la résonance de l'inclusion [24].

S'intéressant à la résonance des bulles, Leroy *et al.* fabriquent un matériau élastique très souple dans lequel des inclusions d'air sont disposées à espace régulier. Le mécanisme de résonance des inclusions – exploité dans les revêtements Alberich – est couplé à un effet du réseau périodique d'inclusions. Cela se traduit par un creux en transmission. Les inclusions sont réparties sur quatre couches, ce qui implique une structure périodique selon trois dimensions. L'auteur observe que les effets conjugués donnent une meilleure performance en transmission par rapport à l'effet répété d'une simple couche. La structure étudiée combine la résonance des inclusions avec les effets de périodicité [25].

Bilan

La technologie Alberich, apparue lors de la Seconde Guerre Mondiale, a depuis été beaucoup étudiée et modélisée à l'aide de divers outils. Cette connaissance du sujet a ouvert la voie à une amélioration des performances par le biais d'une optimisation de la forme des inclusions, par exemple. De manière générale, le point faible de la technologie réside dans sa forte concentration d'air qui la rend sensible à la pression hydrostatique que l'on trouve dans les profondeurs sous-marines. Certains travaux ont su combiner la résonance des inclusions avec les effets propres liés à la périodicité d'une structure. Les structures périodiques utilisées en acoustique relèvent d'un autre sujet, plus récent, que nous abordons maintenant : le cristal phononique.

1.3 Technologies modernes

1.3.1 Cristal phononique

Dans l'approximation des milieux continus, les ondes acoustiques se propagent à une vitesse donnée dans le matériau quelle que soit la fréquence. Le milieu est alors considéré non dispersif. Pourtant, la propagation des ondes acoustiques peut être modifiée par des interférences à la traversée de milieux hétérogènes. Le cas pratique qui nous intéresse ici est une modification périodique des propriétés élastiques du milieu.

Pour comprendre le phénomène d'interférence, le cas simple de deux lignes semi-réfléchissantes, séparées d'un espace de longueur d est considéré (figure 1.6). Lorsqu'une onde plane arrive sous une incidence θ , une partie de son énergie est réfléchi par la première ligne et le reste par la seconde ligne. La différence de marche entre les deux rayons réfléchis est égale à $2d \sin \theta$. Si cette distance est égale à un nombre entier de longueur d'onde (λ), les signaux réfléchis sont en phase et l'interférence est constructive : l'énergie s'additionne et la réflexion est totale. A l'inverse, les ondes réfléchies peuvent être déphasées d'une demi-longueur d'onde. A ce moment là, les ondes réfléchies sont en opposition de phase, se compensent et il n'y a aucune réflexion. Ce résultat est similaire à la loi de Bragg qui s'écrit :

$$n\lambda = 2d \sin \theta \tag{1.1}$$

avec n un entier. Cet exemple simple montre qu'un milieu hétérogène avec un espacement caractéristique (ici d) peut permettre ou non la propagation d'une onde acoustique en fonction de la fréquence de l'onde et de son angle d'incidence θ .

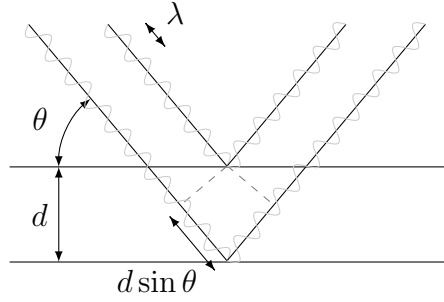


FIGURE 1.6 – Dispositif semi-réfléchissant illustrant les interférences à la réflexion

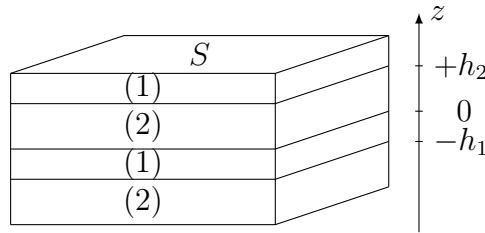


FIGURE 1.7 – Structure périodique selon une dimension

Projetons-nous maintenant dans un réseau périodique. Les outils dédiés à l'étude des matériaux périodiques sont développés dans l'annexe A. Par souci de simplicité, la périodicité selon une seule dimension est considérée ici. C'est le cas d'un empilement alterné de couches de deux matériaux, indicés $i = 1$ ou 2 . Chaque matériau a une épaisseur h_i petite devant les côtés de la surface S et $h = h_1 + h_2$ (figure 1.7). La structure obtenue est h -périodique selon l'axe z , et par conséquent, elle est $2\pi/h$ périodique dans l'espace des nombres d'onde. De plus, Brillouin montre que l'espace des nombres d'onde est symétrique par rapport à $k = 0$ [26]. De ce fait, l'étude de la structure peut se limiter à l'intervalle entre 0 et π/h pour les nombres d'onde k : sa représentation est la courbe de dispersion. La structure périodique constituée de deux matériaux isotropes en couches successives est assez simple pour retrouver analytiquement son équation de dispersion.

On considère une onde incidente dont la polarisation est parallèle à l'axe z . Son déplacement s'écrit alors

$$u_i = a_i \cos k_i z + b_i \sin k_i z \quad (1.2)$$

où k_i est le vecteur d'onde longitudinal dans le matériau i défini par

$$k_i = \frac{\omega}{c_l^{(i)}} \quad (1.3)$$

avec $c_l^{(i)}$ le célérité de l'onde longitudinale qui s'exprime par :

$$c_l^{(i)} = \sqrt{\frac{c_{33}^{(i)}}{\rho_i}} \quad (1.4)$$

où $c_{33}^{(i)}$ est la constante de rigidité élastique et ρ_i est la masse volumique.

La relation de dispersion se retrouve à partir des conditions aux limites de la structure. Le déplacement à travers un type de couche nécessite la connaissance de deux inconnues : a_i et b_i . Il est nécessaire d'avoir deux conditions aux limites pour l'équation de ce déplacement. Si la structure est constituée de N matériaux, il faut alors $2N$ conditions. Dans notre exemple, deux matériaux sont utilisés et quatre conditions aux limites suffisent pour la résolution.

La première des conditions est la continuité de déplacement en $z = 0$.

$$u_1|_{z=0} = u_2|_{z=0} \quad (1.5)$$

ce qui revient (d'après l'équation 1.2) à l'égalité

$$a_1 = a_2 \quad (1.6)$$

Le vecteur de polarisation est normal par rapport aux interfaces. Une condition de continuité de la contrainte en $z = 0$ s'applique.

$$T_z^{(1)}|_{z=0} = T_z^{(2)}|_{z=0} \quad (1.7)$$

Or, la loi de Hooke définit la contrainte comme étant :

$$T_z^{(i)} = c_{33}^{(i)} \frac{\partial u_i}{\partial z} \quad (1.8)$$

La relation 1.7 peut se réécrire

$$c_{33}^{(1)} \frac{\partial u_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = c_{33}^{(2)} \frac{\partial u_2}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (1.9)$$

qui, si on applique la forme de l'équation 1.2, se résume à

$$c_{33}^{(1)} k_1 b_1 = c_{33}^{(2)} k_2 b_2 \quad (1.10)$$

Dans un milieu h -périodique, la relation de phase de Bloch-Floquet impose pour toute fonction d'onde f de nombre d'onde k :

$$f(z + h) = e^{jkh} f(z) \quad (1.11)$$

Cette relation met en évidence la dimension h caractéristique du réseau avec la valeur recherchée k de la structure périodique. Elle peut s'appliquer au déplacement dans le réseau :

$$u_2|_{z=h_2} = e^{jkh} u_1|_{z=-h_1} \quad (1.12)$$

et être développée à l'aide de l'équation 1.2

$$a_2 \cos k_2 h_2 + b_2 \sin k_2 h_2 = e^{jkh} (a_1 \cos k_1 h_1 - b_1 \sin k_1 h_1) \quad (1.13)$$

La condition périodique peut également s'appliquer à la contrainte dans la structure :

$$T_z^{(2)}|_{z=h_2} = e^{jkh} T_z^{(1)}|_{z=-h_1} \quad (1.14)$$

	E (10^{11} Pa)	ν	ρ (kg.m^{-1})	c_l (m.s^{-1})	c_t (m.s^{-1})
Acier	2.15	0.31	7800	6181	3244
Tungstène	3.42	0.26	17470	4894	2787

TABLE 1.1 – Valeurs caractéristiques de l’acier et du tungstène pour la structure bicouche.

qui se décline à l’aide de l’équation 1.8 :

$$c_{33}^{(2)} \frac{\partial u_2}{\partial z} \Big|_{z=h_2} = e^{jkh} c_{33}^{(1)} \frac{\partial u_1}{\partial z} \Big|_{z=-h_1} \quad (1.15)$$

Suivant l’équation 1.2, le développement final donne :

$$c_{33}^{(2)} k_2 (-a_2 \sin k_2 h_2 + b_2 \cos k_2 h_2) = e^{jkh} c_{33}^{(1)} k_1 (a_1 \sin k_1 h_1 + b_1 \cos k_1 h_1) \quad (1.16)$$

Quatre conditions sont trouvées à travers les équations 1.6, 1.10, 1.13 et 1.16. Ces équations constituent un système matriciel tel que ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 & -1 \\ -e^{jkh} \cos k_1 h_1 & e^{jkh} \sin k_1 h_1 & \cos k_2 h_2 & \sin k_2 h_2 \\ e^{jkh} \gamma \sin k_1 h_1 & e^{jkh} \gamma \cos k_1 h_1 & \sin k_2 h_2 & -\cos k_2 h_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

où

$$\gamma = \frac{c_{33}^{(1)} k_1}{c_{33}^{(2)} k_2} \quad (1.18)$$

Le rapport 1.18, si on le développe à l’aide des définitions 1.3 et 1.4, est le rapport des impédances caractéristiques $Z_i = c_l^{(i)} \rho_i$ des deux matériaux :

$$\gamma = \frac{c_l^{(1)} \rho_1}{c_l^{(2)} \rho_2} = \frac{Z_1}{Z_2} \quad (1.19)$$

Pour trouver des solutions non triviales pour les valeurs a_i et b_i , il faut annuler le déterminant de la matrice 1.17 ce qui donne une équation du second degré dont la partie réelle est la suivante :

$$\cos k(h_1 + h_2) = \cos k_1 h_1 \cos k_2 h_2 - \frac{1}{2} \left(\gamma + \frac{1}{\gamma} \right) \sin k_1 h_1 \sin k_2 h_2 \quad (1.20)$$

Cette équation de dispersion permet d’obtenir la courbe de dispersion d’un matériau bicouche périodique. A titre d’exemple, une structure constituée alternativement de lames d’acier de 6mm d’épaisseur et de tungstène de 4mm d’épaisseur est considérée. Les caractéristiques des matériaux sont données dans le tableau 1.1. La courbe de dispersion correspondante est dessinée figure 1.8.

La courbe de dispersion représente les modes de propagation à la fréquence ω en fonction du nombre d’onde k . Elle permet d’identifier les bandes de fréquences appelées bandes

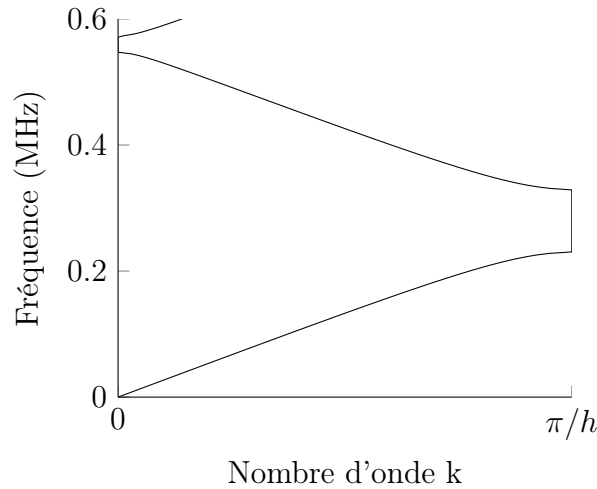


FIGURE 1.8 – Courbe de dispersion de la structure bicouche acier (6mm) -tungstène (4mm) en réseau périodique selon une direction (figure 1.7).

passantes et bandes d'arrêt. Les bandes passantes ont un nombre d'onde k réel. Les bandes d'arrêt ont un nombre d'onde complexe dont la partie réelle est fixée à π/h ou 0 et la partie imaginaire représente le caractère évanescent de l'onde. La représentation classique n'affiche que la partie réelle du nombre d'onde, comme sur la figure 1.8. Une partie de cette thèse s'intéressera à considérer et à représenter la partie imaginaire. Au final, la structure périodique permet la propagation d'onde dans certaines bandes de fréquences et l'interdit pour d'autres. Ce caractère particulier dans les milieux multicouches se retrouve dans les réseaux de diffuseurs ponctuels qui constituent les cristaux phononiques. Le terme phononique est issu du terme photonique qui n'est rien d'autre que la propriété de bloquer certaines gammes de fréquences dans le domaine des ondes lumineuses.

Le concept de cristal phononique est avancé au début des années 90, notamment avec les travaux d'Economou [27] et de Kushwaha *et al.* [28]. Ces derniers présentent le diagramme de bande (ou courbe de dispersion) d'une structure bi-dimensionnelle composée de cylindres d'aluminium dans une matrice de nickel. L'équipe met en évidence une bande interdite absolue - aussi appelé *absolute band-gap* - c'est-à-dire une bande interdite qui existe quel que soit l'angle d'incidence. Ce n'est que deux ans plus tard qu'un premier résultat expérimental apparaît, autour d'un objet qui n'a pas été créé dans un but scientifique. En effet, il s'agit de la sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere qui est exposée dans les jardins de la *Juan March Foundation* à Madrid. L'œuvre consiste en un ensemble de cylindres d'acier de 2,9 mm de rayon espacés selon un pas de réseau carré de 10 cm (figure 1.9). Une équipe scientifique mesura la transmission acoustique à travers la structure et observa un pic d'atténuation centré sur la fréquence 1,7 kHz [29]. Cet effet ne se retrouvant que suivant une direction particulière [30], on parle parfois de *partial band-gap*.

La recherche s'est portée sur les paramètres régissant les bandes interdites parmi lesquels le fort contraste des densités volumiques, celui des vitesses de propagation ou encore le taux de remplissage de diffuseurs. Plus récemment, une équipe s'est intéressée à l'in-



FIGURE 1.9 – Sculpture minimaliste d’Eusebio Sempere dans les jardins de la Juan March Fundation (Madrid)

fluence des matériaux viscoélastiques composant le cristal phononique. Il est apparu que la position et la largeur des bandes d’arrêt dépendaient de la viscosité de la matrice d’accueil [31]. D’autres axes de recherche exploitant les cristaux phononiques sont développés. On peut citer la conception de cavité résonante, qui repose sur l’introduction d’un défaut dans la structure périodique [32]. De même, il est possible de guider des ondes le long d’un « chemin » créé au sein d’un cristal phononique [33].

Le concept de matériaux interdisant la propagation des ondes dans certaines gammes de fréquences présente un intérêt dans plusieurs domaines d’applications : les structures anti-vibrations, les transducteurs, le filtrage et le traitement de signal, ou encore l’isolation acoustique. Cette dernière application présente cependant une limite dans le traitement des très basses fréquences. En effet, la bande d’arrêt due à l’effet de réseau – appelée bande d’arrêt de Bragg – concerne les fréquences pour lesquelles la longueur d’onde est du même ordre de grandeur que le pas du réseau. Les dimensions de la structure sont d’autant plus grandes que les fréquences traitées sont basses. Ceci mène à un problème pratique d’encombrement lors du traitement des très basses fréquences. C’est en suivant cette contrainte que l’équipe de Martinez-Sala a proposé le concept de forêt avec une disposition périodique des arbres dans le but d’atténuer les basses fréquences [34].

Les bandes d’arrêt peuvent apparaître grâce aux effets de réseau - c’est-à-dire des bandes d’arrêt de Bragg - mais pas seulement. Dans certains cas, la présence des diffuseurs dans le cristal phononique entraîne une bande d’arrêt plus basse en fréquence que celle de Bragg. Cette bande d’arrêt, liée directement aux inclusions, est appelée bande d’arrêt d’hybridation. C’est le cas par exemple d’inclusions solides dans un milieu élastique [35]. Les modes de résonance qui entrent en jeu sont sujets à études pour la maîtrise de ces nouvelles bandes interdites (ou bandes d’arrêt) [36]. Depuis les années 2000, une nouvelle technologie de structure acoustique a repoussé les performances pour les basses fréquences en opérant quelles que soit les dimensions du réseau. Il s’agit des inclusions à résonances locales.

1.3.2 Inclusions solides à résonance locale

Le concept présenté dans cette nouvelle section fait partie des métamatériaux. La notion de métamatériau concerne les matériaux artificiels ayant une structure hétérogène. Les hétérogénéités de la structure peuvent être très petites face aux longueurs d'onde d'excitation, inférieures au dixième de longueur d'onde par exemple. Dans ce cas, on peut caractériser le matériau globalement en lui attribuant des paramètres effectifs, c'est-à-dire que l'on considère le matériau hétérogène comme un matériau homogène (équivalent). Les paramètres vont rendre compte de l'influence de la structure du matériau, et par conséquent peuvent fortement varier avec la fréquence. Dans cette variation, les paramètres effectifs peuvent atteindre des valeurs extraordinaires (une densité négative, par exemple) qui ne sont pas retrouvées dans les matériaux naturels. Ces matériaux sont alors souvent qualifiés de métamatériaux.

Présentation générale

En 2000, Ping Sheng présenta un nouveau concept pour les matériaux périodiques : les inclusions solides localement résonantes. Le but est de créer une bande de fréquences interdites plus basses en fréquence que la bande interdite de Bragg liée au réseau. Le schéma de son prototype est le suivant : l'inclusion sphérique en acier est enrobée d'une gaine extrêmement souple, dans laquelle la vitesse des ondes transversales est très faible ($\simeq 25$ m/s). Le tout est disposé dans une matrice d'accueil élastique [37] (figure 1.10). Le noyau lourd et sa gaine souple créent un système masse-ressort dont la fréquence de résonance est relativement basse. Pour la plus basse résonance, le pas du réseau de la structure est trois cents fois inférieur à la longueur d'onde pour la fréquence de résonance. La bande interdite spécifique à l'inclusion est appelée bande interdite d'hybridation. Les fréquences filtrées sont inférieures à celle de la bande interdite de Bragg de deux ordres grandeurs. Ce concept vient révolutionner la capacité des matériaux acoustiques à empêcher la transmission des basses fréquences selon une épaisseur de revêtement restreinte [38].

Description, modélisation

Cette avancée a entraîné derrière elle un flot important d'études se basant sur ce nouveau principe. Une partie de ces publications s'occupe à expliquer le phénomène de résonance locale grâce aux systèmes masse-ressort [39, 40], ou encore à l'aide d'un modèle simplifié 1D [41].

Le métamatériau peut être décrit via ses paramètres effectifs : chaque inclusion composée peut être représentée par une inclusion simple avec une masse effective qui prend en compte le comportement global, comme représenté sur la figure 1.11a. Dans ces conditions, la masse effective devient dynamique et atteint des valeurs négatives autour de la fréquence de résonance du système, modélisé par Huang [42]. De même, une chaîne d'inclusions incrustées dans une matrice (figure 1.11b) peut être décrite par les paramètres effectifs d'un milieu considéré uniforme. De cette façon, les autres paramètres comme les modules de compressibilité et de cisaillement peuvent aussi être modélisés sous forme de paramètres effectifs [43].

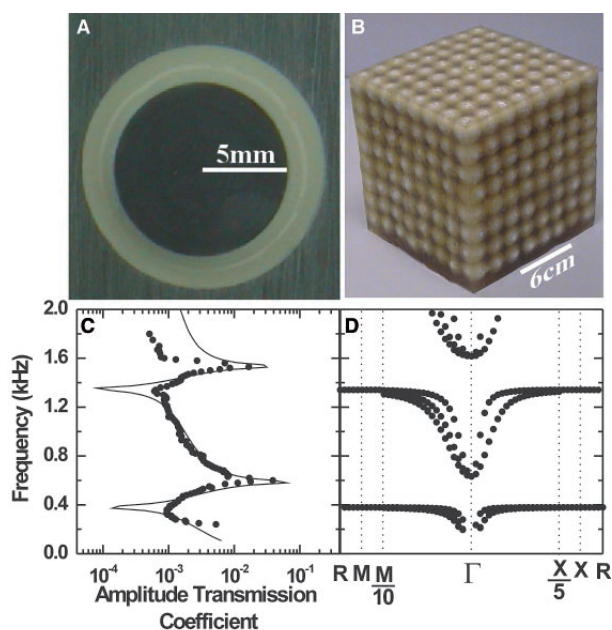


FIGURE 1.10 – Structure et performance du matériau à inclusions résonantes de Ping Sheng (figure extraite de [37]). A : Vue en coupe de la structure basique. B : L'échantillon consiste en une répétition de $8 \times 8 \times 8$ de la structure basique. C : Coefficient de transmission et D : dispersion selon la fréquence.

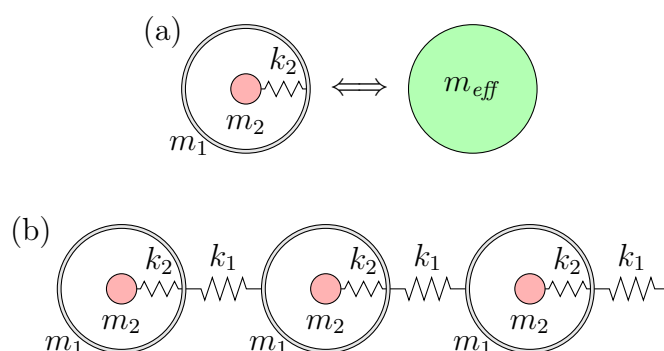


FIGURE 1.11 – Illustration du concept de paramètre effectif pour un système masse-ressort : (a) Homogénéisation d'une inclusion sous un seul paramètre effectif ; (b) Chaîne d'inclusions incrustées dans une matrice d'accueil.

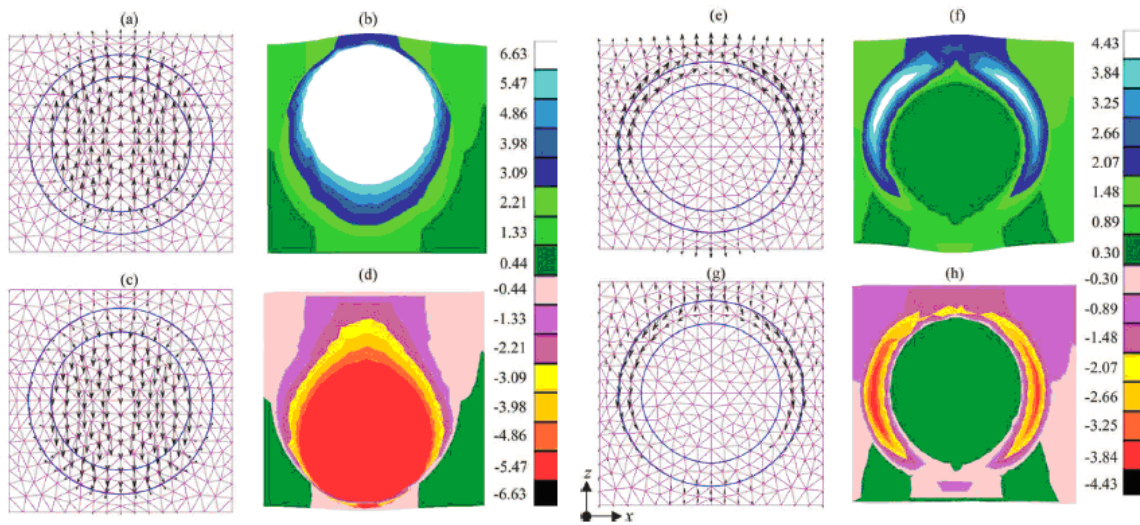


FIGURE 1.12 – Déplacement ($\times 10^{-10}\text{m}$) pour la cellule élémentaire d’une inclusion d’acier enrobée : (a,b,c,d) résonance de l’inclusion dense ; (e,f,g,h) résonance de l’enrobage (figure extraite de [44])

Pour mieux comprendre les phénomènes qui entrent en jeu au moment de la résonance des inclusions, Wen *et al.* modélisent à l’aide de la méthode des éléments finis une sphère d’acier enrobée d’une couche de silicone, le tout dans une matrice polymère viscoélastique. L’équipe visualise les champs de déplacement pour les premières fréquences de résonance (figure 1.12). Le premier pic d’absorption correspond à l’oscillation de la masse dense d’acier, comme il a été identifié jusque là. L’étude met en évidence le fait que le second pic d’absorption est plus marqué. Il provient de la conversion des ondes longitudinales en ondes transversales le long de la gaine souple. Or c’est à travers la propagation transversale (dissipative) que l’énergie acoustique est le mieux absorbée [44].

La même équipe de recherche s’était déjà intéressée à cette conversion des ondes via les effets de diffusion sur les inclusions et s’était penchée sur l’influence de la viscosité de la gaine. La viscosité permet d’améliorer l’absorption de l’énergie acoustique et évite la réflexion de l’onde. Cependant, la viscosité inhibe la résonance de l’inclusion. Zhao avancera un rapport optimal entre le rayon du cœur dense et celui de la gaine souple pour un compromis entre une bonne absorption et une réflexion minimale [45, 46]. Pour atteindre des fréquences de résonance toujours plus basses, la tendance est à diminuer la vitesse des ondes transversales dans la gaine. Cependant, il est souligné qu’une célérité de l’onde transversale trop faible au niveau de la gaine souple est défavorable à la conversion longitudinale vers transversale à cause de la différence des célérités et la dissipation est moindre [47].

Pour pallier au fait que la bande de fréquence efficace soit étroite, plusieurs inclusions de géométries différentes peuvent être conjointement utilisées. Selon les objectifs et contraintes fixés, il est possible de rechercher une configuration optimisée en jouant sur un certain nombre de paramètres, tels que les caractéristiques des matériaux ou les dimensions de l’inclusion [48].

Bilan

Sheng a ouvert une nouvelle voie au traitement des ondes basse fréquence. Le principe des résonateurs locaux est indépendant de la disposition périodique. Il peut éventuellement renforcer la performance d'un cristal phononique en ouvrant des bandes interdites supplémentaires. De plus, au-delà de ne pas transmettre les ondes, les matériaux typiquement utilisés permettent une bonne absorption de l'énergie acoustique. Au final, cela fait du concept un bon candidat pour des revêtements anéchoïques. C'est d'ailleurs dans cette optique que déjà parmi les recherches citées, certaines considèrent les performances du revêtement lorsque celui-ci est adossé à une plaque en acier. La section suivante traite spécifiquement des conclusions obtenues dans ce cadre.

1.4 Considération du support en acier

Le dispositif d'absorption a en effet été remis dans un contexte d'utilisation, à savoir celui de l'anéchoïsme en acoustique sous-marine. Dans cette situation, les matériaux absorbants seront collés sur les coques des bâtiments. Sachant cela, plusieurs équipes de recherche se sont intéressées au comportement des matériaux absorbants disposés sur des plaques en acier. Le bénéfice de considérer la plaque d'acier en guise de support est mis en évidence à travers une étude s'intéressant aux trois technologies classiques d'absorption sous-marine (figure 1.13) :

- le revêtement viscoélastique sans inclusions,
- le revêtement à inclusions d'air (Alberich) et
- le revêtement à résonateurs locaux.

Dans chacun des cas, l'absorption d'une plaque de matériau acoustique entourée de part et d'autre d'eau a été comparée à l'absorption de la même plaque disposée sur un support en acier d'épaisseur finie à l'arrière duquel l'eau a été remplacée par de l'air. Cette situation est représentative d'un revêtement acoustique posé sur coque résistante d'un sous-marin. Pour chaque revêtement, l'absorption est améliorée. Non seulement les

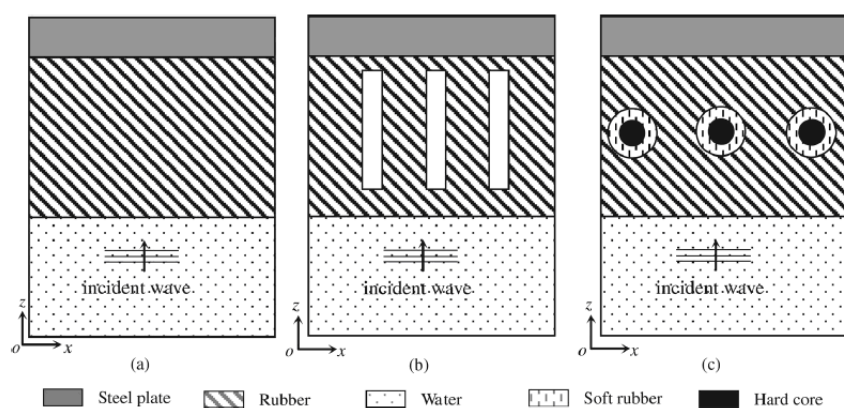


FIGURE 1.13 – Modèle des structures étudiées : (a) sans inclusions (b) avec inclusions d'air et (c) avec inclusions résonantes (figure extraite de [49])

performances propres au revêtement sont améliorées, mais une nouvelle résonance plus basse fréquence apparaît et entraîne un nouveau pic d'absorption. Cette résonance est liée au déplacement du support en acier et à la compression en épaisseur du revêtement. Ces deux éléments recréent un système masse-ressort, d'autant plus bas en fréquence que la plaque d'acier est lourde (épaisse) ou que le revêtement est souple (module d'Young faible) [49–51].

1.5 Conclusion

Le domaine des matériaux absorbants pour l'acoustique sous-marine s'est fortement développé depuis sa naissance à la moitié du XX^{ème} siècle. La technologie Alberich, première de toutes, a depuis été maintes fois étudiée et modifiée. La géométrie périodique de ce revêtement historique a inspiré le rapprochement avec la technologie récente des cristaux phononiques. Les effets liés à la périodicité d'une structure sont dignes d'intérêt, dans un domaine où la maîtrise de la propagation des ondes est recherchée. Plus récemment encore, les inclusions solides localement résonantes viennent repousser les limites des performances acoustiques basse fréquence. Leur efficacité est telle que les structures performantes n'ont pas besoin d'un réseau de plusieurs rangées d'inclusions dans le sens de l'épaisseur et peuvent se limiter à une ou deux couches d'inclusions, retrouvant par là même le dispositif initial initié par les revêtements Alberich.

Avec de telles possibilités, le contexte applicatif est de plus en plus directement traité, notamment en travaillant sur l'influence du support en acier. Et c'est grâce à tous ces résultats prometteurs que les structures périodiques représentent un candidat de choix pour le développement de revêtements absorbants efficaces. C'est pourquoi les technologies décrites dans ce chapitre vont inspirer les structures étudiées dans cette thèse. Pour pouvoir modéliser et analyser chacune de ces structures, les outils numériques mis à contribution sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Outils de modélisation

Cette partie traite des outils numériques pour la modélisation et l'analyse des structures acoustiques périodiques. La majorité des calculs est basée sur la méthode des éléments finis, à travers le logiciel ATILA. Les grandeurs physiques recherchées sont détaillées une à une. Certaines, comme la réflexion et la transmission, sont le résultat direct des simulations ; d'autres (anéchoïsme, masquage) peuvent en être déduites. Un intérêt particulier pour les courbes de dispersion avec des nombres d'ondes complexes entraîne la mise en place de deux méthodes : celle dite de Bianco & Parodi, et la méthode de matrice de transfert.

Sommaire

2.1	Logiciel d'éléments finis	31
2.1.1	Description	31
2.1.2	Grandeurs calculées	31
2.2	Méthode de Bianco & Parodi	37
2.2.1	Avant-propos sur les notations utilisées	37
2.2.2	Inversion des relations de Fresnel	39
2.2.3	Méthode différentielle de Bianco & Parodi	40
2.3	Méthode de la matrice de transfert	43
2.3.1	Principe	43
2.3.2	Application numérique	44
2.3.3	Résultats	45
2.4	Conclusion	47

2.1 Logiciel d'éléments finis

2.1.1 Description

L'étude des cristaux phononiques peut faire appel à de nombreux outils numériques différents. Dans ce manuscrit, la méthode des éléments finis est essentiellement utilisée. Cette méthode numérique repose sur la discrétisation d'éléments connectés par des nœuds. Chaque nœud est en relation avec ses voisins directs en suivant les caractéristiques propres au matériau modélisé, comme représenté sur la figure 2.1. Cet outil a l'avantage de pouvoir modéliser des formes complexes dont la formulation analytique serait difficilement réalisable.

La finesse du maillage doit être adaptée à la gamme de fréquences étudiée. En effet, la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la fréquence. Pour une fréquence élevée, la longueur d'onde devient petite. Il faut s'assurer que cette longueur soit toujours bien supérieure à la distance séparant les points concomitants du maillage. La résolution numérique du logiciel utilisé passe par une interpolation quadratique. Dans ces conditions, la plus grande dimension d'une maille ne doit pas dépasser le quart de longueur d'onde afin d'assurer des résultats fiables [15]. Cette contrainte entraîne un maillage d'autant plus fin que l'étude est haute en fréquence, et que les vitesses de propagation dans le matériau sont basses. L'ensemble des résultats issus de la méthode des éléments finis provient du logiciel ATILA, dont des fonctionnalités spécifiques à l'étude de matériaux à structure périodique ont été développées au laboratoire acoustique de l'IEMN-ISEN [14–16, 52, 53].

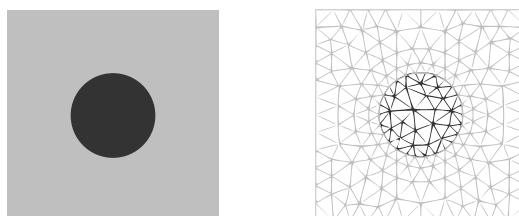


FIGURE 2.1 – Exemple de maillage d'une inclusion circulaire d'un matériau (foncé) dans une matrice d'accueil d'un autre matériau (claire).

2.1.2 Grandeurs calculées

Réflexion et transmission

Le schéma périodique étudié est utilisé dans une structure d'épaisseur finie. Le domaine est découpé en trois régions. Deux régions fluides sont prises en compte de chaque côté de la structure. La région intermédiaire concerne la structure du matériau ou du revêtement étudié. Le maillage comprend alors la structure avec une petite couche de fluide de part et d'autre. Le maillage est limité mais une condition de raccordement est appliquée sur les frontières Ω_{f-} et Ω_{f+} (figure 2.2a) pour considérer une quantité de fluide infinie [15]. D'autre part, une condition de périodicité est appliquée sur les autres frontières. Ainsi, la cellule élémentaire est modélisée dans cette région, puis est considérée répétée dans une ou

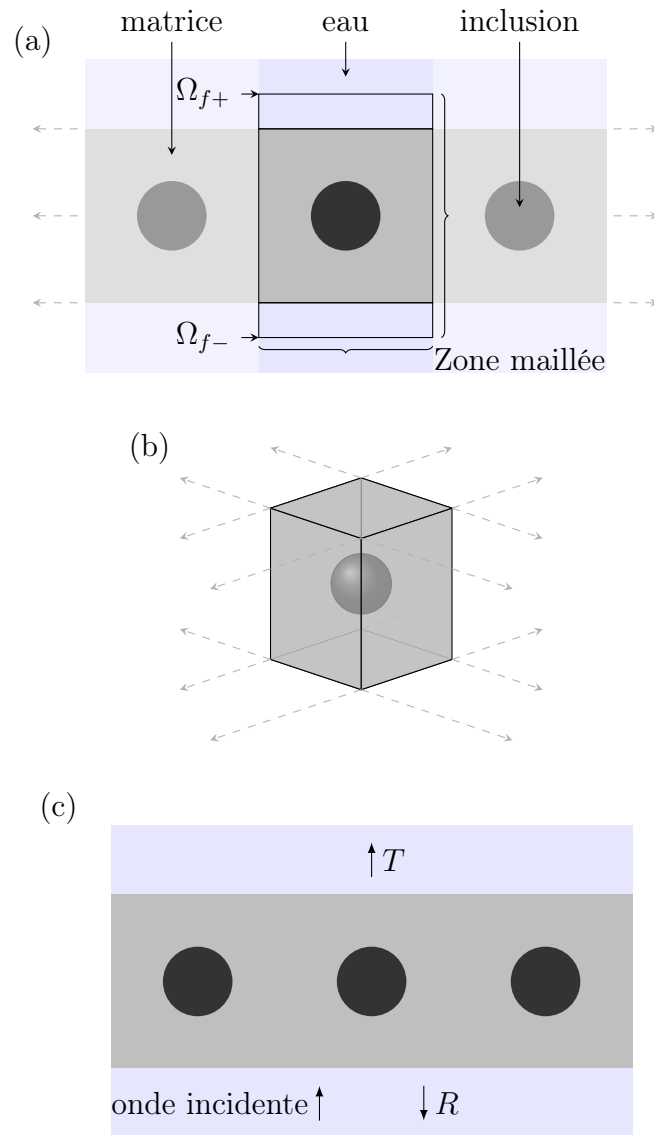


FIGURE 2.2 – Description du maillage d’une structure périodique selon (a) une ou (b) deux directions, indiquées par les flèches en pointillés. (c) Une fois le panneau modélisé, il est soumis à une onde plane incidente et les coefficients de réflexion R et transmission T sont calculés.

deux directions afin de traduire les effets de la périodicité de la structure (respectivement 2D ou 3D) (figure 2.2). Sous cette forme d'épaisseur finie, la structure - ici un panneau - est excitée par une onde incidente provenant du milieu fluide environnant. De là, les coefficients de réflexion R et transmission T de la structure sont retrouvés. C'est à partir de ces coefficients R et T que s'exprime l'absorption acoustique du panneau, à travers l'expression :

$$A = 1 - R^2 - T^2 \quad (2.1)$$

Dans le cas où les pertes ne sont pas pris en compte, l'absorption est toujours nulle.

Anéchoïsme et masquage

Si le panneau est considéré fixé à un support parfaitement rigide, le coefficient de réflexion mesuré correspond au coefficient d'anéchoïsme, c'est-à-dire la réduction de l'écho qui, sans le revêtement, serait nulle (cf. figure 1.1). Cette situation peut être simulée en imposant un déplacement nul sur une face du panneau modélisé, l'autre face étant exposée à la seule région fluide qui subsiste. Le coefficient d'anéchoïsme C_A - comme le coefficient de masquage C_M - peuvent également être exprimés à partir des coefficients de réflexion et de transmission considérés plus tôt [54]. Les expressions de C_A et C_M peuvent être retrouvées simplement [16].

Un panneau plan parallèle à une surface rigide est considéré, le panneau étant immergé dans un domaine fluide. Suivant le dessin de la figure 2.3, une onde excite le panneau en incidence normale. Une partie de l'onde est réfléchiée et une partie est transmise à travers le panneau. L'onde transmise est entièrement réfléchiée sur la paroi rigide et revient sur le panneau. Une partie de l'onde traverse à nouveau le panneau tandis que le reste est réfléchi vers la paroi rigide. Ce schéma se répète indéfiniment jusqu'à ce qu'on puisse considérer qu'il n'y a plus d'énergie acoustique entre le panneau et la paroi rigide. La distance entre le panneau et la paroi peut être réduite sans altérer la démonstration, jusqu'à devenir infiniment petite. La configuration devient alors celle de la mesure du coefficient d'anéchoïsme, représentée dans le chapitre 1 (figure 1.1). L'expression de l'onde totale réfléchiée est obtenue en faisant la somme des termes obtenus suivant le raisonnement

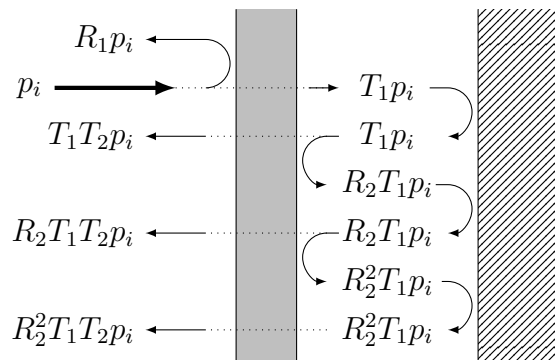


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de déduction du coefficient d'anéchoïsme C_A

décrit sur la figure 2.3 :

$$rp_i = R_1 p_i + T_1 T_2 p_i + T_1 T_2 R_2 p_i + T_1 T_2 R_2^2 p_i + T_1 T_2 R_2^3 p_i + \dots \quad (2.2)$$

où p_i est la pression de l'onde incidente. Les termes R_j et T_j sont les coefficients de réflexion et de transmission du panneau lorsque l'onde est incidente sur la face $j = 1$ ou 2. Le terme r de réflexion globale est associé au terme d'anéchoïsme à travers la relation suivante :

$$C_{A(dB)} = 20 \log \frac{rp_i}{p_i} = 20 \log(r) \quad (2.3)$$

L'expression de r à travers l'équation 2.2 a en partie la forme d'une suite géométrique. Pour un nombre d'itération très grand, le terme C_A , équivalent ici à r , peut se synthétiser

$$C_A = R_1 + \frac{T_1 T_2}{1 - R_2}. \quad (2.4)$$

Dans le cas où le panneau est réversible, $R_1 = R_2 = R$ et $T_1 = T_2 = T$ et l'équation précédente se simplifie

$$C_A = R + \frac{T^2}{1 - R}. \quad (2.5)$$

Il est donc possible d'obtenir C_A :

- à partir de R et T lorsque la plaque est bordée de part et d'autre par de l'eau.
- en modélisant la plaque avec une condition bloquée sur la face arrière et dans ce cas, R correspond à C_A . Les deux méthodes apportent un résultat identique.

Pour déterminer le coefficient de masquage C_M , le raisonnement est similaire. La figure 2.4 reprend le même dispositif que précédemment, à la différence que l'on considère que l'onde incidente provient de la paroi rigide. Lorsque l'onde arrive sur le panneau, une partie est transmise au travers, une autre est réfléchiée vers la paroi. Cette onde réfléchiée va également se réfléchir sur la paroi rigide et une partie de son énergie sera transmise à travers le panneau. Là encore, le schéma se répète indéfiniment.

La mise en équation de l'onde globale transmise découle de la lecture de la figure 2.4 et donne

$$tp_i = T_2 p_i + R_2 T_2 p_i + R_2^2 T_2 p_i + R_2^3 T_2 p_i + \dots \quad (2.6)$$

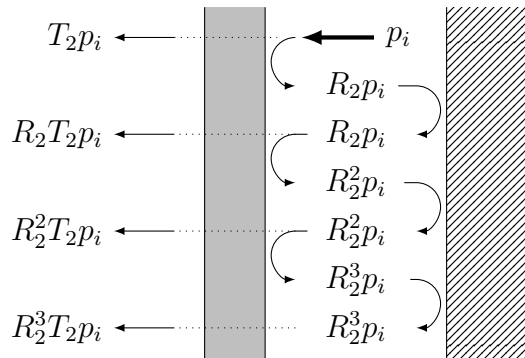


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de déduction du coefficient de masquage C_M

Le coefficient de masquage d'un panneau correspond au rapport de la pression rayonnée par une paroi rigide vibrante recouverte du panneau à la pression rayonnée par la paroi seule. Dans le contexte ici particulier, le coefficient de masquage peut s'écrire

$$C_{M(dB)} = 20 \log \frac{tp_i}{p_i} = 20 \log(t). \quad (2.7)$$

Le terme t déduit de l'expression 2.6 est sous forme d'une suite géométrique. Il se résume à l'expression

$$C_M = \frac{T_2}{1 - R_2}. \quad (2.8)$$

Là encore, si le panneau est réversible, les coefficients de réflexion et de transmission ne dépendent pas de la face insonnifiée. L'expression 2.8 se simplifie par :

$$C_M = \frac{T}{1 - R}. \quad (2.9)$$

Les résultats issus de ce raisonnement ne prennent pas compte de la fixation d'une face du panneau sur le support rigide. Si la modélisation permet de vérifier l'exactitude des résultats trouvés pour l'anéchoïsme, le logiciel ATILA ne permet pas, à l'heure actuelle, de simuler le comportement d'un revêtement de masquage en imposant un déplacement à une face modélisée. Les résultats issus de l'exploitation des formules 2.8 et 2.9 ne peuvent alors pas être confirmés par une simulation numérique directe.

Dispersion

Dans le cadre des cristaux phononiques, il est primordial de s'intéresser au comportement d'un réseau infini. Un réseau infini peut être défini par sa cellule élémentaire, c'est-à-dire le schéma le plus petit qui, répété indéfiniment, retrace le réseau infini (figure 2.5).

En appliquant à la cellule élémentaire les conditions aux limites périodiques, il est possible d'étudier les modes de propagation dans le réseau infini. La représentation de ces modes se fait via la courbe de dispersion [52, 53]. Les solutions de l'équation de dispersion calculées par le logiciel d'éléments finis sont des fréquences pour des valeurs réelles du nombre d'onde k fixées.

La courbe de dispersion indique la présence de modes de propagation selon la fréquence (de l'onde d'excitation). Il est utile de distinguer les modes longitudinaux des modes transversaux, qui peuvent coexister. En effet, une grande partie de cette thèse ne s'intéresse qu'aux ondes provenant d'un fluide en incidence normale à l'interface. Cet angle perpendiculaire au panneau ne peut exciter que les modes longitudinaux de la structure. Pour reconnaître un mode transversal d'un longitudinal, le champ de déplacement du cristal est observé. Si le déplacement est symétrique selon l'axe de propagation de l'onde, le mode est longitudinal, sinon il est transversal (figure 2.6).

La lecture des courbes de dispersion révèle une information utile : celle de bandes passantes et des bandes d'arrêt. Lors de la lecture selon la fréquence, un ou plusieurs nombres d'onde peuvent souvent être associés à la fréquence, ce qui se traduit par l'existence d'un

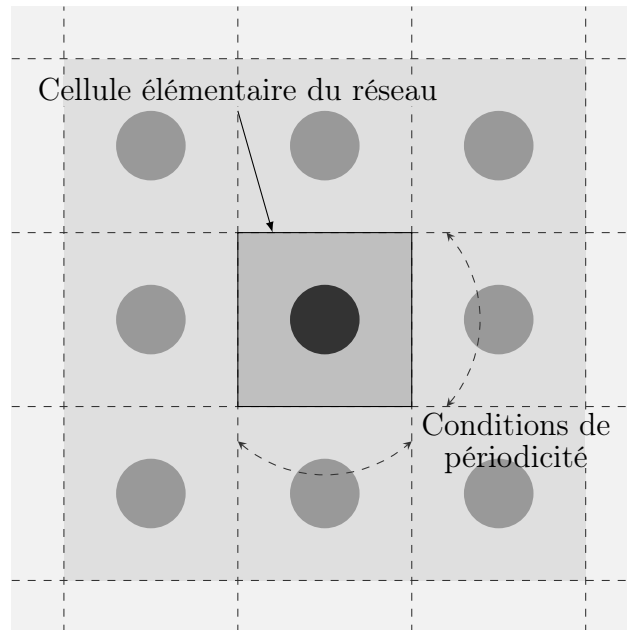


FIGURE 2.5 – Cellule élémentaire suffisante à la définition d’une structure périodique, grâce aux conditions de périodicité appliquée sur les faces opposées.

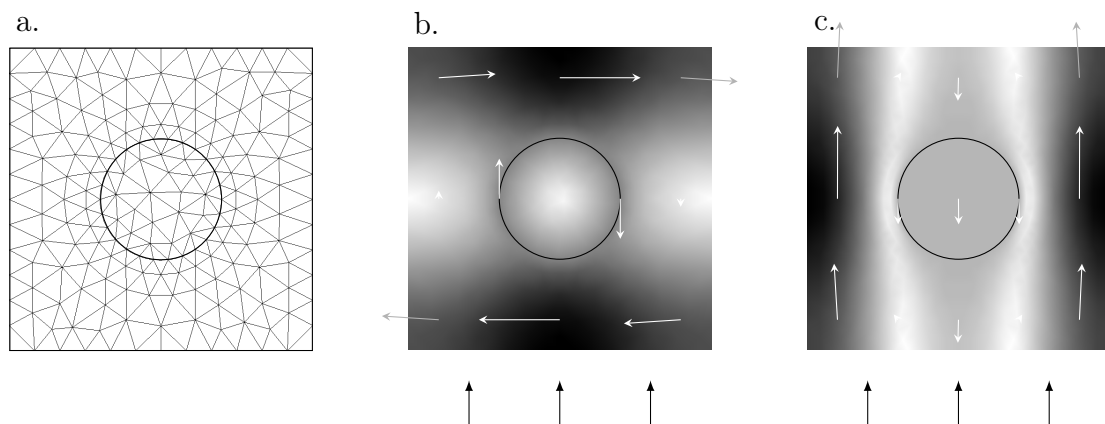


FIGURE 2.6 – Champ de déplacement d’une cellule élémentaire dont le maillage au repos est représenté en (a), soumise à une onde incidente verticale : selon un mode (b) transversal ou (c) longitudinal

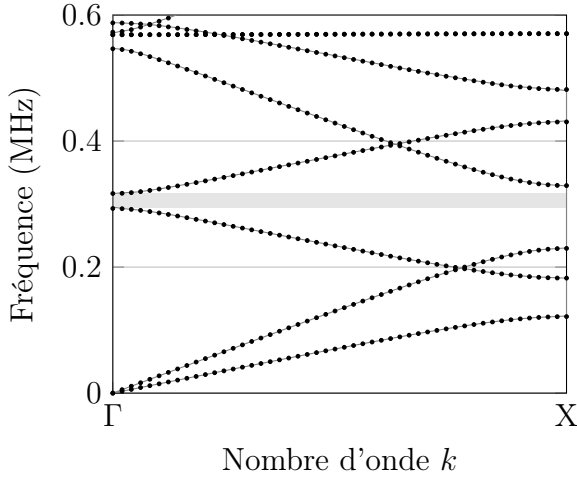


FIGURE 2.7 – Structure de bandes (ou courbes de dispersion) du cristal phononique bicouche acier-tungtène décrit dans la section 1.3.1. De cette section est repris la solution analytique, en trait fin continu ici. La zone grisée correspond à une bande d’arrêt.

mode de propagation. Si aucune association n’est possible, il s’agit d’une fréquence pour laquelle aucun mode de propagation n’existe. De fait, l’onde d’excitation ne peut pas se propager à travers le cristal infini. La bande de fréquences où ce phénomène se produit est alors appelée bande d’arrêt (figure 2.1.2).

Dans une bande d’arrêt, la partie réelle du nombre d’onde k est fixée aux bords de la zone de Brillouin ($k = \Gamma$ ou $k = X$) mais les solutions évoluent dans le plan complexe, avec une partie imaginaire. L’observation des valeurs complexes permet de mieux suivre la progression en fréquence des branches représentant des modes longitudinaux ou transversaux. De plus, c’est à travers la partie imaginaire du nombre d’onde que se manifeste le caractère évanescent des ondes. Jusqu’ici, le calcul des courbes de dispersion est réalisé pour des valeurs de k réelles, sans considérer les pertes viscoélastiques des matériaux, qui est pourtant un facteur important [31]. Sans cet effet, le matériau ne peut pas absorber d’énergie : ce qui n’est pas transmis est réfléchi. Or l’absorption est essentielle pour constituer un matériau anéchoïque. La prise en compte de ces pertes peut améliorer l’interprétation des courbes de dispersion, car on approche davantage le comportement réel de la structure étudiée. Pour résoudre l’équation de dispersion dans le cas dissipatif, deux méthodes ont été appliquées : la méthode différentielle de Bianco & Parodi, qui reprend les travaux de Croëne [55], et la matrice de transfert, issue des travaux de Bavencoffe [56].

2.2 Méthode de Bianco & Parodi

2.2.1 Avant-propos sur les notations utilisées

Cette partie utilise la relation entre les paramètres $ABCD$ et les paramètres S d’un quadripôle généralisé - par analogie avec l’électronique. Dans le cas d’une notation des pressions et débits sous forme d’un quadripôle (figure 2.8a), les paramètres $ABCD$ s’expriment ainsi :

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ u_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_2 \\ u_2 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Les paramètres S utilisent la notation générale visible figure 2.8b et sont définis par :

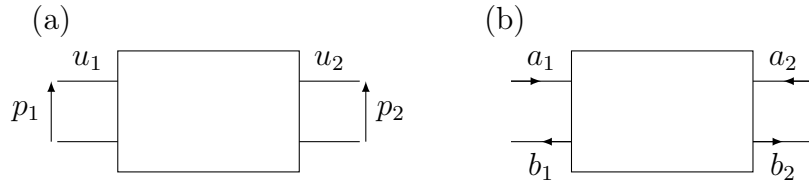


FIGURE 2.8 – Shémas caractéristiques du quadripôle généralisé : (a) notation débit-pression ; (b) notation globale

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Ici, on retrouve :

- le coefficient de réflexion lorsque la sortie est adaptée

$$S_{11} = \left(\frac{b_1}{a_1} \right)_{a_2=0} \quad (2.12)$$

- le coefficient de transmission inverse lorsque l'entrée est adaptée

$$S_{12} = \left(\frac{b_1}{a_2} \right)_{a_1=0} \quad (2.13)$$

- le coefficient de transmission lorsque la sortie est adaptée

$$S_{21} = \left(\frac{b_2}{a_1} \right)_{a_2=0} \quad (2.14)$$

- le coefficient de réflexion inverse lorsque l'entrée est adaptée

$$S_{22} = \left(\frac{b_2}{a_2} \right)_{a_1=0} \quad (2.15)$$

Le passage de la matrice S à la matrice $ABCD$ a été développé par Frickey [57]. Dans le cas de ports adaptés, les coefficients A , B , C et D s'expriment en fonction des paramètres S comme suit :

$$A = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \quad (2.16)$$

$$B = \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \quad (2.17)$$

$$C = \frac{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \quad (2.18)$$

$$D = \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}} \quad (2.19)$$

Dans le cas où l'élément est réciproque, $R = S_{11} = S_{22}$ et $T = S_{12} = S_{21}$. Les équations 2.16 à 2.19 se simplifient.

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \frac{1}{2T} \begin{pmatrix} 1 - R^2 + T^2 & (1 + R)^2 - T^2 \\ (1 - R)^2 - T^2 & 1 - R^2 + T^2 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

2.2.2 Inversion des relations de Fresnel

Cette méthode est à l'origine appelée méthode de Nicolson-Ross-Weir (NRW) et fut notamment utilisé par Fokin pour retrouver des paramètres effectifs d'un panneau [58]. Plus tard, elle a été redéveloppée dans la thèse de Croëne, qui la nomme *Inversion des relations de Fresnel* [55]. Ce dernier terme est retenu ici.

Les relations de Fresnel font correspondre les coefficients de réflexion et de transmission au niveau de l'interface plane entre deux matériaux avec les paramètres des matériaux. Ainsi, le coefficient de réflexion à une interface d'entrée s'exprime $r = (1 - z)/(1 + z)$ où z est l'impédance équivalente du matériau avec un milieu d'impédance unitaire. Le coefficient de réflexion à une interface de sortie est $-r$ et le coefficient de transmission vaut $1 - r$. Pour une lame de matériau d'épaisseur l , le terme de propagation à l'intérieur de la lame est $\phi = e^{-ikl}$, avec k le vecteur d'onde dans le matériau. Dans le cas d'un matériau d'épaisseur finie dans un milieu environnant unitaire, le terme de transmission globale à travers la lame peut être retrouvé comme suit : chaque composante est entrée et sortie une seule fois dans le matériau, l'a traversé un nombre impair de fois et s'est réfléchi à l'intérieur du matériau un nombre pair de fois.

$$T = (1 - r)(1 + r) \sum (-r)^{2n} \phi^{2n+1} = \frac{(1 - r^2)\phi}{1 - r^2\phi^2} \quad (2.21)$$

La suite est bien convergente sachant que $|r| < 1$ et $|\phi| < 1$. De la même manière, on retrouve le coefficient de réflexion global. Il est constitué d'une onde qui a été réfléchi à la première interface et de composantes qui se sont réfléchies dans le matériau un nombre impair de fois et qui l'ont traversé un nombre pair de fois, ce qui s'écrit :

$$R = r + \sum (-r)^{2n+1} \phi^{2(n+1)} = \frac{r(1 - \phi^2)}{1 - r^2\phi^2} \quad (2.22)$$

Ces deux dernières équations nous permettent de renseigner l'équation 2.20 et calculer la matrice $[ABCD]$. En intégrant les équations 2.21 et 2.22 à l'équation 2.20 et en remplaçant r et ϕ par leur expression en fonction de k et z , une forme simple - connue de la théorie des lignes - est retrouvée :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \frac{1}{2T} \begin{pmatrix} 1 - R^2 + T^2 & (1 + R)^2 - T^2 \\ (1 - R)^2 - T^2 & 1 - R^2 + T^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kl) & jz \sin(kl) \\ jz^{-1} \sin(kl) & \cos(kl) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

de laquelle il est possible de déduire la constante de propagation k et l'impédance d'onde réduite z :

$$k = \frac{1}{l} \cos^{-1}(A) \quad ; \quad z = \sqrt{\frac{B}{C}} \quad (2.24)$$

Remarque Les calculs de résolution par éléments finis sont effectués pour une structure immergée dans un fluide. De ce fait lors d'une étude en incidence normale, les ondes transversales ne sont pas excitées et ne figurent pas dans les résultats du diagramme de dispersion. Seule l'onde longitudinale est disponible par l'inversion de relations de Fresnel. Cependant, la méthode permet de retrouver l'impédance équivalente z du milieu étudié (cf. équation 2.24).

2.2.3 Méthode différentielle de Bianco & Parodi

Initialement, cette méthode a été mise au point pour déterminer les ondes électromagnétiques se propageant à travers les micro-rubans, le défi étant d'écartier les ondes évanescentes issues d'effets aux interfaces. B. Bianco et M. Parodi [59] proposent d'utiliser les coefficients de réflexion et de transmission de deux échantillons qui ne diffèrent que par leur longueur (figure 2.9). Chacun des échantillons est assez long pour permettre une propagation monomode en son centre. En mettant en relation les coefficients mesurés, il est alors possible de déduire le nombre d'onde caractéristique au cœur du matériau.

Soit M_{ij} la matrice de propagation entre les points i et j . Les relations suivantes s'obtiennent en décrivant la figure 2.9 à l'aide de matrices de propagation. La première ligne, qui comprend les points 1 à 3, peut être représentée par la matrice de propagation

$$M_{13} = M_{12}M_{23} \quad (2.25)$$

De même pour la deuxième ligne (points 4 à 7), la matrice peut être décomposée et rapprochée des matrices de la première ligne :

$$M_{47} = M_{45}M_{56}M_{67} = M_{12}M_{56}M_{23} \quad (2.26)$$

Le produit de la matrice du plus épais échantillon avec la matrice inverse du second échantillon donne :

$$M_{47}M_{13}^{-1} = (M_{12}M_{56}M_{23})M_{23}^{-1}M_{12}^{-1} = M_{12}M_{56}M_{12}^{-1} \quad (2.27)$$

Il apparaît que le terme $M_{47}M_{13}^{-1}$ et la matrice M_{56} sont semblables. Alors la trace de ces matrices est identique :

$$\text{tr}(M_{47}M_{13}^{-1}) = \text{tr}(M_{56}) \quad (2.28)$$

La matrice M_{56} peut être exprimée à l'aide de l'équation 2.23 pour une portion Δl :

$$M_{56} = \begin{pmatrix} \cos(k\Delta l) & jz \sin(k\Delta l) \\ jz^{-1} \sin(k\Delta l) & \cos(k\Delta l) \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

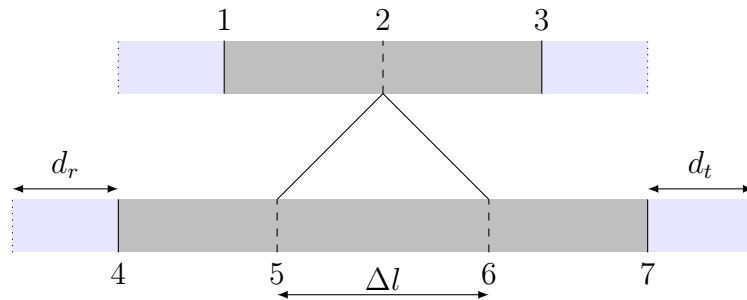


FIGURE 2.9 – Schéma de coupe de deux échantillons (en gris) différents d'une épaisseur Δl entouré de fluide (en bleu clair)

Cette expression permet de faire apparaître le terme recherché k du nombre d'onde. Il reste à exprimer la première partie de l'équation 2.28. Les travaux de Frickey (équations 2.16-2.19) sont mis à contribution. On obtient

$$M_{13} = \frac{1}{2T_1} \begin{pmatrix} 1 - R_1^2 + T_1^2 & (1 + R_1)^2 - T_1^2 \\ (1 - R_1)^2 - T_1^2 & 1 - R_1^2 + T_1^2 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

et

$$M_{47} = \frac{1}{2T_2} \begin{pmatrix} 1 - R_2^2 + T_2^2 & (1 + R_2)^2 - T_2^2 \\ (1 - R_2)^2 - T_2^2 & 1 - R_2^2 + T_2^2 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Les indices 1 et 2 désignent le premier (court) ou le second (long) échantillon. Chaque terme R_i et T_i est associé à un retard e^{jk_0d} du au temps de vol sur la distance d (variant selon le coefficient) qui correspond à l'épaisseur de fluide de part et d'autre du matériau. d_r et d_t sont ces distances de fluide du côté réfléchi et du côté transmis des échantillons (cf. figure 2.9). k_0 est le nombre d'onde dans le fluide. Ces retards sont condensés dans l'unique terme exponentiel de l'équation suivante, qui est la pseudo relation de dispersion issue de l'équation 2.28.

$$2 \cos(k\Delta l) = \frac{T_1^2 + T_2^2 - (R_1 - R_2)^2 e^{2jk_0(d_t - d_r)}}{T_1 T_2} \quad (2.32)$$

Les premiers résultats présentés sur la figure 2.10 reprennent l'exemple de la structure bicouche acier-tungstène utilisé dans le chapitre 1. Les solutions de la formule analytique sont reproduites ici. Les résultats convergent très bien. Pour mettre à profit l'utilisation de variables complexes, la même résolution est faite cette fois en attribuant artificiellement des pertes visqueuses dans l'acier. Pour cela, le module d'Young E de l'acier comporte une partie imaginaire valant 10% de sa partie réelle. Cela entraîne une célérité des ondes complexe. L'influence des pertes est visible sur la figure 2.11. La forme générale est similaire mais lissée. Les bords des bandes interdites ne sont plus évidentes, et les bandes passantes possèdent désormais une partie imaginaire. Cela traduit que dans toute propagation, il existe une atténuation.

Comme pour la méthode d'inversion de Fresnel, la méthode de Bianco et Parodi ne transmet pas d'information relative aux ondes transversales au sein de la structure étudiée en incidence normale, du fait du milieu fluide environnant. L'étude en incidence oblique est toutefois permise par la méthode, et exciterait les modes transverses. Cependant, l'essentiel des travaux s'intéresse au comportement des matériaux excités sous une incidence normale à l'interface, et l'incidence oblique n'a pas été développée ici. Cette méthode nous permet donc de distinguer clairement les modes longitudinaux des modes transversaux parfois sans influence. Toutefois, il est intéressant d'obtenir des diagrammes de dispersion complets, d'où le besoin d'une méthode complémentaire qui sera celle de la matrice de transfert.

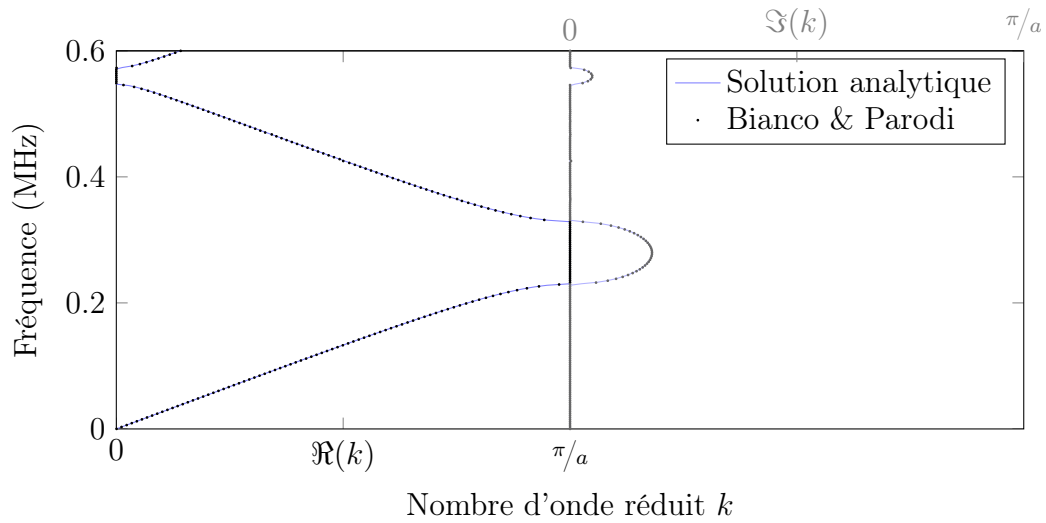


FIGURE 2.10 – Résultats issus d’une résolution par la méthode de Bianco & Parodi pour la structure bicouche acier-tungstène sans pertes visqueuses : à gauche la partie réelle du nombre d’onde, à droite la partie imaginaire.

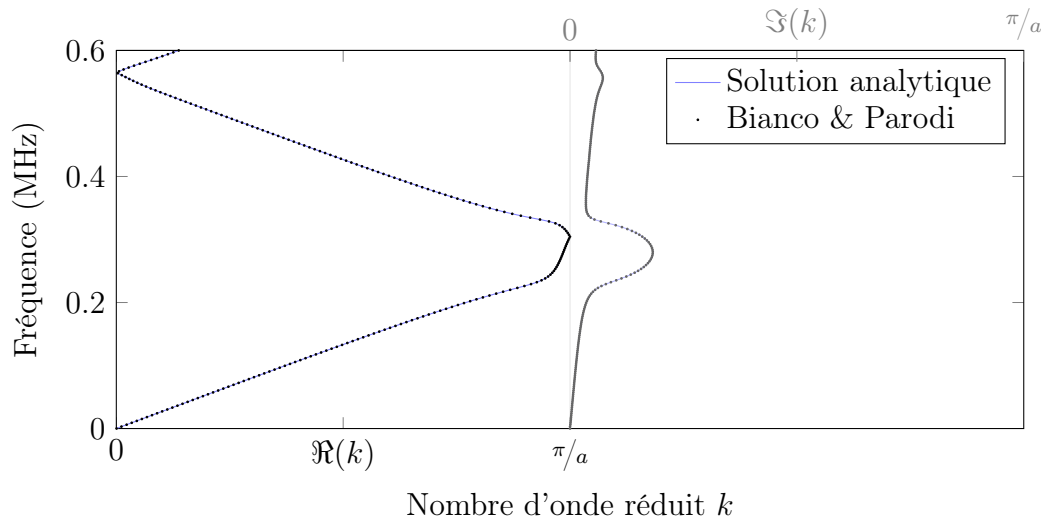


FIGURE 2.11 – Résultats issus d’une résolution par la méthode de Bianco & Parodi en considérant les pertes visqueuses. Comme pour la figure 2.10, la partie réelle du nombre d’onde est représentée à gauche, et la partie imaginaire à droite.

2.3 Méthode de la matrice de transfert

2.3.1 Principe

À une pulsation ω_0 donnée, l'équation issue de la technique de discrétisation par éléments finis lie les valeurs nodales de déplacement \tilde{U} aux valeurs nodales de force \tilde{F} via la matrice de rigidité K et la matrice de masse M . Cette relation est représentée par la matrice de rigidité dynamique D .

$$\{[K] - \omega_0^2[M]\} \tilde{U} = \tilde{F} \iff [D]\tilde{U} = \tilde{F} \quad (2.33)$$

Cette équation lie le déplacement à la force, à travers la matrice D qui représente l'influence de l'environnement. De cette matrice qui contient les caractéristiques du milieu de propagation, il est possible de ressortir les informations recherchées de la structure, à savoir sa dispersion. Pour connaître le comportement d'un réseau infini, sa cellule élémentaire seule est considérée.

La relation matricielle peut être décomposée selon la position des nœuds : les nœuds appartenant à la face gauche sont indicés l , ceux de la face droite indicés r et les autres nœuds contenus à l'intérieur de la cellule élémentaire ont l'indice i (figure 2.12).

$$\begin{bmatrix} D_{ll} & D_{li} & D_{lr} \\ D_{il} & D_{ii} & D_{ir} \\ D_{rl} & D_{ri} & D_{rr} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{U}_l \\ \tilde{U}_i \\ \tilde{U}_r \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_l \\ \tilde{F}_i \\ \tilde{F}_r \end{Bmatrix} \quad (2.34)$$

La condition de propagation appliquée ici implique qu'il n'y ait pas de force opérant sur les nœuds internes, c'est-à-dire $F_i = 0$. De ce fait, les valeurs nodales internes de la cellule pour le déplacement peuvent s'exprimer :

$$\tilde{U}_i = -[D_{ii}]^{-1}D_{il}\tilde{U}_l + D_{ir}\tilde{U}_r \quad (2.35)$$

Le remplacement de l'expression (2.35) dans la relation (2.34) donne :

$$\begin{bmatrix} D_{ll} - D_{li}[D_{ii}]^{-1}D_{il} & D_{lr} - D_{li}[D_{ii}]^{-1}D_{ir} \\ D_{rl} - D_{ri}[D_{ii}]^{-1}D_{il} & D_{rr} - D_{ri}[D_{ii}]^{-1}D_{ir} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{U}_l \\ \tilde{U}_r \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_l \\ \tilde{F}_r \end{Bmatrix} \quad (2.36)$$

dont on peut simplifier l'écriture ainsi :

$$\begin{bmatrix} X_1 & X_2 \\ X_3 & X_4 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{U}_l \\ \tilde{U}_r \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_l \\ \tilde{F}_r \end{Bmatrix} \quad (2.37)$$

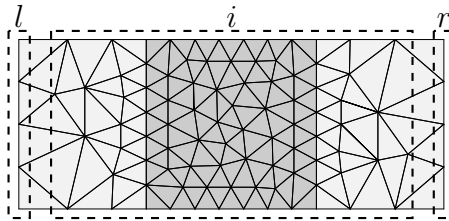


FIGURE 2.12 – Indicage des nœuds du maillage de la cellule élémentaire du matériau bicouche de tungstène et d'acier - en gris et gris clair, respectivement.

La nouvelle matrice relie les valeurs de \tilde{F} et de \tilde{U} relevés sur les côtés gauche et droit d'une cellule élémentaire. Dans le cas d'une suite consécutive de cellules, si cette cellule élémentaire est la $j^{\text{ème}}$ cellule d'un réseau, la face droite de la cellule j correspond à la face gauche de la cellule $j + 1$. Ce qui aboutit à une relation de la forme :

$$\begin{bmatrix} X_1 & X_2 \\ X_3 & X_4 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{U}_j \\ \tilde{U}_{j+1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_j \\ -\tilde{F}_{j+1} \end{Bmatrix} \quad (2.38)$$

Il est possible de manipuler la relation afin d'exprimer les valeurs de la face droite (indice $j + 1$) en fonction des valeurs de la face gauche (indice j). De là, on obtient :

$$\begin{pmatrix} \tilde{U}_{j+1} \\ \tilde{F}_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -X_2^{-1}X_1 & X_2^{-1} \\ X_4X_2^{-1}X_1 - X_3 & -X_4X_2^{-1} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{U}_j \\ \tilde{F}_j \end{pmatrix} \iff \begin{pmatrix} \tilde{U}_{j+1} \\ \tilde{F}_{j+1} \end{pmatrix} = [T] \begin{pmatrix} \tilde{U}_j \\ \tilde{F}_j \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

où T est la matrice de transfert qui définit la récurrence de la suite de cellules. Or, dans le cas d'un réseau périodique, la relation de Bloch-Floquet vérifie la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} \tilde{U}_{j+1} \\ \tilde{F}_{j+1} \end{pmatrix} = e^{jk\Lambda} \begin{pmatrix} \tilde{U}_j \\ \tilde{F}_j \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

où Λ est le pas du réseau. La soustraction des deux dernières équations donne :

$$[T - e^{jk\Lambda}I] \begin{pmatrix} \tilde{U}_j \\ \tilde{F}_j \end{pmatrix} = 0 \quad (2.41)$$

Les valeurs propres du système permettent donc d'obtenir les valeurs de k et de construire la courbe de dispersion.

2.3.2 Application numérique

Après avoir maillé la cellule unitaire du matériau périodique, ses valeurs nodales de déplacement et de force sont distinguées par rapport à la position des nœuds comme dans la formulation de l'équation 2.34. Pour chaque nœud, une force unitaire est imposée alternativement dans chaque direction tandis que les autres nœuds ne subissent aucune force. Les déplacements relevés associés aux forces connues permettent de retrouver la matrice de transfert D_f pour une fréquence donnée ω_f .

$$\tilde{U}_f = [D_f]^{-1}\tilde{F}_f \iff [D_f]\tilde{U}_f = \tilde{F}_f \iff \{[K] - \omega_f^2[M]\}\tilde{U}_f = \tilde{F}_f \quad (2.42)$$

L'opération est faite pour deux fréquences : ω_1 et ω_2 . Les deux matrices D_1 et D_2 ainsi obtenues permettent d'exprimer les matrices K et M qui sont indépendantes de la fréquence.

$$D_1 - D_2 = (-\omega_1^2 + \omega_2^2)[M] \implies [M] = \frac{[D_1] - [D_2]}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \quad (2.43)$$

$$\omega_2^2 D_1 - \omega_1^2 D_2 = \omega_2^2 [K] - \omega_1^2 [K] \implies [K] = \frac{\omega_2^2 D_1 - \omega_1^2 D_2}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \quad (2.44)$$

À partir de là, la matrice de transfert D peut être exprimée pour toutes les fréquences recherchées. La matrice de rigidité dynamique est transformée jusqu'à devenir la matrice de transfert $[T]$ d'après les équations du paragraphe précédent. Les valeurs propres λ de la matrice de transfert s'expriment sous la forme

$$\lambda = |\lambda|e^{i \arg(\lambda)} \quad (2.45)$$

Grâce à l'équation 2.41, la valeur propre peut être identifiée comme étant

$$\lambda = e^{ik\Lambda} \quad (2.46)$$

où k est le nombre d'onde que nous cherchons. L'atténuation associées à la propagation des ondes, y compris dans les bandes passantes, se traduisent par le caractère complexe du nombre d'onde : $k = k' + ik''$. Ainsi, l'équation précédente devient :

$$\lambda = e^{i(k'+ik'')\Lambda} = e^{-k''\Lambda} e^{ik'\Lambda} \quad (2.47)$$

La modification de l'amplitude, c'est-à-dire les pertes, est représentée dans le terme $e^{-k''\Lambda}$. Ce terme est inférieur à 1 ($k'' > 0$), car le matériau est passif, il n'y a pas d'apport d'énergie. La partie réelle de k , k' , renseigne sur la phase via le terme $e^{ik'\Lambda}$. Les parties réelles et imaginaires de k sont distinguées et peuvent être représentées à travers la courbe de dispersion complexe.

2.3.3 Résultats

À la différence de l'analyse modale du logiciel ATILA, le calcul des courbes de dispersion par la matrice de transfert se fait pour une fréquence donnée ω , par laquelle des valeurs de nombre d'onde k sont trouvées.

Dans la détermination de K et M , l'équation 2.42 est quantifiée pour deux valeurs de fréquence. Plusieurs essais ont montré que le choix de ces fréquences avait une répercussion sur la qualité du résultat. Ces fréquences doivent être du même ordre de grandeur que les fréquences étudiées. De plus, une fréquence choisie au sein d'une bande interdite peut altérer de manière évidente les résultats finaux.

Le calcul de l'équation 2.42 se fait en imposant une force unitaire à un nœud chaque fois différent et ceci dans chaque direction possible. Retrouver les valeurs de l'équation 2.42 pour une fréquence nécessite autant de résolutions par éléments finis que le simple/double/triple du nombre de nœuds du maillage selon que ce dernier soit en une, deux ou trois dimensions. La détermination de K et de M demande deux fréquences de calcul pour les équations 2.43 et 2.44. Une fois les valeurs de K et M retrouvées, l'application de l'équation 2.42 est possible pour toute fréquence, jusqu'à calculer les valeurs propres de $[T]$ et identifier les composantes qui nous intéressent à travers l'équation 2.47. La méthode implique des ressources de calcul importantes, surtout dans les cas en trois dimensions.

Les calculs nécessaires à la détermination des nombres d'onde sont nombreux, mais le résultat donne le diagramme de dispersion complet de la structure. On retrouve à la fois les branches correspondantes à l'onde longitudinale et à l'onde transversale (figure

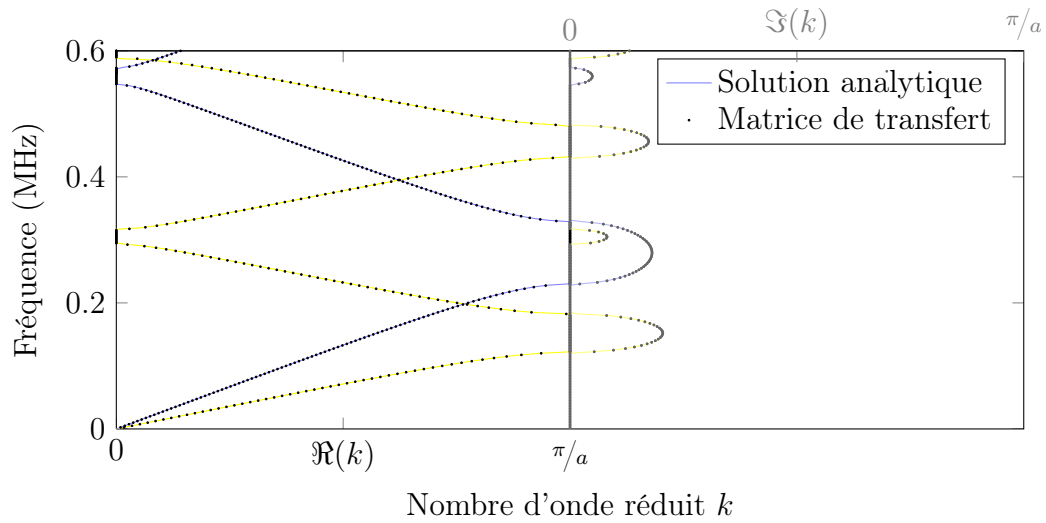


FIGURE 2.13 – Résultats issus d’une résolution par la méthode de matrice de transfert pour la structure bicouche acier-tungtène sans pertes visqueuses : à gauche est représentée la partie réelle du nombre d’onde, à droite la partie imaginaire.

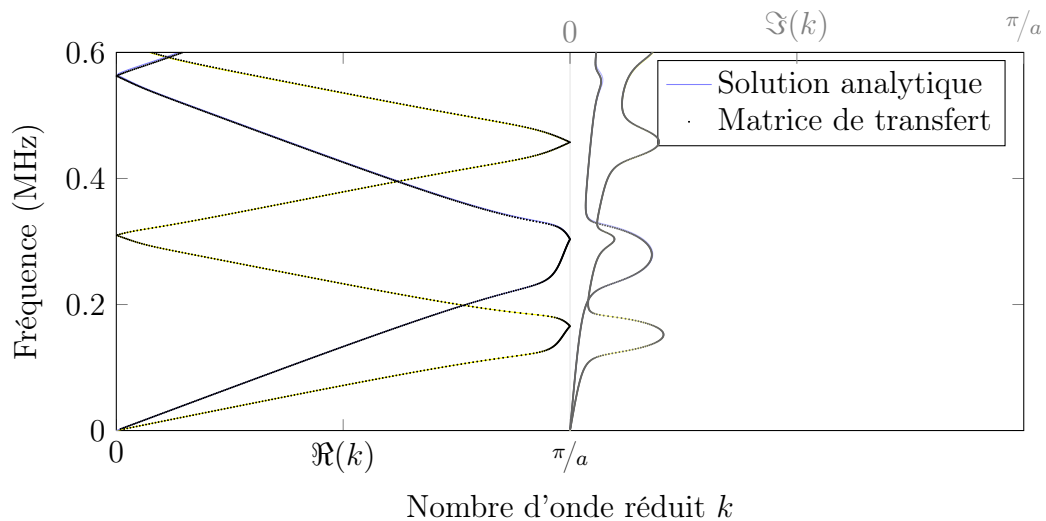


FIGURE 2.14 – Résultats issus d’une résolution par la méthode de matrice de transfert en considérant les pertes des matériaux visco-élastiques : à gauche est représentée la partie réelle du nombre d’onde, à droite la partie imaginaire

2.13). Là encore, la solution analytique est reproduite et comporte cette fois les modes de propagation transversales. Les résultats convergent à nouveau.

La visualisation de la partie imaginaire facilite la lecture des diagrammes de bandes, maintenant que les modes transversaux et longitudinaux figurent en même temps. Si l'on s'intéresse à une propagation particulière, il est facile de distinguer les différentes branches.

Sur la figure 2.14, les pertes visqueuses sont maintenant considérées. Comme vu précédemment, les courbes sont lissées, certaines bandes d'arrêt sont difficilement détectables, sinon en observant un pic de la partie imaginaire. Des pertes opèrent à toutes les fréquences, mais restent plus prononcées au niveau des bandes d'arrêt.

2.4 Conclusion

La méthode des éléments finis utilisée par le logiciel ATILA offre une grande souplesse dans la géométrie des structures modélisées. Les grandeurs mesurées - que sont les coefficients de réflexion, de transmission et à côté de cela le nombre d'onde - suffisent à une étude complète des matériaux périodiques. De plus, les performances en anéchoïsme et en masquage d'un revêtement peuvent être retrouvées à partir de ces données de simulations.

Le caractère phononique des structures périodiques est étudié de près à travers les différentes résolutions de l'équation de dispersion. L'analyse modale intégrée au logiciel permet d'obtenir la courbe de dispersion théorique d'une structure sans pertes, toutes branches confondues et ce dans toutes les directions de propagation. Les méthodes développées ici [60] permettent d'obtenir des nombres d'onde complexes, et par là des pertes visqueuses dans la résolution des équations de dispersion. Ici, les deux méthodes ont été présentées seulement pour une propagation des ondes en incidence normale, bien que l'incidence oblique soit possible. En outre, les descriptions se sont appuyées sur des exemples en 2D, mais les méthodes ont été développées de manière à pouvoir traiter également des géométries 3D. La méthode de Bianco & Parodi - portée par les outils de l'inversion des relations de Fresnel - permet de retrouver uniquement les solutions correspondant aux modes de propagation longitudinaux. Elle offre une visualisation épurée et pratique de la dispersion dans un matériau sous incidence normale. Ces résultats sont complétés si besoin par les informations apportées via la méthode de matrice de transfert. Le comportement global de la structure excitée sous incidence normale est cependant ici obtenu au prix de ressources de calculs plus importantes. En effet, si une résolution via la méthode de Bianco & Parodi se chiffre en minutes ou en heures, les temps de calculs pour la matrice de transfert se mesurent en heures, voire en jours.

La prise en compte des effets visqueux dans l'analyse fréquentielle offre une vision plus proche de la réalité des matériaux. Ces effets, déjà pris en compte dans les coefficients de réflexion et de transmission (et ceux qui en découlent), ne sont plus négligeables lorsque les matériaux étudiés sont choisis pour leur caractère dissipatif. Les modélisations du prochain chapitre vont illustrer cela.

Chapitre 3

Résultats numériques

La mise en pratique des outils présentés précédemment permet à présent d'étudier et d'optimiser les propriétés des revêtements basés sur une structure périodique. Les premières modélisations s'inspirent des revêtements Alberich car elles sont constituées d'inclusions d'air. A la différence des Alberich classiques, le matériau intègre ici plusieurs couches d'inclusions dans le sens de l'épaisseur, mettant ainsi à contribution les effets de bandes interdites propres aux cristaux. Une fois traité, le cas des inclusions d'air fait place au cas des inclusions d'acier, qui ont l'avantage de mieux résister à la pression statique. De nouveaux phénomènes entrent alors en jeu, à travers des résonances locales qui deviennent des leviers d'optimisation.

Sommaire

3.1	Matériaux à inclusions fluides	51
3.2	Matériaux à inclusions massiques	57
3.2.1	Revêtement en couche simple	57
3.2.2	Construction du revêtement à effet de réseau	57
3.3	Phénomènes à l'interface	65
3.3.1	Mécanismes	65
3.3.2	Optimisation	72
3.4	Conclusion	75

3.1 Matériaux à inclusions fluides

Les revêtements modélisés ici cherchent à mettre en avant les effets de périodicité, alors que le revêtement Alberich tire ses propriétés de la résonance des inclusions d'air. La structure considérée est décrite avec une géométrie 2D et sera commune à tout le chapitre pour permettre la comparaison. Une matrice polyuréthane est chargée périodiquement d'inclusions d'air selon un réseau carré de côté $a = 10$ mm (Figure 3.1). Les inclusions ont une section circulaire de diamètre $D = 0,4a$ et sont supposées infinies dans la troisième direction de l'espace z . Les caractéristiques du polyuréthane utilisé sont indiquées dans le tableau 3.1.

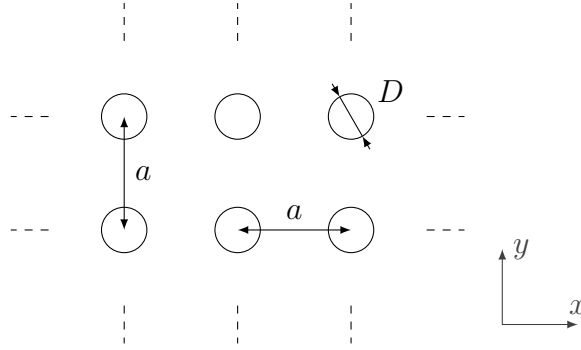


FIGURE 3.1 – Schéma du réseau périodique d'inclusions

La structure est modélisée par la méthode des éléments finis et aboutit dans un premier temps à une analyse modale du cristal, offrant ainsi une représentation du diagramme de dispersion $\omega = f(k)$ sans considérer les pertes dans le matériau (Figure 3.2). Ce premier résultat théorique sert ici de support visuel aux prochaines représentations des courbes de dispersion calculées par la suite. Sur cette première représentation n'apparaît aucune bande interdite absolue, c'est-à-dire aucune gamme de fréquence pour laquelle il n'existe pas de solution réelle à la relation $\omega = f(k)$ dans toutes les directions. Ici, et pour les figures à suivre, la notation fréquentielle (en Hz) sera préférée à la notation impulsionnelle (ω).

La pente à l'origine de la courbe de dispersion correspond à la célérité de l'onde dans le matériau en régime quasi-statique. La branche longitudinale est identifiée comme celle ayant la pente la plus élevée à l'origine.

La bande interdite de Bragg est due à la périodicité de la structure. Elle intervient lorsque la branche de propagation du mode longitudinal ou transversal arrive en bord de

	E (10^7 Pa)	ν	ρ (kg.m^{-1})	c_l (m.s^{-1})	c_t (m.s^{-1})
Poyuréthane	9.9045	0.49333	1100	1513	174
(dont \Im)	12%	-0.17%			6%

TABLE 3.1 – Valeurs caractéristiques du polyuréthane. Les pertes sont exprimées à travers la partie imaginaire des caractéristiques.

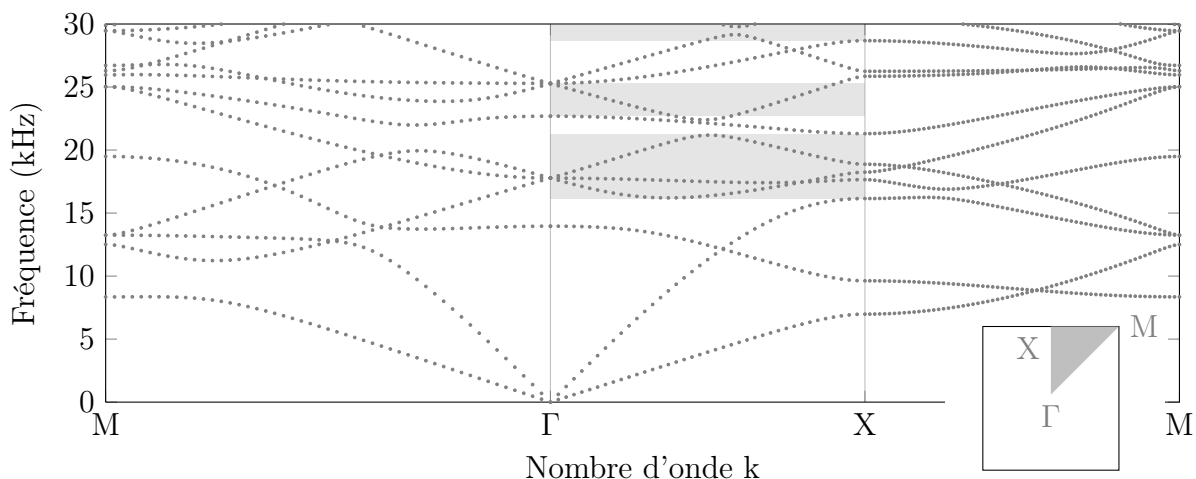


FIGURE 3.2 – Courbe de dispersion du cristal à inclusion d’air, selon la maille carrée décrite figure 3.1. La partie grisée correspond à une bande interdite pour le mode longitudinal.

zone de Brillouin (ici $k=X$ ou Γ). La première bande interdite de Bragg pour les ondes longitudinales est située aux alentours de 19 kHz. Lorsqu’une bande interdite intervient, la partie réelle de k est fixe tandis qu’il existe une partie imaginaire. L’onde alors définie est évanescente.

Pour connaître la partie imaginaire du nombre d’onde, la résolution des courbes de dispersion utilise maintenant la méthode différentielle de Bianco & Parodi. La méthode utilise les coefficients de réflexion et de transmission dans un fluide pour différentes épaisseurs de la structure : ici seront utilisées des épaisseurs de cinq et six fois la cellule élémentaire. Comme précisé lors de la section 2.2.3, l’étude en milieu fluide pour une onde incidente normale (direction Γ -X) implique que les informations retrouvées ne concernent que les ondes longitudinales. Les résultats sont présentés figure 3.3(a).

Dans ces conditions, la bande interdite de Bragg est visible sur le diagramme de bandes dans la gamme 16,1 à 21,3 kHz. C’est une bande interdite dans la direction Γ -X (incidence normale) pour les ondes longitudinales. Les branches de l’analyse modale initiale qui ne correspondent pas aux résultats *Bianco-Parodi* sont des branches de modes de propagation transversale. Les résultats de l’analyse modale et de l’étude différentielle sont en très bon accord sur les branches longitudinales. La branche plate à la fréquence 17,3 kHz est due à une résonance de l’inclusion d’air, visible sur la figure 3.4.

L’interprétation peut se faire à l’aide du coefficient de transmission d’une plaque infinie d’épaisseur $6 \times a$ correspondant à six rangées du réseau (Fig. 3.5). La transmission est quasi-nulle sur la gamme de pulsation réduite 16,1-21,3 kHz où est située la bande interdite de Bragg. Un pic est présent dans la bande interdite pour 17,3 kHz à cause de la résonance de l’inclusion. Un creux en transmission apparaît à 13,5 kHz. Il s’agit d’un effet à l’interface de la plaque avec le fluide, visible figure 3.6, et difficilement décelable sur le diagramme de dispersion. Le diagramme de dispersion cherche à qualifier la structure infinie, mais il s’agit là d’un phénomène dû à la dimension finie du panneau.

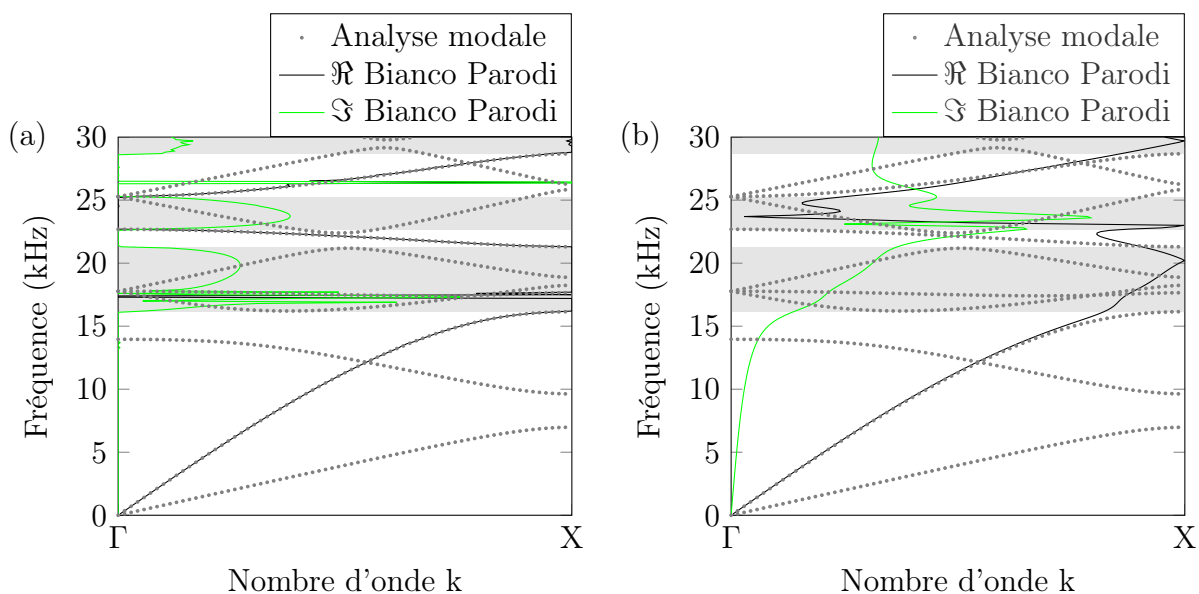


FIGURE 3.3 – Courbe de dispersion du cristal à inclusion d'air - Les points gris correspondent au calcul modal ATILA (Figure 3.2) : (a) cas sans pertes et (b) cas considérant les pertes visqueuses.

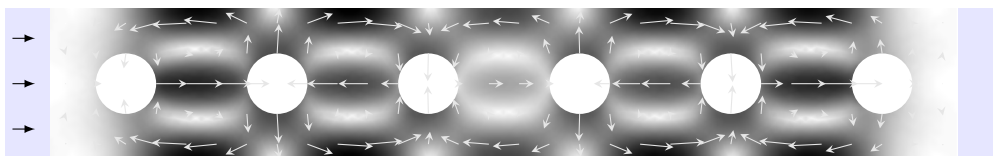


FIGURE 3.4 – Champ de déplacement dans le cristal de 6 couches à 17,5 kHz. Les flèches latérales représentent l'onde incidente. Le module du déplacement est représenté en nuances de gris et la direction est indiquée par les flèches. Les inclusions d'air ont une résonance quadripolaire.

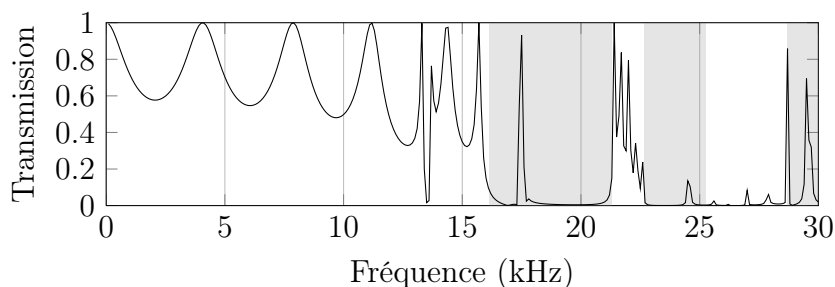


FIGURE 3.5 – Transmission sans pertes du cristal à inclusion d'air de 6 couches

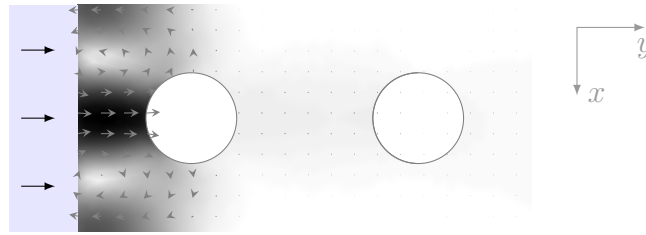


FIGURE 3.6 – Déplacement de la structure à l’interface excitée à 13,5 kHz.

Influence des pertes visqueuses

En prenant en considération les pertes visqueuses dans le polyuréthane utilisé, les solutions pour k ne sont plus réelles pures ou imaginaires avec une partie réelle fixée à Γ ou X mais deviennent complexes. Cela se traduit par une atténuation des ondes même dans une bande passante, et une propagation possible (bien que fortement atténuée) dans les bandes interdites.

La nouvelle courbe de dispersion (figure 3.3b) représente différemment les informations de la structure. Par exemple, une résonance apparaissait dans le cas sans pertes (figure 3.3a) de manière prononcée à 17,3 kHz. Lors de la résolution prenant en compte les pertes visqueuses de la matrice, la courbe est lissée et l’effet de résonance est plus difficile à observer. Quant à la bande interdite de Bragg, elle n’est pas clairement définie. Les solutions font apparaître des ondes fortement atténuées, car la partie imaginaire est plus élevée dans cette bande de fréquences. La partie imaginaire reste d’ailleurs forte au-delà de la gamme de la bande interdite de Bragg.

Ces pertes influent sur le coefficient de transmission de la plaque infinie d’épaisseur $6 \times a$ (figure 3.7). La courbe est fortement lissée et la transmission reste quasi-nulle pour les fréquences supérieures à celles de la bande interdite de Bragg. Ce dernier point est une conséquence de la partie imaginaire élevée du nombre d’onde qui subsiste au-delà de la bande interdite. Sur cette même figure est représenté le module du coefficient de réflexion sur le panneau. En haute fréquence, là où les bandes interdites de Bragg se situent, la quasi-totalité de l’onde est réfléchi par le panneau. De ce fait, si l’onde est majoritairement réfléchi, son énergie ne peut pas être absorbée. Ceci est confirmé à travers le coefficient d’absorption représenté sur la figure 3.8, pour les fréquences supérieures à 15 kHz. Une telle structure, utilisée comme revêtement de coque, ne sera pas efficace sur le plan anéchoïque (figure 3.9), où l’onde doit être au minimum réfléchi mais absorbée. En revanche, cette forte réflexion au détriment de la transmission presque nulle est pertinent pour la conception de matériaux de masquage, comme le confirme les performances élevées présentées sur la figure 3.10.

Remarque Les échelles utilisées pour représenter les différents coefficients changent. Une échelle linéaire entre 0 et 1 est utilisée lorsqu’il s’agit d’observer et de comprendre un phénomène. Si c’est la performance qui est observée, l’échelle passe en décibels. Pour celle-ci, si la dynamique est appelée à changer, la graduation tend à être conservée d’une figure à l’autre.

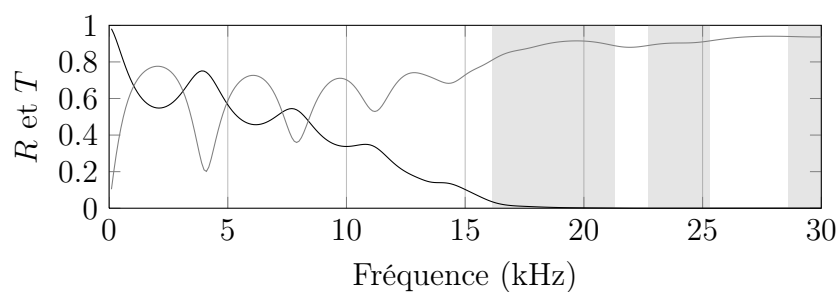


FIGURE 3.7 – Transmission (en noir) et réflexion (en gris) avec pertes du panneau à inclusion d'air de 6 couches avec les pertes visqueuses

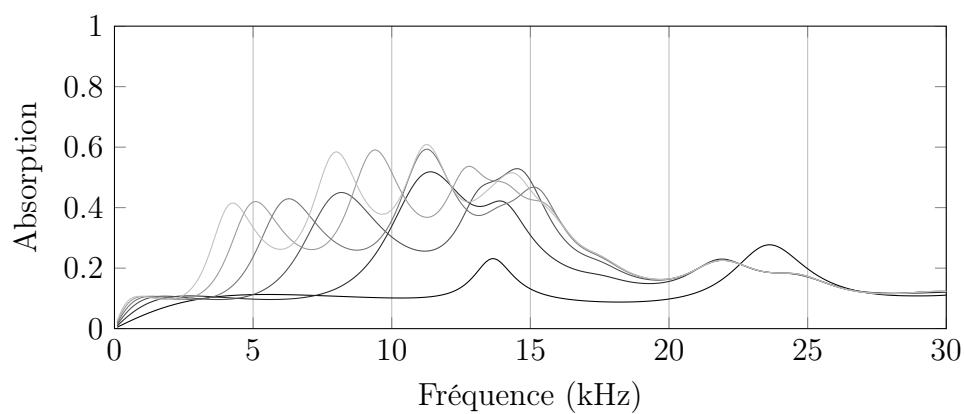


FIGURE 3.8 – Absorption du panneau à inclusion d'air de 1 à 6 couches, respectivement du trait foncé au trait clair. Le coefficient d'absorption est défini comme étant $A = 1 - R^2 - T^2$.

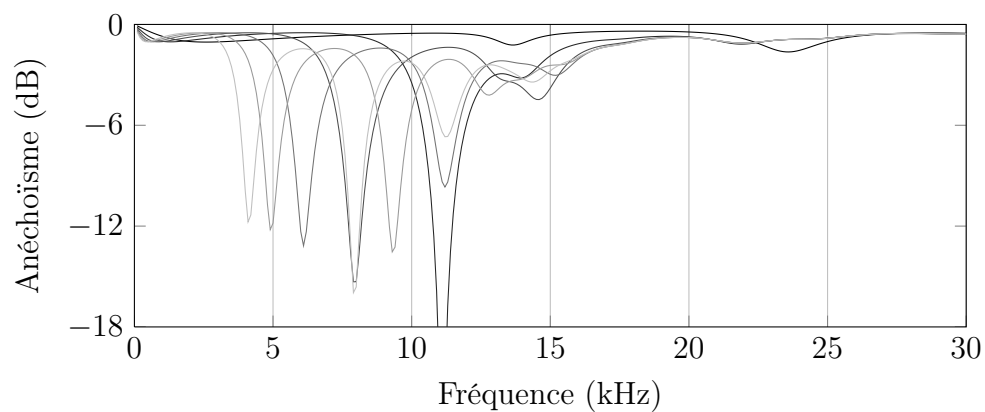


FIGURE 3.9 – Coefficient d’anéchoïsme du panneau à inclusion d’air de 1 à 6 couches, respectivement du trait foncé au trait clair.

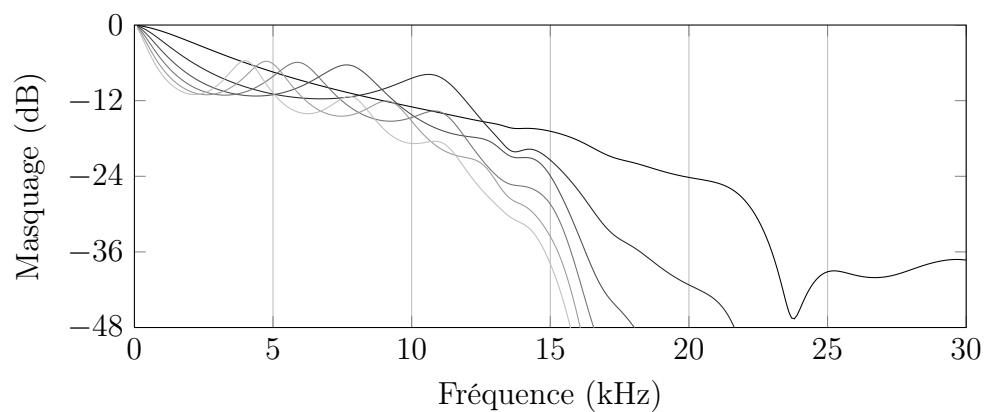


FIGURE 3.10 – Coefficient de masquage du panneau à inclusion d’air de 1 à 6 couches, respectivement du trait foncé au trait clair

3.2 Matériaux à inclusions massiques

Si les matériaux contenant des inclusions d'air forment d'excellents revêtements de masquage, ils deviennent - à cause de leur forte porosité - sensibles à la pression statique qui s'applique sur leur surface. Une déformation de l'ensemble de la géométrie entraîne alors une modification des performances acoustiques. L'efficacité d'un revêtement est alors dépendant de la profondeur d'immersion lors d'une application sous-marine. Pour palier à ce problème, le remplacement des inclusions d'air par des inclusions en un matériau rigide, l'acier, est exploré.

3.2.1 Revêtement en couche simple

A la base, le revêtement Alberich est constitué d'une rangée d'inclusions à géométrie 3D sous formes de courts cylindres remplies d'air dans une matrice d'accueil (cf. chapitre 1). Sous cette forme, l'inclusion entre en résonance pour certaines fréquences et cela aboutit à l'absorption d'une partie de l'énergie acoustique. Un panneau constitué d'une rangée d'inclusions est considéré. Là où une géométrie 3D est nécessaire pour les inclusions d'air, l'utilisation d'une simplification 2D pour les inclusions d'acier est suffisamment efficace pour présenter des résonances dans la bande de fréquences étudiée.

La structure reprend celle utilisée dans la section précédente, à savoir des inclusions cylindriques de longueur infinie et de diamètre $D = 0,4a$ où $a = 10$ mm représente la distance séparant chaque inclusion, centre à centre. La rangée d'inclusions est alignée et centrée dans une couche de matrice d'épaisseur 10 mm. Les caractéristiques de la matrice d'accueil utilisée dans la section 3.1 sont conservées, à savoir le polyuréthane dont les données sont précisées dans le tableau 3.1. Le coefficient de transmission en fonction de la fréquence d'excitation est donné figure 3.11. Deux creux sont visibles : l'un vers 12 kHz, l'autre au-dessus de 20 kHz. L'origine de ces baisses en transmission peut être trouvée en observant les champs de déplacement dans le panneau aux fréquences intéressées. Ces champs sont représentés figure 3.12. Dans le premier cas, le déplacement correspond à une résonance de l'inclusion qui se déplace en translation sans se déformer. Plus haut en fréquence, l'inclusion est alors quasi-statique alors que la matrice est en résonance autour de l'acier.

3.2.2 Construction du revêtement à effet de réseau

Si maintenant les rangées d'inclusions s'additionnent, couche par couche, le panneau devient une structure périodique dans le sens de propagation des ondes, c'est-à-dire le sens de l'épaisseur du panneau. Au final, le cœur du panneau s'apparente à un cristal 2D de réseau carré tel que représenté plus tôt sur la figure 3.1. Il est alors possible de prédire le comportement du panneau en analysant les modes de la structure périodique infinie. Cela se fait à travers la courbe de dispersion affichée dans la figure 3.13.

En très basses fréquences, l'approximation du régime statique permet d'estimer la vitesse effective des ondes en fonction des proportions des différents matériaux et de la vitesse des ondes dans chacun. Le remplacement des espaces d'air par de l'acier vient accroître la vitesse moyenne basse fréquence. Or la vitesse de phase des ondes dans le

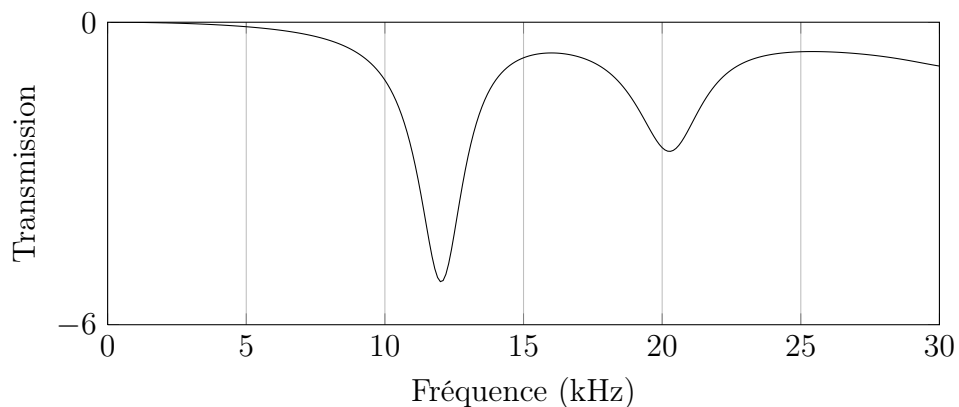


FIGURE 3.11 – Transmission avec pertes sous incidence normale du revêtement fait d’une rangée d’inclusions en acier

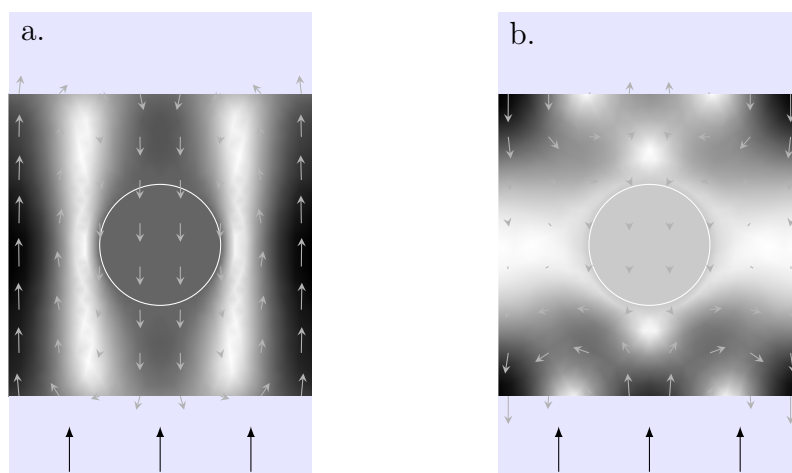


FIGURE 3.12 – Champ de déplacement de le panneau excité à la fréquence (a.) 12 kHz et (b.) 20,3 kHz. Les flèches indiquent la direction de déplacement et leur taille est proportionnelle au module de déplacement. Les nuances de gris traduisent aussi l’amplitude du déplacement.

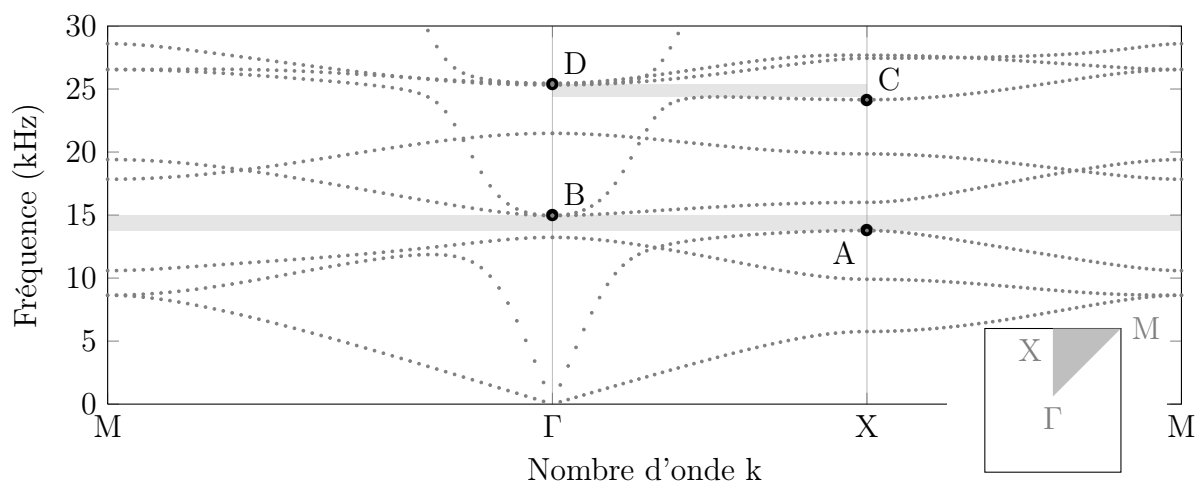


FIGURE 3.13 – Courbe de dispersion du cristal à inclusion en acier

cristal correspond à la pente de la courbe de dispersion. La pente à l'origine de la branche longitudinale laisse présager une bande interdite de Bragg plus de deux fois plus haut en fréquence par rapport au cristal où les inclusions étaient remplies d'air. Cependant, dans l'intervalle 13,8-15 kHz, il existe une bande interdite absolue, c'est-à-dire quelle que soit la direction de propagation (M Γ X M). Plus haut en fréquence, à partir de 24,4 kHz, une autre bande d'arrêt est présente dans la direction normale Γ -X jusque 25,3 kHz. Ces résultats sont similaires à ceux présentés par Ping Sheng avec les résonateurs locaux [37]. Les bandes plates ont pu être obtenues à l'aide des inclusions présentes dans la matrice. Pour comprendre ce qui est à l'origine de la première bande interdite, les champs de déplacement sont observés aux bornes de la bande, figure 3.14. Lorsque la branche partant de l'origine et correspondant à l'onde longitudinale arrive en bord de

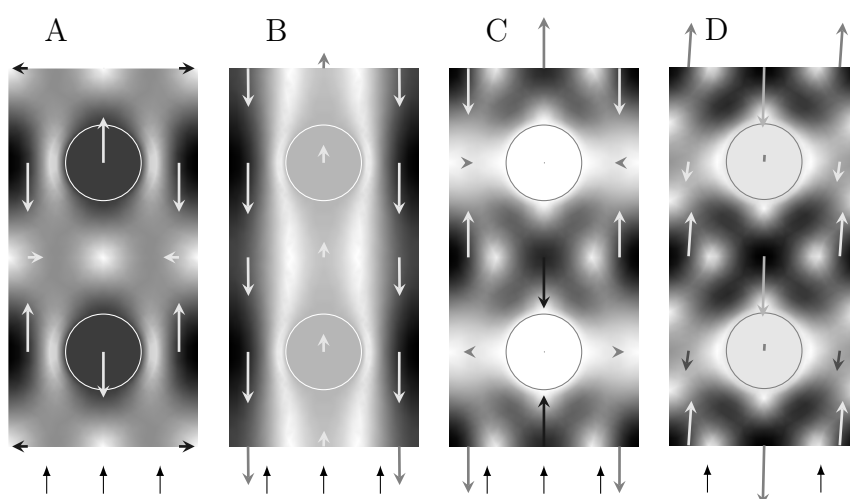


FIGURE 3.14 – Champ de déplacement dans le cristal pour différents modes de propagation verticale, aux points A, B, C et D indiqués sur la figure 3.13.

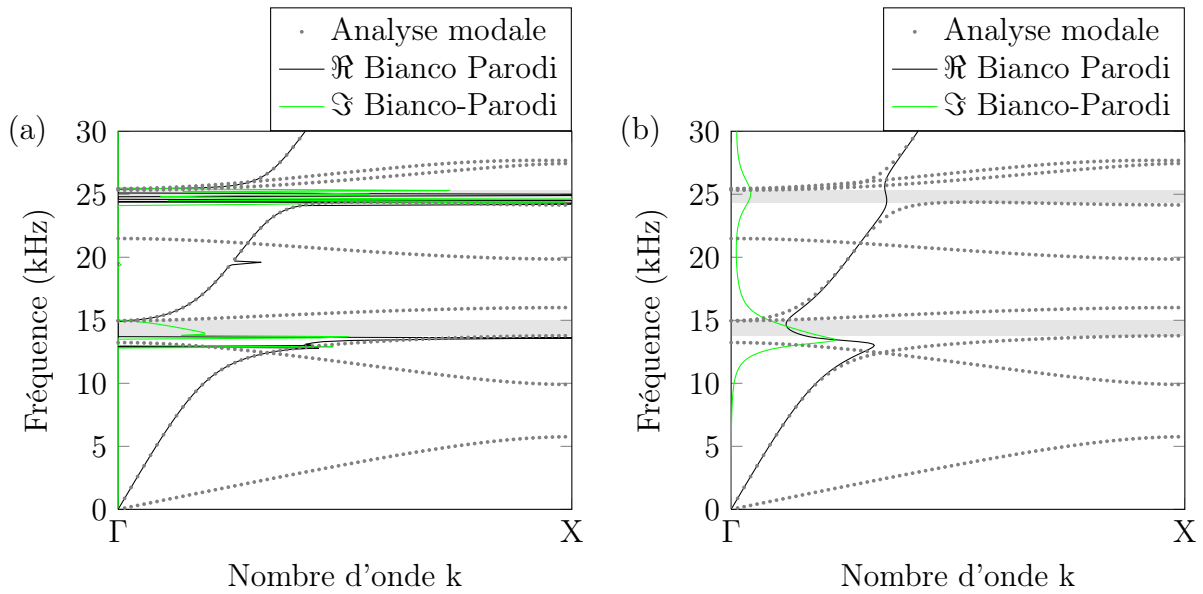


FIGURE 3.15 – Courbe de dispersion du cristal à inclusion en acier - Les points gris correspondent au calcul ATILA (Figure 3.13) : (a) cas sans pertes et (b) cas considérant les pertes visqueuses.

zone ($k=X$) au point A, le déplacement observé est une oscillation en opposition de phase des inclusions. Une fois reportée à $k = 0$ pour 15 kHz (point B), la branche du mode longitudinal se poursuit en présentant un déplacement où l'oscillation de deux inclusions consécutives (selon la direction de propagation) sont en phase. Ces oscillations sont des résonances de type masse-ressort où l'inclusion d'acier sert de masse tandis que l'élasticité de la matrice d'accueil entraîne la force de rappel du ressort. Dans le cas de la seconde bande d'arrêt autour de 25 kHz, les inclusions sont quasiment immobiles alors que la quantité de matrice entre les inclusions résonne. D'une cellule à l'autre, ces résonances sont en opposition de phase (point C) ou en phase (point D).

Les champs de déplacement aux bornes des bandes d'arrêt (figure 3.14) sont semblables aux champs de déplacement observés dans le revêtement à couche simple (figure 3.12). Cependant, les résonances interviennent à des fréquences différentes. En effet, les inclusions sont toutes des résonateurs qui font intervenir l'inclusion dense ainsi que la matrice qui l'entoure. Une inclusion proche du milieu fluide ne bénéficie pas du même contexte mécanique qu'une inclusion au sein d'un réseau. De plus, c'est le caractère périodique de la structure qui assure une fréquence de résonance commune à tous les résonateurs et aboutit à l'ouverture d'une bande interdite.

La résolution à l'aide de la méthode Bianco & Parodi, figure 3.15a, permet de mieux visualiser ces bandes interdites selon la propagation des ondes longitudinales. Les résultats obtenus sont à nouveau en bon accord avec l'analyse modale. La branche longitudinale dévie brusquement de sa pente initiale et n'atteint pas directement la bande interdite de Bragg comme dans le cas de la section précédente. Désormais elle s'interrompt, ici à deux reprises : c'est là qu'apparaissent les bandes d'arrêt dues à la résonance locale des inclusions, encore appelées bandes d'hybridation. Il peut être noté la présence d'un

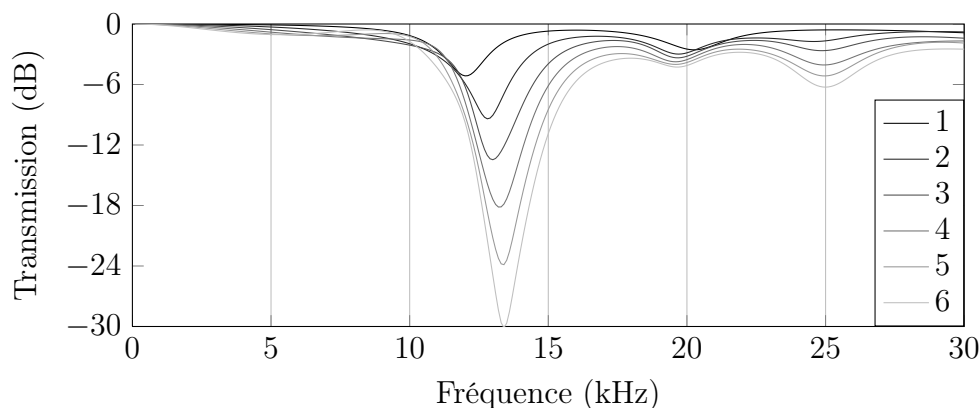


FIGURE 3.16 – Transmission avec pertes d’un réseau d’inclusions en acier, en fonction du nombre de rangées

accident sur le résultat Bianco-Parodi à 19,6 kHz. Cet écart ponctuel est dû à l’épaisseur finie des panneaux modélisés. Le phénomène qui entre en jeu est observé par la suite.

La résolution de la relation de dispersion a aussi été effectuée en considérant les pertes propres à la matrice polyuréthane à l’aide de la méthode Bianco-Parodi. Les résultats sont tracés figure 3.15b. Bien que les bandes d’arrêt ne présentent pas des intervalles bien définis, c’est-à-dire où $\Re(k) = \Gamma$ ou X , leur effet est prononcé dans la propagation des ondes longitudinales, à 14 et 25 kHz. La courbe de résultats est lissée.

Partant du cas d’un panneau constitué d’une couche telle que décrite dans la section précédente, l’évolution du coefficient de transmission est suivie à travers le cumul des couches, l’une après l’autre. Chaque couche supplémentaire va amener le panneau à posséder une structure cristalline (ou périodique) et se comporter selon les propriétés de cette structure, à savoir une baisse significative de la transmission autour des fréquences 14 et 25 kHz. L’évolution du coefficient de transmission est donné figure 3.16. Le résultat pour une simple rangée d’inclusions a déjà été présenté figure 3.11. Il avait été constaté deux baisses en transmission, mais pour des fréquences différentes que celles annoncées par l’analyse modale, à savoir 12 et 20 kHz.

Fort logiquement, les effets de réseau n’apparaissent pas pour une seule rangée d’inclusions car il n’y a pas de périodicité dans le sens de propagation de l’onde. En revanche, à mesure que le panneau s’épaissit, les effets de la périodicité se manifestent progressivement. Les bandes d’arrêt se manifestent par une atténuation vers 25 kHz et une atténuation basse fréquence - proche de 14 kHz. Les effets des bandes d’arrêt s’accroissent à chaque couche supplémentaire. À côté de cela, les résonances apparues dès la première rangée d’inclusions sont englobées (c’est le cas en basse fréquence) ou bien s’arrêtent vite d’évoluer avec le nombre de rangées d’inclusions (à 19,6 kHz).

Il est possible de distinguer clairement les différents phénomènes en observant le coefficient de transmission du panneau de six couches en écartant les pertes dans les matériaux, figure 3.17. Les bandes d’arrêt, représentées par des bandes colorées, sont à l’origine de deux baisses en transmission. Elles sont accompagnées par deux résonances assez étroites en fréquence qui se manifestent soit en élargissant une atténuation (cas basse fréquence)

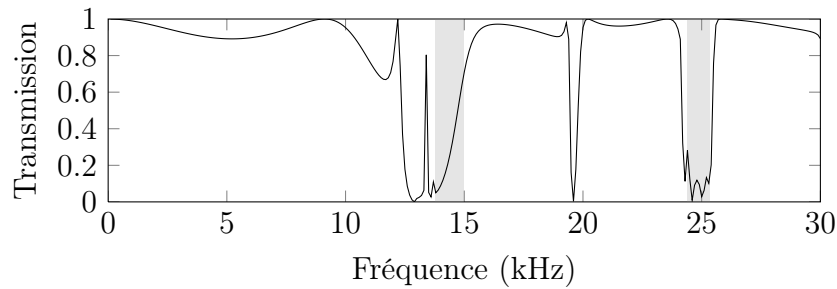


FIGURE 3.17 – Transmission sans pertes du cristal à inclusion d'acier de 6 couches

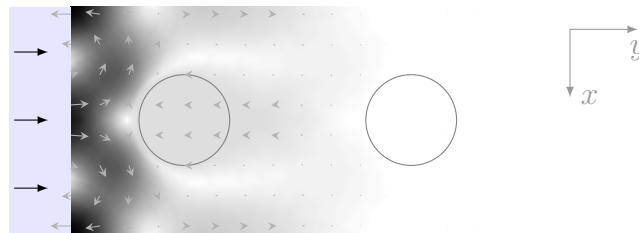


FIGURE 3.18 – Déplacement de la structure à l'interface excitée à 19,6 kHz. Les flèches sur la gauche représentent l'onde incidente. Le déplacement est indiqué par les petites flèches, le module est souligné grâce aux nuances de gris.

soit en créant une atténuation à une fréquence isolée (à 19,6 kHz).

Pour comprendre la présence de ces résonances, identifiées dès la couche simple et indépendantes du nombre total de rangées d'inclusions, le champ de déplacement dans le panneau est observé figure 3.18 pour la fréquence 19,6 kHz. La figure montre que seule la région proche de l'interface fluide/solide est excitée par l'onde incidente. Sans sollicitation des zones plus profondes dans le panneau, la résonance ne varie pas selon le nombre de rangées disposées à la suite de l'interface. Cela explique pourquoi la baisse en fréquence ne s'intensifie pas avec l'épaississement du panneau.

Ces résonances à l'interface ont été constatées pour les deux types d'inclusions, fluides et solides. Le module de transmission du dernier exemple - figure 3.19 - montrent que leur effet peut être non négligeable et suscite un intérêt. Il est noté que les baisses en transmission ne sont pas aussi bien compensées par de la réflexion comme c'était le cas avec les inclusions d'air. La consultation du coefficient d'absorption figure 3.20 confirme l'idée que l'onde pénètre davantage dans le panneau sans forcément en ressortir. Un tel comportement est intéressant pour le développement de revêtements anéchoïques. Les performances en anéchoïsme du panneau actuel sont présentées sur la figure 3.21 et sont très encourageantes. De même, le coefficient de masquage affiche une atténuation importante, même si la performance est principalement concentrée autour d'une fréquence (14 kHz). Aussi, les travaux de modélisation à suivre vont explorer les phénomènes approchés ici et évaluer leur potentiel.

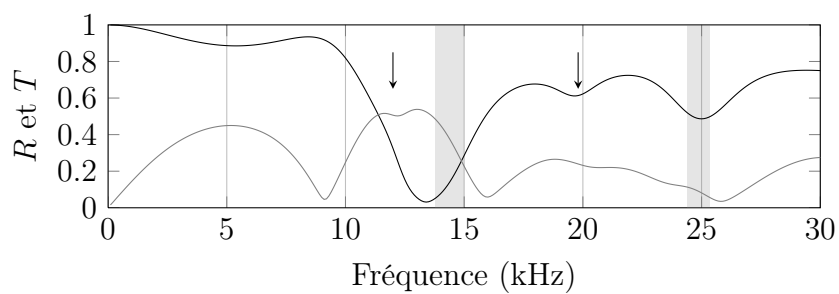


FIGURE 3.19 – Transmission (en noir) et réflexion (en gris) avec pertes du cristal à inclusions d’acier de 6 couches avec les pertes visqueuses.

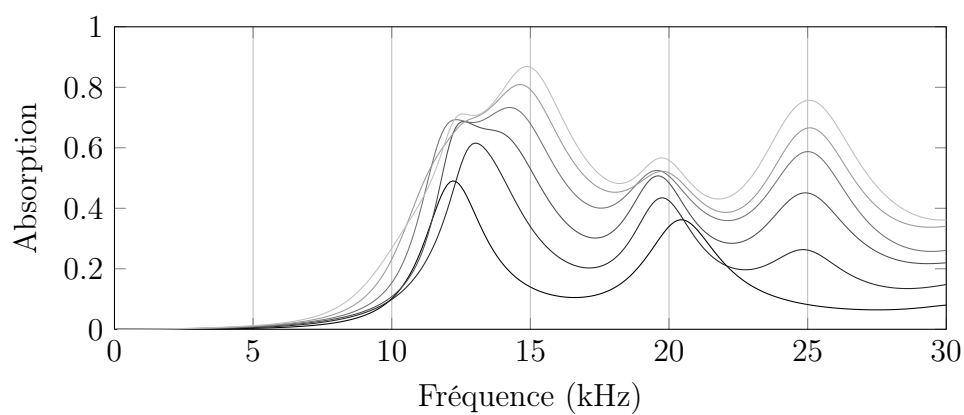


FIGURE 3.20 – Absorption du panneau à inclusion d’acier de 1 à 6 couches, respectivement du trait foncé au trait clair

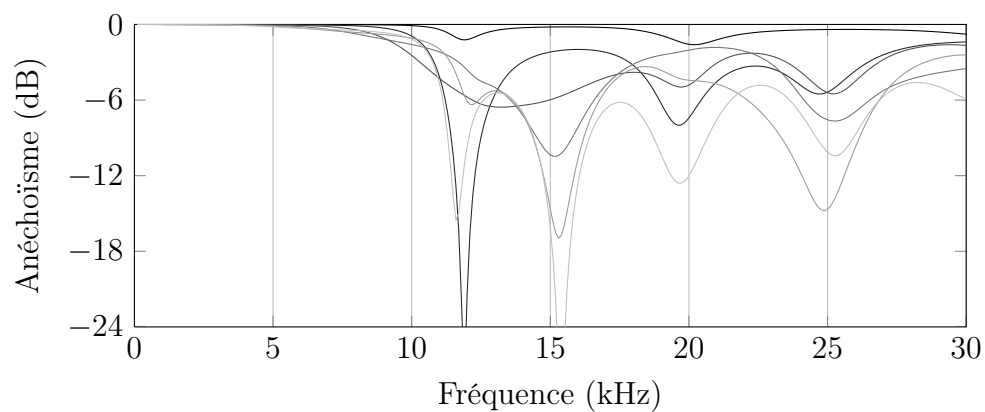


FIGURE 3.21 – Coefficient d’anéchoïsme du panneau à inclusion d’acier de 1 à 6 couches, respectivement du trait foncé au trait clair

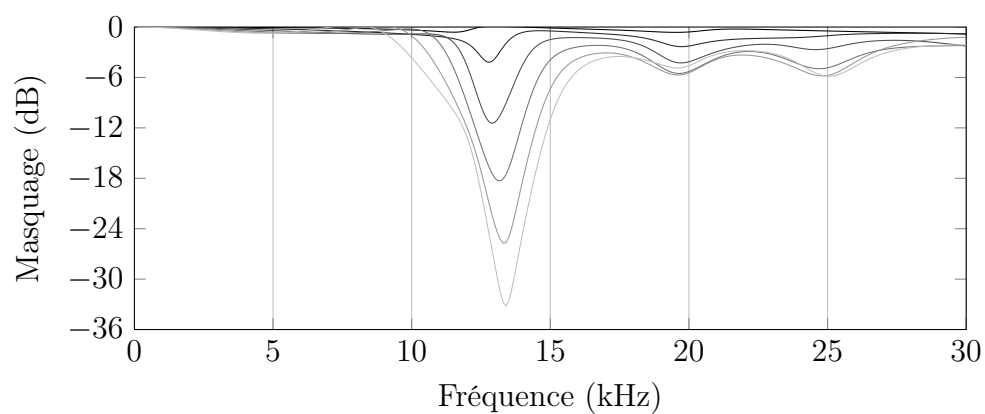


FIGURE 3.22 – Coefficient de masquage du panneau à inclusion d’acier de 1 à 6 couches, respectivement du trait foncé au trait clair

3.3 Phénomènes à l'interface

Pour le cas de modélisation avec des inclusions d'air comme celui avec des inclusions en acier, il y a un effet des frontières de la structure sur le coefficient de transmission. Les inclusions d'acier ont révélé une influence plus prononcée de ces phénomènes à l'interface que les inclusions d'air. Il est proposé maintenant d'explorer les mécanismes mis en jeu et de voir si ils peuvent être utilisés pour améliorer des performances.

3.3.1 Mécanismes

Le cas précédent est conservé, à savoir celui d'un réseau d'inclusions en acier pour former un panneau d'épaisseur représentant six couches d'inclusions. Deux résonances à l'interface ont été localisées plus tôt. L'attention se porte pour l'instant sur la plus visible, à la fréquence 19,8 kHz pour ce cas d'étude. L'observation du champ de déplacement dans le cristal avait déterminé qu'il s'agissait d'une résonance de la couche de matrice entre la dernière rangée d'inclusions et le fluide (cf. figure 3.18).

Pour tenter de manipuler cette résonance, l'épaisseur de cette couche-frontière de matrice - définie E_f dans la figure 3.23 - est modifiée de part et d'autre de la structure. Le coefficient de transmission est calculé pour chaque géométrie et affiché figure 3.24. L'ensemble des résultats a en commun les creux autour de 14 et 25 kHz grâce aux bandes d'arrêt propres au réseau. Le creux dû à la résonance qui nous intéresse se déplace en fréquence. Il apparaît une dépendance entre l'épaisseur E_f de la couche de matrice et la fréquence à laquelle la résonance a lieu. L'amplitude du creux en transmission est visiblement influencée par la présence des bandes d'arrêt de part et d'autre.

La couche-frontière E_f étant délimitée par la dernière rangée d'inclusions, il peut être intéressant de modifier le diamètre D de ces dernières. Les résultats donnés par quelques diamètres différents sont présentés figure 3.25. A nouveau, les bandes d'arrêt sont retrouvées. Cependant, le changement de diamètre des inclusions influence l'amplitude de la deuxième bande d'arrêt. En ce qui concerne la résonance à l'interface, un décalage en fréquence est remarqué. Ce résultat n'est pas très surprenant car diminuer la taille des inclusions (D) revient à augmenter l'épaisseur de la couche-frontière (E_f). Or le point

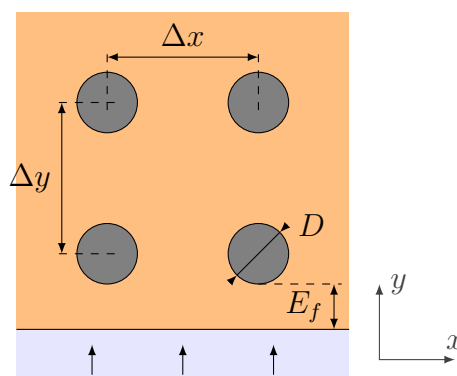


FIGURE 3.23 – Présentation des variables de la géométrie dans la région de chaque interface fluide-structure

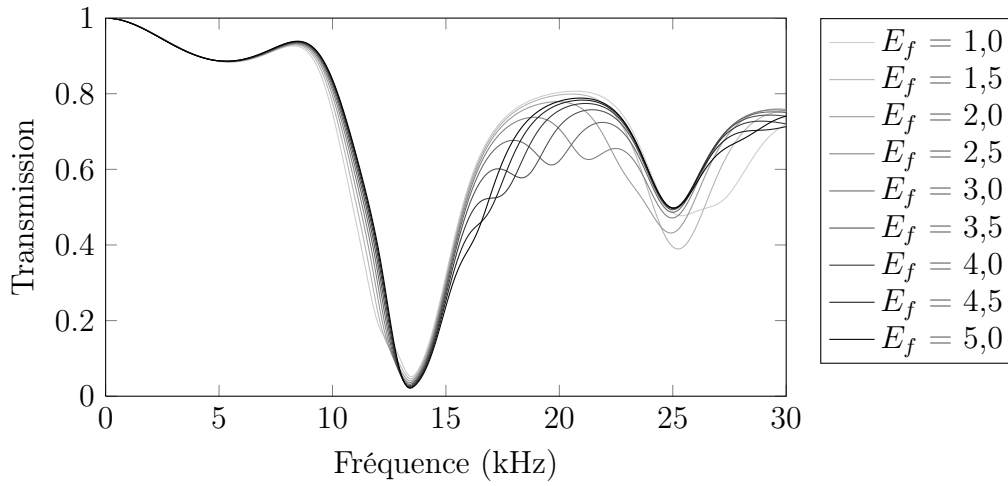


FIGURE 3.24 – Coefficient de transmission avec pertes selon l'épaisseur E_f de la couche de matrice entre la première/sixième rangée d'inclusions et le fluide (en millimètres).

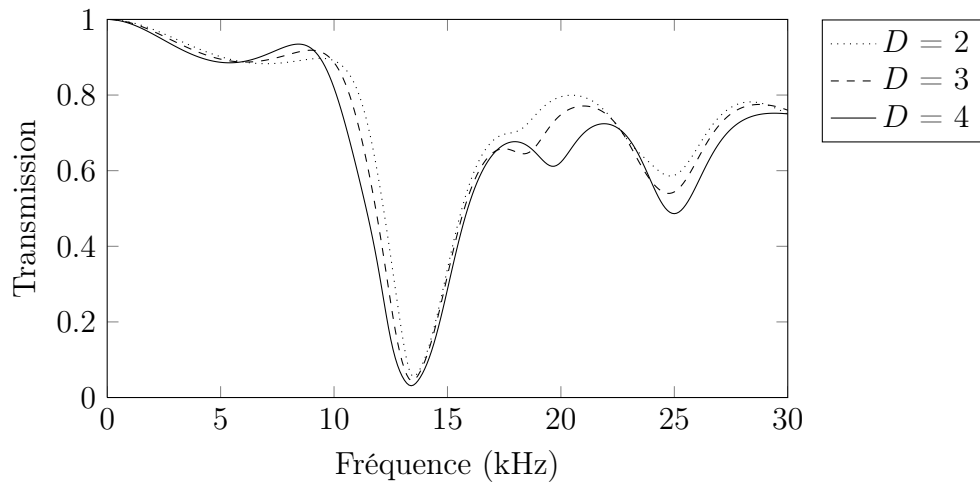


FIGURE 3.25 – Coefficient de transmission avec pertes selon le diamètre des premières et dernières rangées d'inclusions dans le panneau. L'épaisseur totale du panneau est constante.

précédent montre que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à l'épaisseur de cette couche. Cependant, il est important de noter que l'amplitude des creux est là-aussi moindre à mesure que l'inclusion est petite.

Ces deux constats nous mènent à modifier autrement la géométrie du système. Le diamètre D des inclusions reste la variable, mais en conservant cette fois l'épaisseur constante E_f de la couche-frontière. De ce fait, l'épaisseur totale du panneau va légèrement varier. Le résultat de cette étude est présenté figure 3.26. Comme soupçonné dans le cas précédent, le diamètre de l'inclusion joue un rôle important dans l'amplitude du creux en transmission pour cette résonance : ces deux grandeurs sont liées. Le fait de conserver la même épaisseur pour la couche-frontière fixe presque la fréquence de la résonance. Les simulations considérées poussent le diamètre des inclusions jusque des dimensions critiques. La distance centre-à-centre entre chaque inclusion est de $a = 10\text{mm}$. Lorsque leur diamètre D atteint des valeurs comme 8 ou 9 mm, la structure s'approche du cas d'une couche d'acier continue et explique le changement de comportement en fréquence du coefficient de transmission.

La distance séparant les inclusions les unes des autres est alors un critère intéressant. Dans le cas du réseau carré (ou rectangulaire) 2D en question, deux paramètres sont possibles : le pas du réseau selon x et selon y . La direction selon y correspond à la direction de propagation de l'onde, normale aux interfaces du panneau. Changer la périodicité va modifier la géométrie à l'interface mais aussi dans tout le réseau panneau, ce qui aura un impact sur la courbe de dispersion du réseau. Chaque nouveau réseau a sa courbe de dispersion présentée sur la figure 3.27. La transmission selon le pas en y est donnée figure 3.28. Lorsque le pas Δy augmente, la couche-frontière augmente aussi et décale donc le creux de résonance à l'interface vers les basses fréquences. La seconde bande d'arrêt est elle aussi dépendante de ce paramètre, du fait qu'elle dépend essentiellement de la quantité de matrice entre les inclusions (cf. 3.14). La fréquence de la première bande d'arrêt est

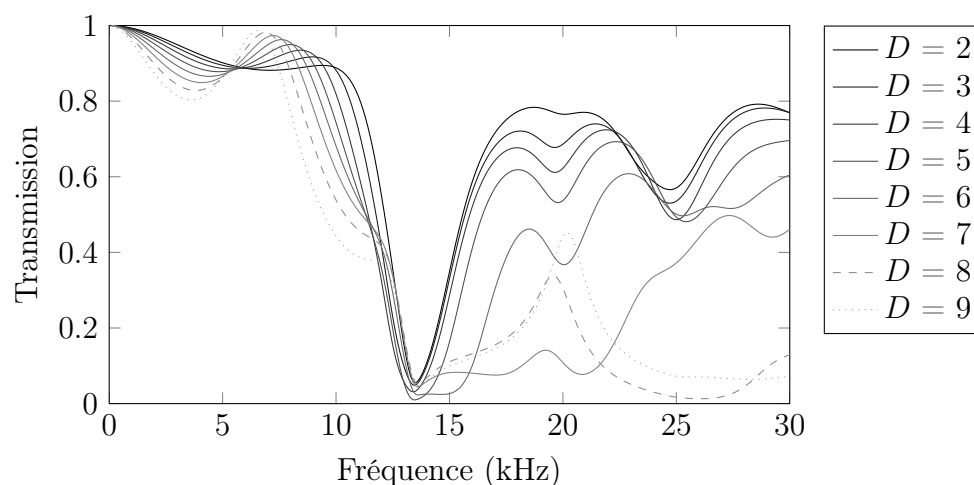


FIGURE 3.26 – Coefficient de transmission avec pertes selon le diamètre des premières et dernières rangées d'inclusions dans le panneau. L'épaisseur de la couche-frontière de matrice est constante.

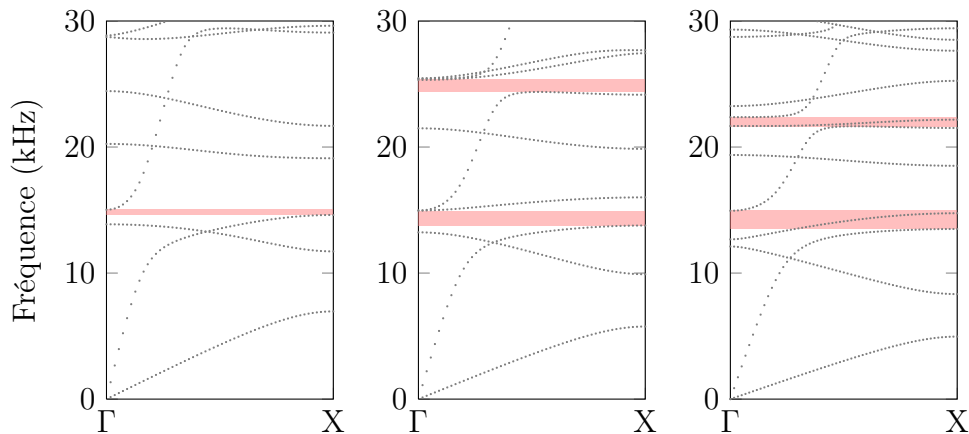


FIGURE 3.27 – Courbe de dispersion en fonction du pas de périodicité selon la direction Oy .

indépendante du pas Δy , car elle repose sur la résonance masse-ressort des inclusions qui n'est pas affectée.

La direction selon x est parallèle aux interfaces et perpendiculaire aux cylindres d'acier. La variation du pas selon x décale en fréquence tous les phénomènes présents dans la fenêtre d'étude, y compris désormais la première bande d'arrêt (figure 3.29). Par ailleurs, dans le cas où $\Delta x = 8\text{mm}$, l'atténuation en transmission - alors vers 18 kHz - s'est considérablement élargie (figure 3.30). Ce creux est en fait issu de l'association de deux phénomènes : la plus grande bande d'arrêt due au réseau (figure 3.29a) et une autre résonance à l'interface.

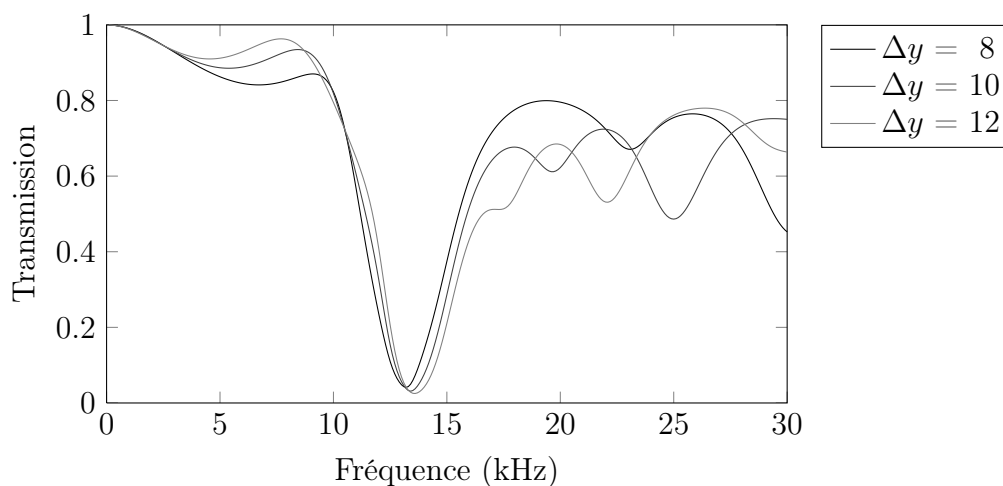


FIGURE 3.28 – Coefficient de transmission avec pertes en fonction du pas de périodicité selon la direction Oy .

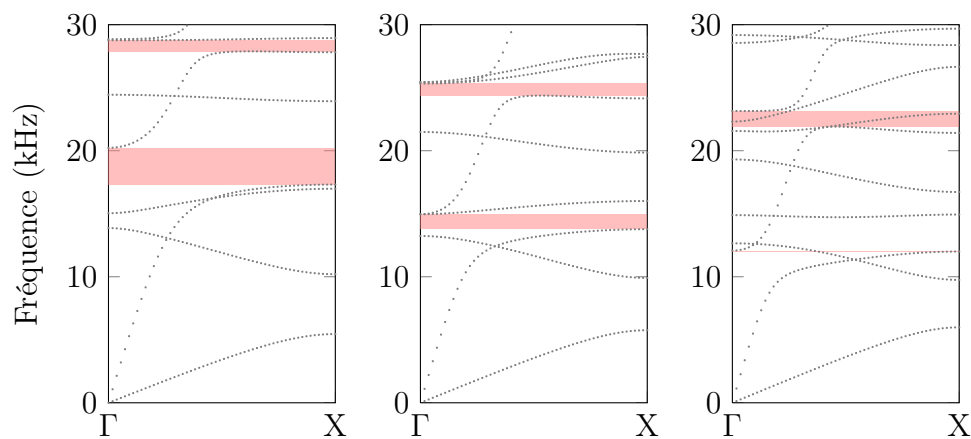


FIGURE 3.29 – Courbe de dispersion en fonction du pas de périodicité selon la direction Ox .

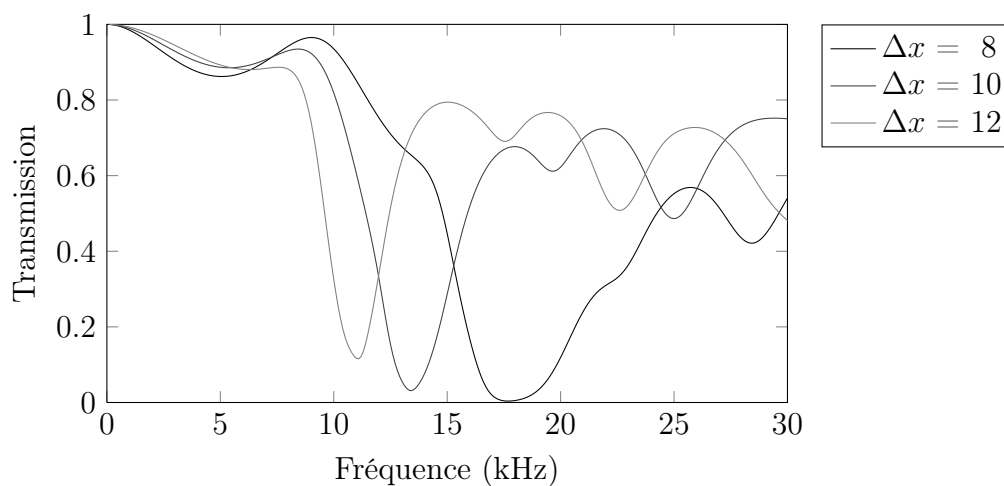


FIGURE 3.30 – Coefficient de transmission avec pertes en fonction du pas de périodicité selon la direction Ox .

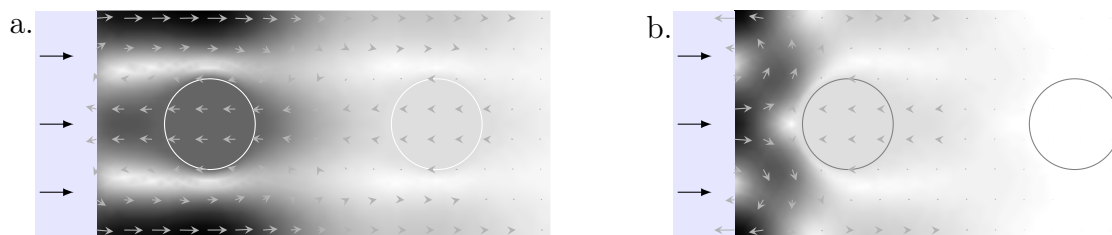


FIGURE 3.31 – Champ de déplacement à l’interface fluide de la structure : a. résonance masse-ressort ; b. résonance de la couche-frontière.

Cette seconde résonance, évoquée dans le paragraphe 3.2.2, est localisée à l’interface et met en jeu l’inclusion proche. Le champ de déplacement de la structure dans la région de l’interface est représenté figure 3.31 pour les deux résonances locales.

Afin de mieux discerner différents effets, le cristal peut être décomposé en trois phases distinctes :

- le point de départ est l’exemple utilisé jusqu’ici, à savoir un panneau comprenant six couches d’inclusions, espacées selon les dimensions périodique du cristal (figure 3.32a).
- le même panneau, d’épaisseur égale, en l’absence d’inclusions en première et dernière rangée. Ainsi, on obtient un réseau sur quatre couches, et les interfaces fluide-solide sont éloignées du réseau (figure 3.32b).
- à l’inverse, un panneau toujours de même épaisseur avec uniquement des inclusions en première et dernière couche du réseau (figure 3.32c). Dans ce contexte, il n’y a pas d’effet lié au réseau d’inclusions car la périodicité n’existe plus dans la direction de propagation de l’onde, à travers l’épaisseur. En revanche, les résonances à l’interface sont observables.

Le coefficient de transmission issu de chaque cas de figure est donné sur la figure 3.33. Deux creux proviennent des effets de la périodicité de la structure, et deux creux proviennent des résonances aux interfaces.

Le mécanisme de résonance basse fréquence à l’interface est semblable à celui qui donne la première bande d’arrêt (cf. figure 3.14). Il s’agit en fait du même mécanisme de résonance *masse-ressort* où la masse correspond à l’inclusion dense d’acier et le ressort dépend de la matrice élastique qui entoure le système. Les inclusions proches de l’interface fluide/solide n’ont pas le même environnement, la même quantité de matrice autour d’elles par rapport aux inclusions au cœur du panneau. De ce fait, il y a une légère variation des paramètres qui entraîne un faible décalage en fréquence. Si la géométrie à l’interface reste semblable à celle du réseau, les deux phénomènes sont proches en fréquence. Maintenant que cette résonance basse fréquence a été identifiée, son influence peut être devinée dans les résultats précédents de ce chapitre où il apparaît distinctement parfois.

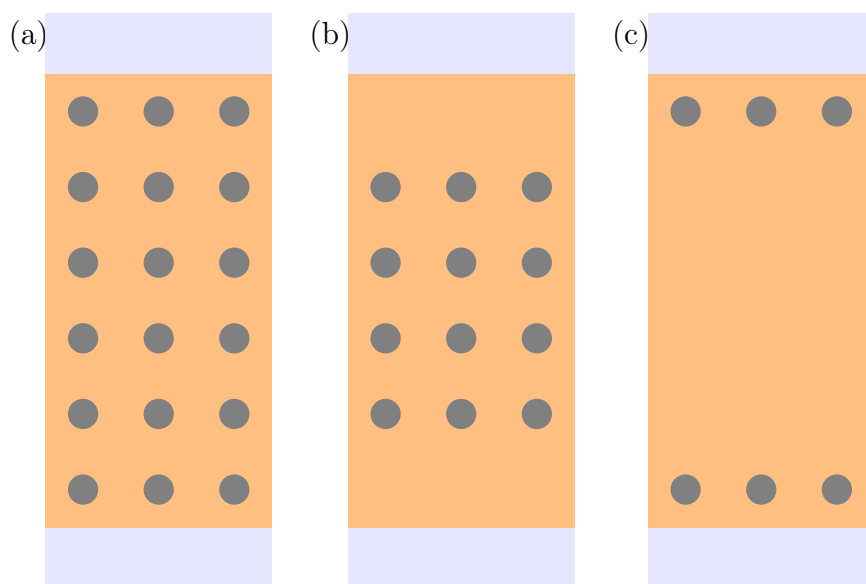


FIGURE 3.32 – Vue de coupe des trois phases d'étude

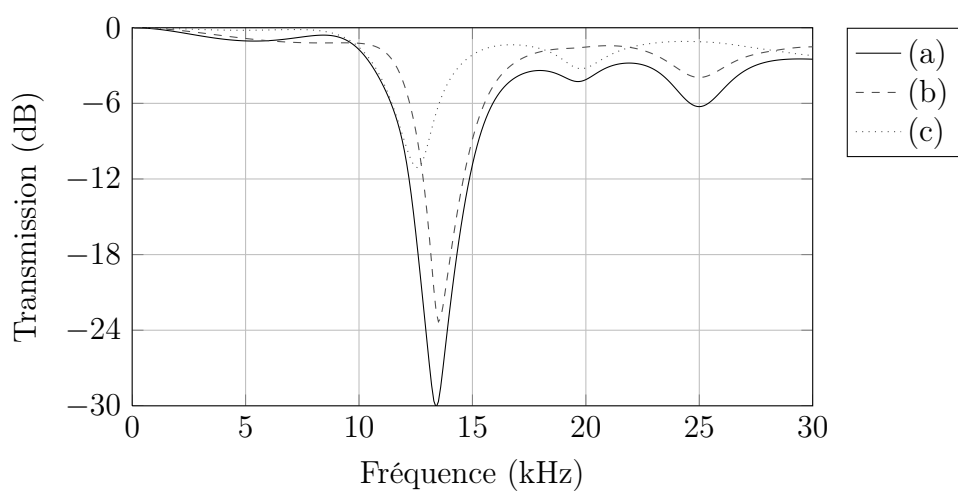


FIGURE 3.33 – Coefficient de transmission avec pertes selon la configuration du panneau indiquée figure 3.32

3.3.2 Optimisation

L'étude faite jusqu'ici met en évidence des phénomènes de réseau - que sont les bandes d'arrêt - et des phénomènes de résonance aux interfaces. Chacun de ces phénomènes entraîne une baisse en transmission dans l'intervalle de fréquence étudié. Si les bandes d'arrêt sont liées à la structure globale du panneau, les résonances à l'interface sont liées à la géométrie dans la région de la frontière fluide/structure. Pour une structure périodique donnée, les dimensions aux extrémités sont modifiables. L'étude paramétrique du paragraphe précédent montre qu'il est possible de déplacer en fréquence les résonances, et de les prononcer davantage. En ajustant chaque résonance à des fréquences pertinentes, il est possible d'améliorer significativement l'atténuation globale de la transmission. A titre d'exemple, le cas d'un panneau constitué d'un réseau rectangulaire va faire l'objet d'une optimisation. La structure, proche de celle étudiée jusqu'ici, est faite du même polyuréthane et d'inclusions en acier. Le diamètre des inclusions est $D = 4\text{mm}$, espacées par $\Delta x = 10\text{mm}$ et $\Delta y = 12\text{mm}$. La modification de ce dernier paramètre permet de ramener vers les basses fréquences la deuxième bande d'arrêt du réseau (cf. figure 3.28). Un panneau constitué de six couches de ce réseau donne une performance en transmission telle qu'affichée figure 3.34. En modifiant le diamètre des inclusions proches des interfaces ($D' = 7\text{mm}$) et en s'assurant une épaisseur de couche-frontière réduite à $E_f = 2,5\text{mm}$, le coefficient de transmission est nettement abaissé sur un large spectre (figure 3.34). Cette amélioration significative a lieu sans modifier l'épaisseur totale du revêtement, qui est de 72 mm.

Cette évolution importante du coefficient de transmission se fait au prix d'un renfort de la réflexion (figure 3.35), qui peut se comprendre déjà par le fort remplissage d'acier

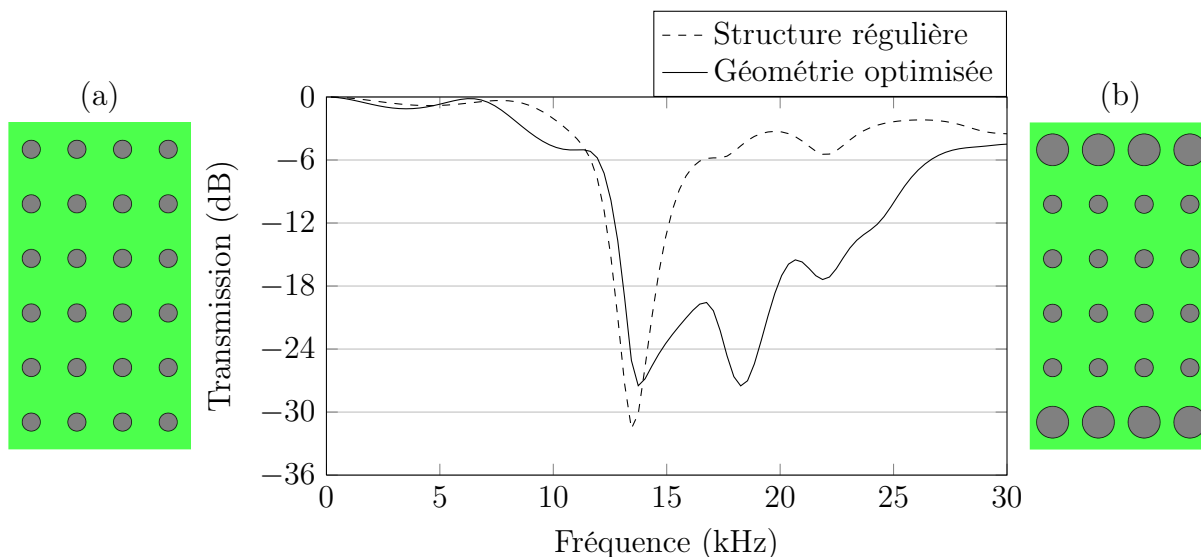


FIGURE 3.34 – Exemple d'optimisation possible en transmission avec pertes d'un panneau à structure périodique. (a) structure régulière épaisse de six couches du réseau d'inclusions. (b) Revêtement optimisé par des modifications géométriques au niveau des frontières fluide-solide de la structure.

aux abords du revêtement. De ce fait, le panneau reflétera davantage une onde incidente, ce qui nuit fortement aux performances anéchoïques, comme le montre la figure 3.36. La gamme de fréquence 15-20 kHz, où désormais l'atténuation de la transmission est renforcée à l'aide des phénomènes d'interface, voit son coefficient d'anéchoïsme fortement dégradé. L'optimisation du panneau pour le coefficient de transmission n'est pas pertinent pour la finalité de revêtements anéchoïques. En revanche, le second paramètre de discrétion acoustique est plus directement lié aux performances en transmission : il s'agit du coefficient de masquage. Les nouvelles performances de masquage sont comparées au cas initial sur la figure 3.37. Une nette amélioration du coefficient de masquage est relevée, dans la gamme de fréquence 15-20 kHz et pas seulement. Il est à noter que les quelques résultats en décibels positifs autour de 6 kHz proviennent vraisemblablement de l'approximation faite dans la partie 2.1.2 pour exprimer la formule du coefficient de masquage.

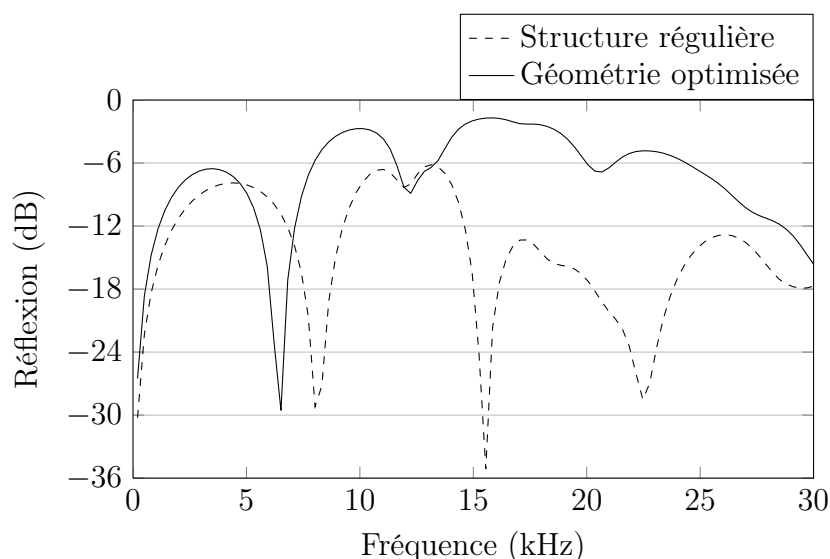


FIGURE 3.35 – Modification du coefficient de réflexion (avec pertes) d'un panneau à structure périodique pour structure régulière épaisse de six couches du réseau d'inclusions (figure 3.34a) ou pour un revêtement optimisé par des modifications géométriques au niveau des frontières fluide-solide de la structure (figure 3.34b).

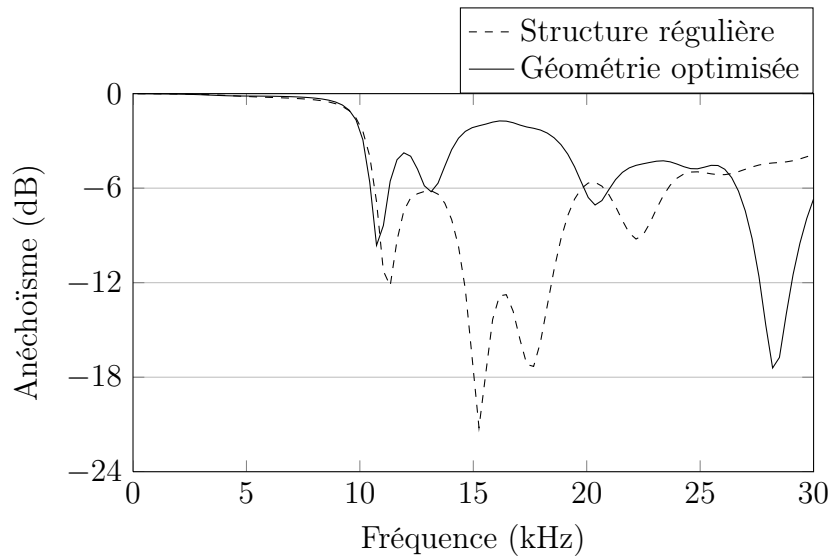


FIGURE 3.36 – Modification du coefficient d’anéchoïsme (avec pertes) d’un panneau à structure périodique pour structure régulière épaisse de six couches du réseau d’inclusions (figure 3.34a) ou pour un revêtement optimisé par des modifications géométriques au niveau des frontières fluide-solide de la structure (figure 3.34b).

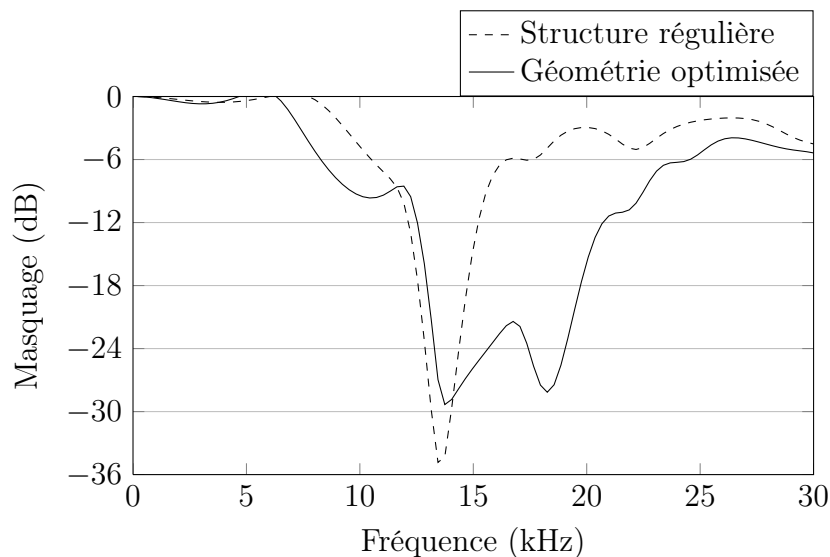


FIGURE 3.37 – Modification du coefficient de masquage (avec pertes) d’un panneau à structure périodique pour structure régulière (figure 3.34a) ou pour un revêtement optimisé (figure 3.34b).

3.4 Conclusion

Les revêtements Alberich sont historiquement utilisés pour filtrer les ondes acoustiques grâce à la résonance d'inclusions d'air à géométrie 3D réparties sur une couche. Il a été montré, à travers une géométrie 2D, la possibilité de cumuler plusieurs couches d'inclusions d'air en vue de créer des effets d'interférences liés à la périodicité : la bande interdite de Bragg. Ces effets sont utiles pour obtenir de larges bandes de fréquences avec une transmission réduite. Ainsi, la structure a le potentiel d'un revêtement de masquage efficace. Cependant, les inclusions d'air de grandes dimensions rendent les revêtements déformables et sensibles à la pression statique, ce qui est défavorable pour des applications à forte immersion.

Pour répondre à ce problème, les inclusions d'air ont laissé place aux inclusions en acier, rigides face à la pression statique. Mais un réseau périodique d'inclusions en acier augmente la vitesse de propagation des ondes dans la structure, ce qui renvoie la bande interdite liée aux interférences du réseau (bande interdite de Bragg) très haut en fréquence. En revanche, le comportement du revêtement est très différent entre ces deux types d'inclusions. La résonance des inclusions d'air est basée sur la déformation de celles-ci, alors que les inclusions d'acier oscillent en un mouvement de translation rigide. Cela leur permet de présenter des résonances basses fréquences. Ces résonances masse-ressort des inclusions est à l'origine d'une bande interdite beaucoup plus basse en fréquence : c'est une bande d'hybridation.

La résonance des inclusions dépend de leur environnement direct. Elle est identique pour toutes les inclusions dans le cas d'un réseau infini mais une différence notable existe lorsque la structure connaît des dimensions finies. La présence de l'interface fluide/solide aux abords d'un panneau modifie la résonance masse-ressort des inclusions proches. Cette influence peut être manipulée afin d'accorder pertinemment ces résonances avec les bandes d'arrêt présentes. Ceci a pu être montré ici à travers l'étude d'un réseau carré, mais l'essentielle de la démarche présentée dans ce chapitre a également été appliquée pour l'étude d'un réseau triangulaire d'inclusions. Cette autre étude a fait l'objet d'une publication [61]. Que ce soit à travers un réseau carré ou triangulaire, l'accord des résonances à l'interface avec les modes de réseau d'un cristal sont possibles. Cette adaptabilité conforte alors la mise en œuvre de panneaux inspirés de cristaux phononiques. Pouvoir associer les effets d'interférences du réseau et ceux des résonances locales est un levier majeur d'optimisation. En effet, les performances d'atténuation en transmission d'un réseau périodique peuvent alors être améliorées sans (fortement) modifier l'épaisseur totale, en considérant attentivement les paramètres géométriques à la frontière fluide/solide du revêtement créé. Au final, une optimisation permet d'aboutir sur des structures performantes pour une application sous forme de revêtement de masquage, ou de revêtement réflecteur. Néanmoins, ces performances se font au détriment des capacités anéchoïques des revêtements. C'est pourquoi des solutions spécifiques seront explorées au chapitre 5. Avant cela, ces premiers concepts ont besoin d'être validés expérimentalement. Dans ce but, le prochain chapitre s'articule autour de deux points : la réalisation d'échantillons basés sur les modélisations, et le développement de méthodes de mesure accompagnées d'une installation adéquate.

Chapitre 4

Expérimentation

Les premières conclusions des travaux de thèse s'appuient exclusivement sur des résultats numériques. Afin d'étayer les analyses précédentes, l'aspect expérimental devient indispensable. Mais les conditions idéales utilisées dans la simulation ne s'appliquent plus. La mesure en laboratoire connaît des limites physiques qu'il est nécessaire d'anticiper pour caractériser précisément des échantillons en basses fréquences. Pour cela, le principe de mesure en bassin est présenté, avec les contraintes qu'il possède. Pour surmonter ces difficultés, plusieurs solutions existent et deux méthodes de mesure sont considérées. La première utilise les avantages de la moyenne spatiale de la pression acoustique, tandis que la seconde permet de dissocier les signaux utiles. Le besoin d'un banc expérimental robuste pour appliquer ces méthodes imposera l'amélioration des moyens de mesure déjà présents dans le laboratoire, au niveau du bassin acoustique. Enfin, un panneau-test, inspiré des précédents concepts de revêtement, est mesuré. Les résultats de mesure, comparés aux prévisions numériques, permettent d'estimer l'efficacité de chaque méthode et de valider de manière concrète les principes de conception de nouveaux matériaux acoustiques.

Sommaire

4.1	Méthodes de mesure	79
4.1.1	Méthode par moyennage spatial du champ de pression	80
4.1.2	Méthode des trois points	82
4.2	Banc d'essai acoustique	84
4.2.1	Plan d'installation	84
4.2.2	Résultats expérimentaux	88
4.3	Conclusion	97

4.1 Méthodes de mesure

La mesure acoustique d'un panneau pour des applications en acoustique sous-marine consiste à immerger le panneau dans l'eau, soumettre une de ses faces à une onde incidente plane et à relever les pressions réfléchiée et transmise. Les pressions acoustiques sont relevées en amont de la plaque - dans le sens de propagation (selon x) depuis le projecteur - et en aval (figure 4.1).

Le coefficient de transmission s'exprime en fonction de la pression transmise par rapport à la pression incidente, les deux pressions étant ramenées à la même phase :

$$T(x = 0) = \frac{p_t(x = 0)}{p_i(x = 0)} = \frac{p_t(x_t)e^{ikx_t}}{p_i(x_i)e^{ikx_i}} \quad (4.1)$$

Les corrections de phase, amenées par les termes en exponentielles, sont fonction des positions de mesure x_i pour la pression incidente et x_t pour la pression transmise, avec $k = \omega/c$ où c est la vitesse dans l'eau. Idéalement, la réflexion et la transmission considèrent un panneau de surface infinie. Les dimensions des échantillons dépassent rarement 1m^2 , du fait de la dimension des cuves de mesure, mais aussi pour des raisons de coût de production ou même de faisabilité. Pour considérer le panneau suffisamment étendu, la mesure doit se faire proche de la surface, à quelques centimètres. Dans ces conditions, la pression réfléchiée est difficilement séparable temporellement de la pression incidente pour les basses fréquences exploitées. À défaut de pouvoir séparer les deux signaux, il est possible de retrouver le coefficient de réflexion au point $x = 0$ à l'aide de la pression totale $p_i + p_r$ relevée à la distance $|x_i| = |x_r| = d$ par rapport au panneau en utilisant la formule :

$$R(x = 0) = \left(\frac{p_i + p_r}{p_i} - 1 \right) e^{2ikd} \quad (4.2)$$

La phase du coefficient de réflexion ne peut être retrouvée qu'à condition d'une connaissance précise de la distance d .

L'étape expérimentale est un travail primordial pour étayer une étude, aussi certains articles se concentrent sur les conditions et méthodes de mesures. Pour reproduire les

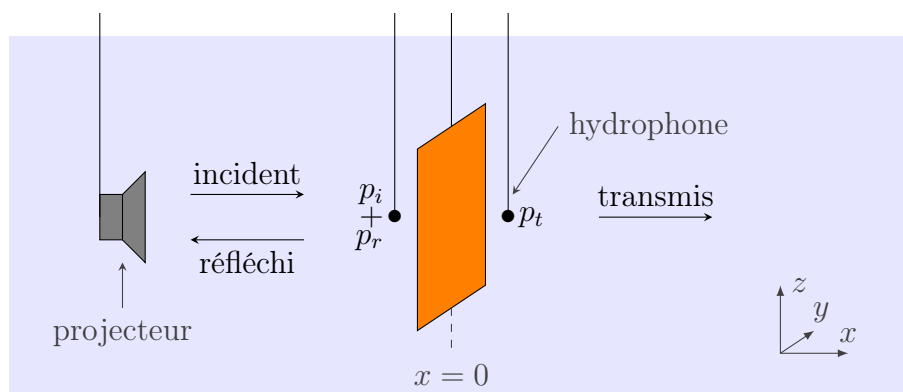


FIGURE 4.1 – Principe des mesures en bassin

conditions océaniques, Humphrey *et al.* (Royaume-Uni) utilisent une cuve fermée, pressurisée et régulée en température d'une longueur de 7,5 m pour 2,5 m de large [62, 63]. Ces deux conditionnements agissent sur les propriétés mécaniques des élastomères utilisés pour les revêtements acoustiques. L'installation limite le volume total, et donc les dimensions des échantillons à une surface de 800×900 mm. L'équipe compense ce problème en mettant en œuvre une antenne paramétrique pour exciter en basse fréquence le centre du panneau et très peu les bords, afin de minimiser les effets de diffraction. Un autre laboratoire (États-Unis) utilise une cuve pressurisée dont les dimensions cylindriques sont de 11 × 4 m. L'équipe du laboratoire s'intéresse au déphasage et à l'atténuation d'un panneau [64] et à l'évaluation des paramètres de réflexion malgré les contraintes géométriques [65]. Comme pour la cuve précédente, ces contraintes limitent les dimensions du panneau à mesurer et les bords du panneau créent des ondes diffractées. Pour tenter de réduire l'influence de la pression diffractée, Martin *et al.* proposent d'utiliser la mesure d'intensité acoustique pour atteindre les basses fréquences [66]. Les contraintes géométriques influencent également les autres éléments du banc de mesure, comme l'obtention d'ondes incidentes planes. Humphrey et Smith reviennent sur la conséquence d'utiliser une onde non plane [67]. Pallayil *et al.* utilisent une méthode applicable dans les cuves de dimensions réduites pour obtenir une onde quasi-plane.

Des grandeurs physiques peuvent en être déduites des valeurs R et T mesurées. Ainsi, Lepert applique les méthodes d'inversion présentées par Fokin [58] pour retrouver le nombre d'onde, l'atténuation et la masse volumique de plaques inclusionnaires. Le protocole est brièvement présenté dans l'étude [68]. La combinaison des équations évite de devoir connaître les distances plaque-transducteur et le signal de référence. Cependant, la méthode surestime l'atténuation, et elle est plus efficace si la plaque est épaisse devant la longueur d'onde, surtout dans le cas de la détermination du nombre d'onde. Une autre possibilité est la considération de l'influence d'un support d'épaisseur finie par post-calcul. A partir d'une mesure d'un panneau en champ libre, il est possible d'associer mathématiquement les effets d'éventuels supports, ou encore de déduire les performances de masquage et d'anéchoïsme. Audoly propose une méthode robuste pour traiter des matériaux absorbants [69].

Bien sûr, la déduction de grandeurs physiques (k) ou de performances acoustiques (C_A , C_M) nécessite une bonne connaissance des coefficients de transmission et de réflexion, si possible en amplitude et phase. Comme évoqué plus tôt, les dimensions des échantillons ne permettent pas toujours les mesures directes des pressions incidente, réfléchie et transmise. Les signaux sont souvent confondus lors des mesures basses fréquences. De plus, les effets de diffraction sur les bords du panneau interfèrent avec la mesure. C'est pourquoi il faut porter une attention particulière à la détermination des coefficients de réflexion et de transmission lors des mesures expérimentales. Pour les retrouver, deux méthodes ont été travaillées dans le laboratoire [70] : celle par moyenne spatiale, et celle dite des trois points.

4.1.1 Méthode par moyennage spatial du champ de pression

Le but est de déterminer le module et la phase des ondes incidente, réfléchie et transmise par un panneau de dimensions finies créant des ondes de diffraction sur les bords.

Ces dernières perturbent la mesure des signaux utiles. Audoly et Giangreco proposent de diminuer la contribution de la pression diffractée en considérant une aire de mesure parallèle au panneau [71]. Les ondes provenant des bords du panneau atteignent l'aire de mesure avec une incidence oblique, et il en résulte une diminution de la pression spatiale moyenne des ondes diffractées. Les auteurs montrent que l'utilisation d'un hydrophone surfacique à environ 5-10 cm de la plaque et légèrement décalé par rapport au centre de celle-ci amène à des résultats robustes. Les techniques de mesure en pression, en intensité et en double couche sont comparées. Pour des résultats similaires et dans un souci de facilité, la mesure en pression est préférée. La méthode a déjà été utilisée au GERDSM dans les années 1990.

Sans hydrophone surfacique, la pression moyenne spatiale peut être mesurée en déplaçant le panneau de façon latérale selon y et z . La pression acoustique est relevée de chaque côté du panneau alors que les hydrophones sont fixes. La précaution à prendre lors de cette manipulation est de s'assurer que le panneau est bien perpendiculaire à l'axe projecteur-microphones et qu'il le reste après chaque déplacement, comme représenté sur la figure 4.2. Dans un premier temps, sans panneau, les pressions incidentes $p_i(A)$ et $p_i(B)$ sont relevées aux points A et B en module et en phase. Ensuite, le panneau est inséré. Puis, pour différentes positions du panneau en respectant les distances x_A et x_B comme constantes, la pression est mesurée en module et en phase de chaque côté du panneau. Les pressions relevées dans le plan (yz) parallèle au panneau sont moyennées, ce qui a pour effet de réduire la contribution du signal diffracté. Ainsi sont obtenues les pressions moyennes $p(A)_{\text{moyen}}$ et $p(B)_{\text{moyen}}$ aux points A et B des hydrophones.

Les pressions réfléchiée et transmise se retrouvent :

$$p_r \approx p(A)_{\text{moyen}} - p_i(A) \quad (4.3)$$

$$p_t \approx p(B)_{\text{moyen}} \quad (4.4)$$

De là, le coefficient de réflexion au point A s'exprime :

$$R(A) = \frac{p_r}{p_i(A)} \quad (4.5)$$

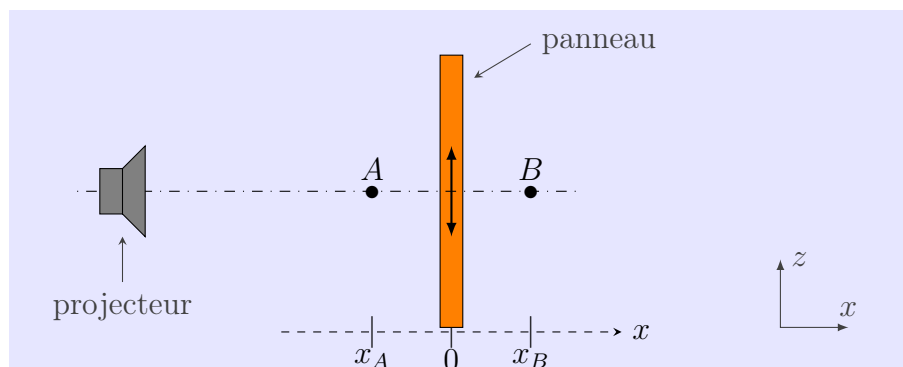


FIGURE 4.2 – Moyennage spatial - Disposition du banc de mesure

et le coefficient de réflexion ramené au centre de la plaque en est déduit :

$$R = R(A) \times e^{2ik|x_A|}. \quad (4.6)$$

Le coefficient de transmission se retrouve quant à lui à partir du point B :

$$T = \frac{p_t}{p_i(B)}. \quad (4.7)$$

Aspect pratique L'utilisation de la moyenne spatiale de pression est séduisante par sa simplicité de fonctionnement. Une moyenne sur un nombre suffisant de points de mesure diminue significativement la contribution du signal diffracté par les bords du panneau. Pour cela, ces points doivent être répartis dans le plan (yz) parallèle à la surface du panneau mesuré. La fiabilité de la mesure dépendra de la précision pour la distance entre les points de mesures et le panneau. Pour conserver un bon alignement projecteur-récepteurs, il est suggéré de déplacer l'échantillon dans son plan selon y et selon z pour mesurer la pression en différents points. Cependant, le panneau mesuré est souvent de grande taille - voire lourd - et est situé en profondeur lors des manipulations qui peuvent alors être imprécises.

4.1.2 Méthode des trois points

Cette méthode s'applique au cas d'une incidence normale à la plaque. Elle consiste à mesurer la pression en trois points très proches du panneau, de manière à ce que les ondes diffractées puissent être considérées perpendiculaires aux ondes incidente et réfléchie. Si les trois points sont alignés, la diffraction reçue peut être supposée identique pour les trois mesures. Cela nous ramène à la résolution d'un système à trois inconnues complexes avec trois mesures (figure 4.3).

La partie réflexion est d'abord considérée et le point A_2 est choisi comme référence, côté réfléchi. Les pressions aux points A_1 , A_2 et A_3 - respectivement séparés par les distances d_{12} et d_{23} - s'expriment en fonction des pressions incidente p_i et réfléchie p_r au point A_2 et de la pression diffractée p_{diff} en chaque point.

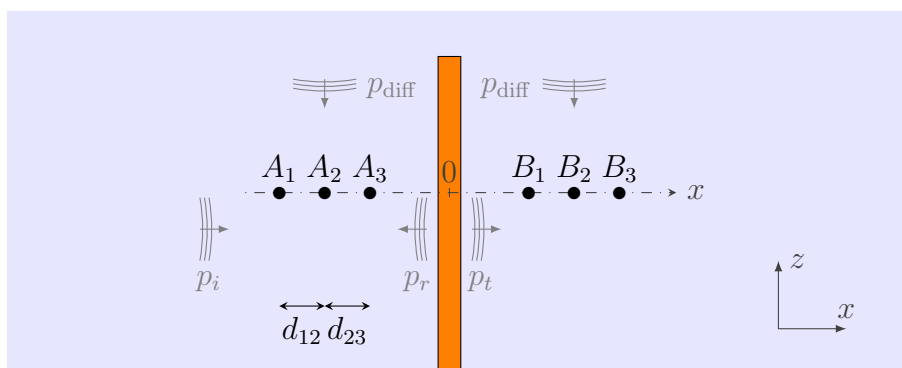


FIGURE 4.3 – Méthode 3 points - Disposition du banc de mesure

$$\begin{aligned}
p(A_1) &= p_i(A_2)e^{ikd_{12}} + p_r(A_2)e^{-ikd_{12}} + p_{\text{diff}}(A_1) \\
p(A_2) &= p_i(A_2) + p_r(A_2) + p_{\text{diff}}(A_2) \\
p(A_3) &= p_i(A_2)e^{-ikd_{23}} + p_r(A_2)e^{ikd_{23}} + p_{\text{diff}}(A_3)
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Si les six positions A_1 , A_2 et A_3 (B_1 , B_2 et B_3) sont très proches de la plaque, alors les ondes de diffraction reçues seront quasi-perpendiculaires aux ondes incidente, réfléchie et transmise. Dans ce cas, les ondes diffractées peuvent être supposées identiques pour les trois points d'un côté du panneau.

$$p_{\text{diff}}(A_1) = p_{\text{diff}}(A_2) = p_{\text{diff}}(A_3) = p_{\text{diff}} \tag{4.9}$$

De ce fait, on peut réécrire le système 4.8 sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} p(A_1) \\ p(A_2) \\ p(A_3) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ikd_{12}} & e^{-ikd_{12}} & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ e^{-ikd_{23}} & e^{ikd_{23}} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_i(A_2) \\ p_r(A_2) \\ p_{\text{diff}} \end{pmatrix} \tag{4.10}$$

d'où l'on peut facilement exprimer les pressions incidente, réfléchie et diffractée :

$$\begin{pmatrix} p_i(A_2) \\ p_r(A_2) \\ p_{\text{diff}} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ikd_{12}} & e^{-ikd_{12}} & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ e^{-ikd_{23}} & e^{ikd_{23}} & 1 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} p(A_1) \\ p(A_2) \\ p(A_3) \end{pmatrix} \tag{4.11}$$

Dès lors que les pressions utiles sont retrouvées, le coefficient de réflexion au point A_2 s'écrit :

$$R(A_2) = \frac{p_r(A_2)}{p_i(A_2)} \tag{4.12}$$

ce qui permet au final de retrouver le coefficient de réflexion ramené au centre du panneau :

$$R = R(A_2) \times e^{2ik|x(A_2)|} \tag{4.13}$$

La même procédure peut s'appliquer à l'arrière du panneau pour retrouver le coefficient de transmission. Dans ce cas, la pression incidente correspond à l'onde transmise, la pression diffractée reste inchangée, et la pression réfléchie n'est pas utilisée et son terme sera nul.

Aspect pratique La méthode des trois points rend possible le déconfinement des différents signaux utiles. De ce fait, la pression diffractée peut-être quantifiée. Cette information est utile pour identifier les difficultés de mesures. La validité mathématique de la méthode tient à la précision des mesures, notamment en position et phase des signaux. De plus, l'hypothèse faite sur les pressions diffractées apporte une incertitude sur le résultat.

4.2 Banc d'essai acoustique

La méthode trois points permet de discriminer les pressions incidente, réfléchie et transmise et ainsi de s'affranchir des effets de bord du panneau en écartant la somme des pressions diffractées. Au delà de la supposition faite sur les pressions diffractées, il subsiste une difficulté lors de la mise en application. Dans la pratique, la manipulation est délicate. La présence de trois hydrophones proches provoque une diffraction de l'un sur les deux autres. A l'inverse, n'utiliser qu'un hydrophone pour éviter ce phénomène implique de déplacer tout le montage plusieurs fois, ce qui expose à des imprécisions de mesures, notamment lors de l'estimation de la phase. Pour le moyennage spatial, le déplacement précis des hydrophones permet de mesurer le champ de pression moyen dans le plan parallèle au panneau, ceci afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Ici, le bruit correspond au champ de pression diffracté qui peut partiellement être incohérent spatialement.

Dans les deux cas de figure, le positionnement des hydrophones de mesure est critique. La mise en place manuelle du banc demande beaucoup de soin, d'autant que les dimensions du bassin sont grandes. L'expérience peut se passer à 3,5 m de profondeur alors que les manipulations sont faites depuis la surface. Ce contexte vient nuire à la précision des résultats, voire même à la répétitivité de l'expérience.

Une amélioration du matériel expérimental a été effectuée. Elle consiste à la mise en place de modules de translation linéaire sur le plan parallèle à la surface de l'eau, répété pour chaque côté de l'échantillon mesuré. Le but de ce système est de déplacer de manière fiable les cannes de mesures portant les hydrophones en profondeur. Le système de positionnement est exploité pour améliorer également la finesse des mesures en motorisant l'ensemble des déplacements du plan. Les différents points de mesures du champ acoustique peuvent être atteints automatiquement. Les mesures sont réalisées et répétées avec une grande précision.

4.2.1 Plan d'installation

Les dimensions de la cuve acoustique de l'ISEN sont de $6 \times 6 \times 6,5$ mètres (figure 4.4). Les hydrophones, projecteur et échantillon sont disposés dans le bassin de manière à obtenir une fenêtre temporelle (sans écho) la plus grande possible et de manière à ce que les ondes reçues par l'échantillon mesuré soient les plus planes possibles.

Dans le cas de mesures de revêtements acoustiques, les échantillons se présentent typiquement sous forme de panneaux plans dont la plus grande surface est de l'ordre du mètre carré. Pour couvrir confortablement le champ acoustique rayonné dans l'environnement immédiat du panneau, l'amplitude de mouvement possible pour le nouveau système de positionnement est de 120×30 cm dans le plan (xy) parallèle à la surface de l'eau. Si cette aire ne permet pas de couvrir une zone particulière du champ acoustique, l'échantillon peut être déplacé. Le schéma de la figure 4.6 présente la disposition de l'installation vue du dessus. Il est complété d'une vue de profil figure 4.7.

L'installation est basée sur un assemblage de modules, ce qui permet de modifier le système simplement, selon le besoin expérimental spécifique. Le système établi a été optimisé pour une mesure de panneaux, mais sa modularité en fait un outil polyvalent. Au

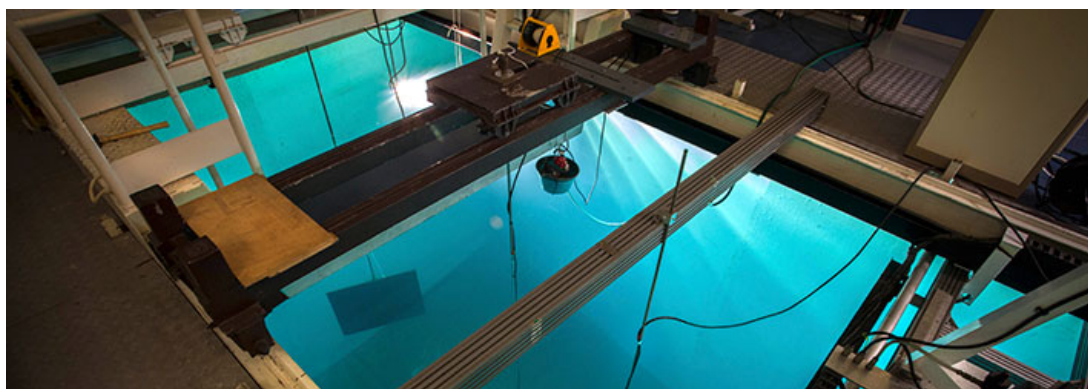


FIGURE 4.4 – Photographie du bassin acoustique de l'ISEN-Lille

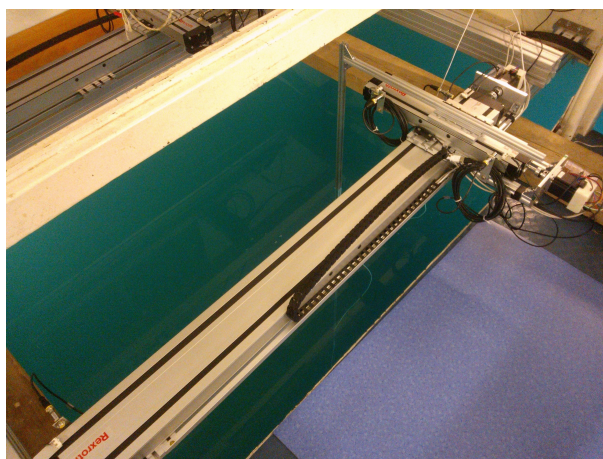


FIGURE 4.5 – Aperçu du banc de mesure au-dessus du bassin

niveau opérationnel, le déplacement des hydrophones est synchronisé avec les commandes des équipements de mesures. Le réglage en fréquence du signal d'excitation, le positionnement du capteur, l'acquisition et la sauvegarde des données sont rassemblés à travers le logiciel de plate-forme LabVIEW, dont la programmation est adaptable à souhait. Les modules de translation utilisés sont fabriqués chez *Rexroth*. Chaque module de déplacement linéaire est animé à l'aide d'un moteur TRINAMIC PDGO-4-1160 associé à une carte de contrôle TMCL 30-01 (figure 4.5). Chaque moteur est directement commandable par ordinateur via liaison USB. La grande précision de rotation du moteur et celle des modules de translation rend l'erreur finale sur le positionnement inférieure à 0.1 mm).

L'installation a été sécurisée par plusieurs équipements complémentaires :

- des capteurs de position pour chaque module permettent de définir le déplacement maximum et retrouver un point d'origine à chaque expérience. La procédure automatique s'interdira de franchir ces bornes de travail, ce qui pourrait détériorer le matériel.
- en plus des capteurs de position, il existe des capteurs de butée, qui sont à la limite physique des différents modules. Leur rôle est celui de garde-fou. Ils permettent un arrêt ultime des moteurs, déclenché physiquement.

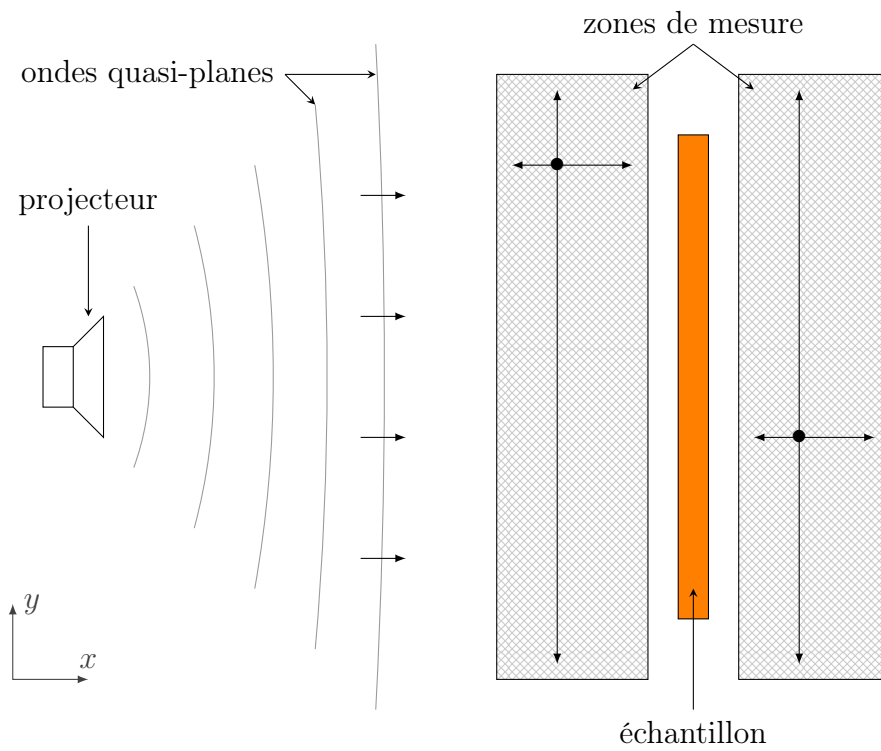


FIGURE 4.6 – Schéma en surplomb de la disposition sur le bassin

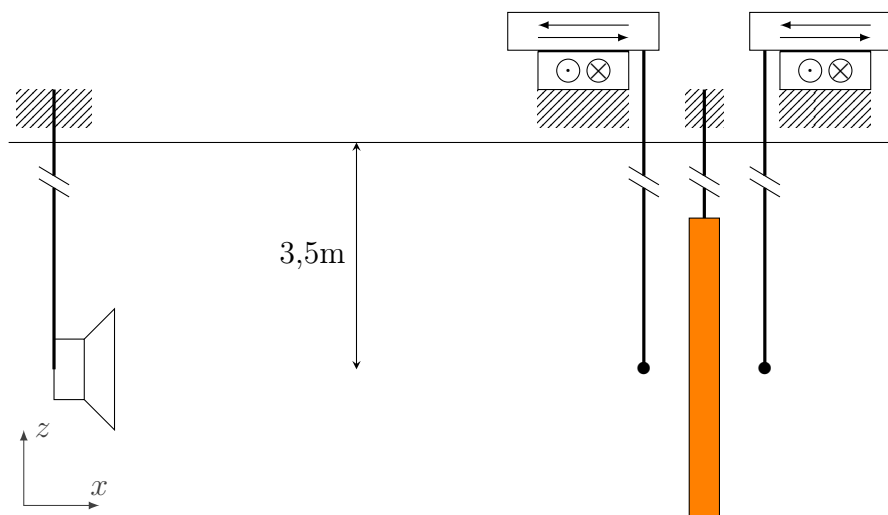


FIGURE 4.7 – Schéma de profil de la disposition dans le bassin

- en cas de problème lors de manipulation, un bouton d'arrêt d'urgence est disponible sur la plate-forme au-dessus du bassin. Il permet à l'opérateur d'arrêter instantanément les moteurs en coupant l'alimentation électrique.

La précision de déplacement des hydrophones étant acquise, l'installation du banc de mesure est toujours difficile à cause de la distance créée par la profondeur d'immersion. La position du panneau, qui est un élément lourd et de grandes dimensions, doit être assurée. Un contrôle visuel de l'installation depuis la surface n'est pas suffisant. Pour avoir un retour de position mesurable, différents capteurs sont disposés sur le panneau.

Le premier type de capteur est un transducteur haute fréquence, dont la fréquence de résonance se situe aux alentours de 50 kHz. Il n'est pas utile aux mesures expérimentales mais permet de mesurer précisément les temps de parcours en différents points de l'échantillon. Avec plusieurs capteurs disposés à la périphérie d'un panneau, il est possible de s'assurer que le panneau fait parfaitement face au projecteur. Si ce n'est pas le cas, les différents capteurs vont recevoir un signal différé dans le temps. Avec ce déphasage, il est alors possible de déterminer l'incidence de l'onde. Cet angle d'incidence vaut $\pi/2 + \theta$ où θ représente l'écart angulaire par rapport à la normale ($\pi/2$). Si, comme sur la figure 4.8a, les capteurs sont positionnés aux extrémités du panneau, la valeur de θ s'exprime

$$\theta \approx \sin^{-1} \frac{\Delta d}{L} \quad (4.14)$$

Etant données les dispositions qui permettent de considérer des ondes quasi-planes et les dimensions usuelles des échantillons ($L \approx 1$ m), la précision de mesure de θ est de $0,1^\circ$.

Les transducteurs acoustiques peuvent être complétés par un inclinomètre. Celui-ci mesure l'inclinaison α et permet de vérifier si le panneau est aligné par rapport à la verticale (figure 4.8b). Certains échantillons, si leur masse volumique est inférieure à celle de l'eau, seront sensibles à la poussée d'Archimède. Une fois installés, les panneaux peuvent être obliques, voire déformés. La sensibilité du capteur est de $0,1^\circ$ et il a été rendu étanche par l'équipe du laboratoire, tout comme les transducteurs haute fréquence.

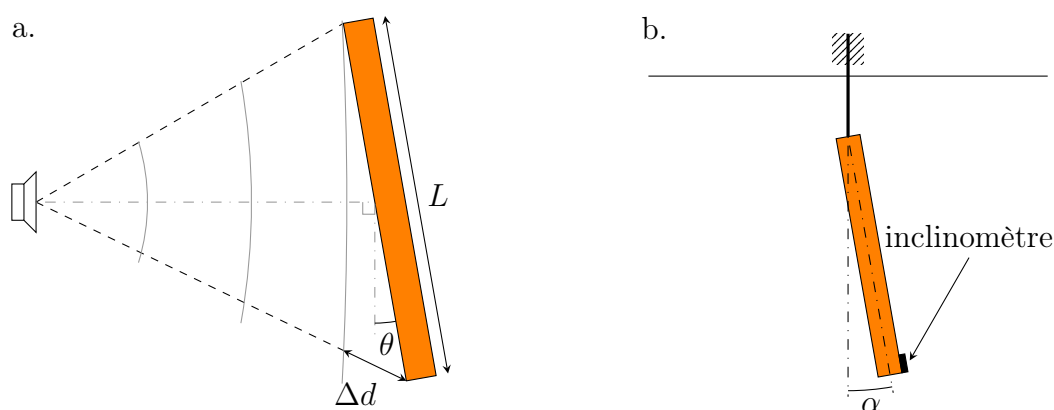


FIGURE 4.8 – Installation des capteurs de position : a. principe de mesure des transducteurs hautes fréquences - b. schéma de montage de l'inclinomètre

4.2.2 Résultats expérimentaux

L'échantillon

Initialement, quatre panneaux issus des travaux de modélisation étaient prévus pour la validation expérimentale. Ils auraient permis d'observer différents phénomènes acoustiques, comme l'influence du nombre de couche par exemple. Les difficultés de fabrication ont ramené la batterie de test à un unique échantillon dont la géométrie fut arrangée pour faciliter sa production. Ce panneau d'essai est fabriqué chez NIBS, un fournisseur de pièces en polyuréthane dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau 4.1. La masse volumique et la célérité longitudinale sont proches de celle de l'eau. Brut, un panneau fait de ce matériau serait relativement transparent (en acoustique) dans l'eau, ce qui se traduit par une forte transmission et une très faible réflexion. Ici, Le panneau fabriqué s'inspire directement des travaux numériques vus au chapitre 3. La structure 2D consiste en un alignement de tiges d'acier de 6 mm de diamètre, séparées chacune de 10 mm centre à centre. Cette rangée d'inclusions est disposée au milieu de la plaque de polyuréthane de 20 mm d'épaisseur. Les 90 inclusions de longueur 900 mm permettent d'obtenir cette structure régulière sur une surface de $900 \times 900 \text{ mm}^2$. La surface de l'échantillon est délibérément aussi grande que possible afin de faciliter les mesures basse fréquence. Le panneau a été modélisé dans le cas idéal d'une surface infinie. Les résultats des modélisations sont présentés sur la figure 4.10a. Globalement, la transmission est forte et la réflexion est faible. Cependant, la présence des inclusions entraîne une résonance locale de type masse-ressort (figure 4.10c) autour de 9 kHz. Cette résonance est à l'origine d'une bande d'arrêt d'hybridation pour une structure périodique infinie. Ici, l'inclusion est isolée, sur une seule couche : son effet est limité. Il se traduit par une baisse locale de la transmission au bénéfice d'une hausse de la réflexion.

	E (10^7 Pa)	ν	ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	c_l ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	c_t ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
Poyuréthane d'essai	3.5140	0.4976	1100	1494	105.8
(dont \mathfrak{S})	45.7%	-2.2%		0.9%	21.8%

TABLE 4.1 – Valeurs caractéristiques à 12 kHz du polyuréthane du panneau d'essai.

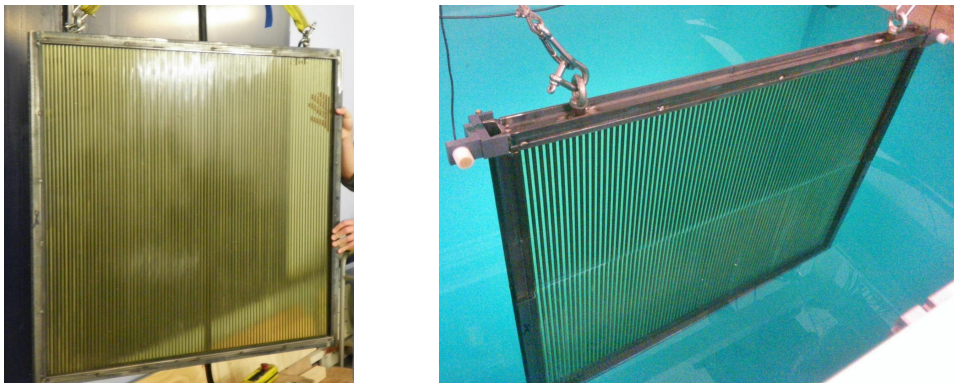


FIGURE 4.9 – Photographies du panneau durant l'installation dans le bassin

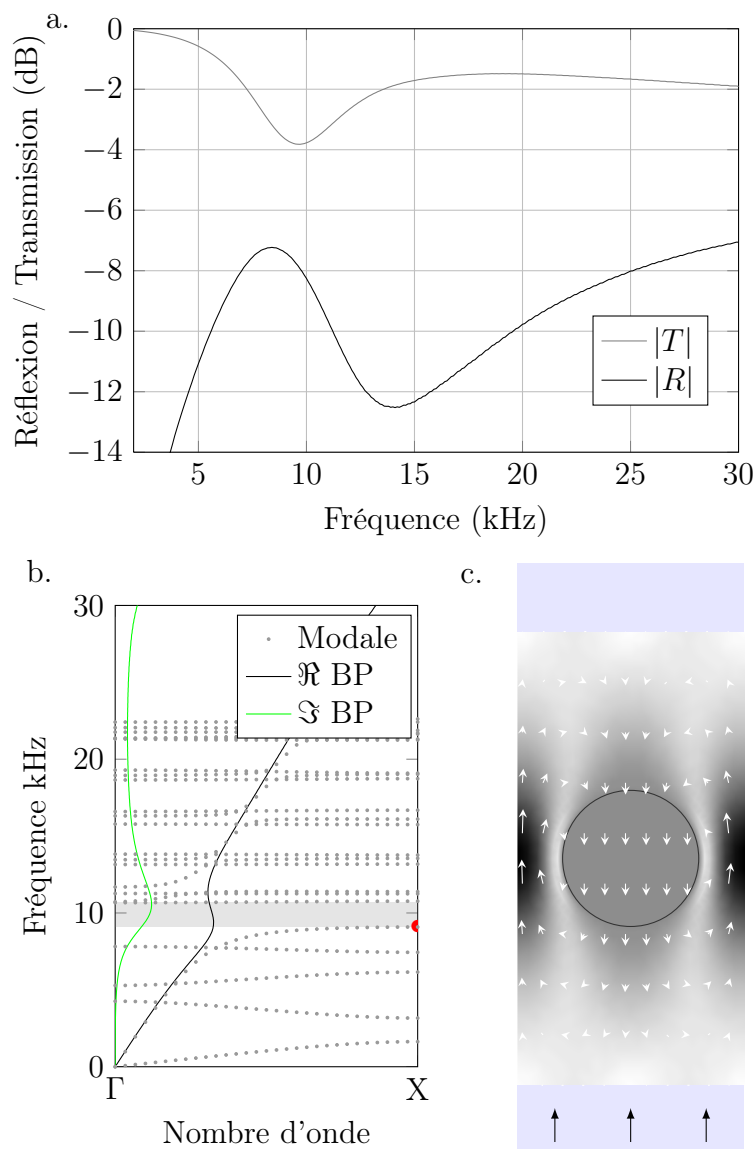


FIGURE 4.10 – a. Coefficient de réflexion (R) et de transmission (T) issus de la modélisation numérique pour le panneau-test fabriqué ; b. Courbe de dispersion de la structure infinie du panneau-test. Une bande d’arrêt d’hybridation est identifiée dans la zone grisée ; c. Champ de déplacement du mode de propagation marquant le début de la bande d’arrêt, marqué d’une pastille rouge sur la courbe de dispersion (b). L’onde incidente arrive à la verticale, selon les flèches.

Mesure par moyennage spatial

Après l'installation de l'échantillon dans le bassin avec toutes les précautions de positionnement prises, la pression acoustique a été relevée en plusieurs points en amont et en aval du panneau. Différents points de mesures ont été choisis à distance hydrophone-panneau constante afin d'appliquer la méthode de moyennage spatial décrite dans la section 4.1.1.

Les modules de déplacement des hydrophones autorisent différentes positions des capteurs dans le plan (xy) et le panneau est dans le plan (yz) . De ce fait, la distance hydrophone-panneau qui dépend de x peut être sûrement maintenue par le système de positionnement des capteurs, et il ne reste qu'un sens de déplacement possible (selon y) parallèle à la surface du panneau. C'est pourquoi l'essentiel des résultats de cette méthode résulte de la moyenne de pression relevée sur une ligne selon y parallèle à l'échantillon plan. Ceci ne satisfait pas complètement la méthode de moyennage spatial et cela peut être constaté dès les premières mesures. A titre d'illustration, les modules de pressions mesurées avec et sans panneau sont présentés figure 4.11. Le module de pression ne subit aucune variation dans l'espace de mesure en champ libre - c'est-à-dire sans panneau. A l'inverse, la présence du panneau crée des perturbations rendant chaque mesure différente pour les différentes positions de mesure. En effet, chaque point de mesure se situe à une certaine distance de chaque bord du panneau. Les bords sont une source de pression diffractée. Selon que les interférences soient constructives ou destructives, la contribution globale de la pression diffractée en un point dépend des distances de chaque bord et varie selon le point de mesure. Le fait de calculer la moyenne de ces résultats atténue la pertur-

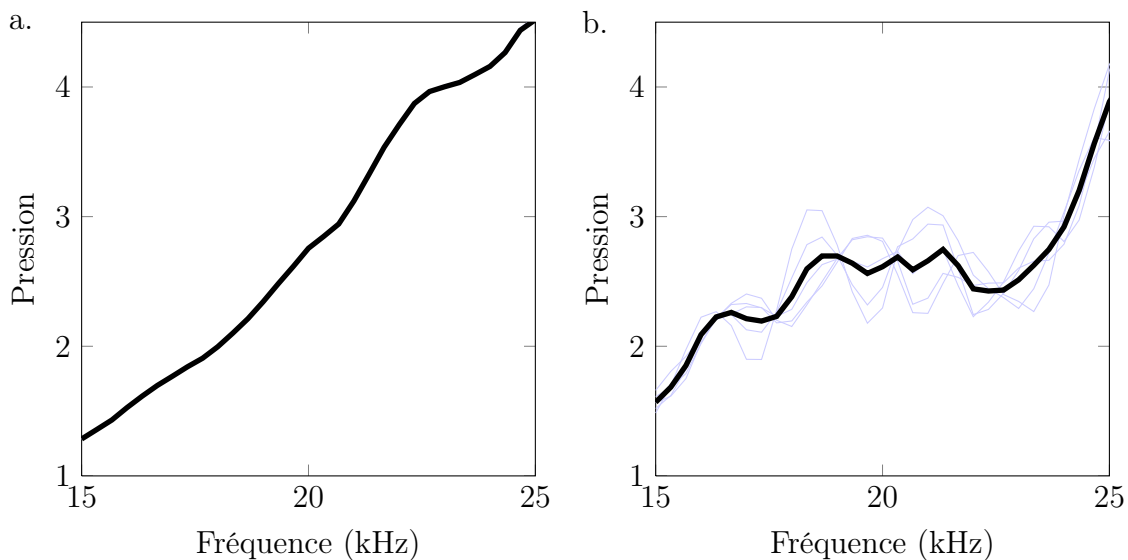


FIGURE 4.11 – Exemple de mesures spatiales (en clair) avec un déplacement du capteur selon y sur 4 cm avec un pas $\Delta y = 1$ cm à $x = 4$ cm du panneau et leur moyenne (en noir) : a. module de la pression en l'absence du panneau - b. module de la pression en présence du panneau

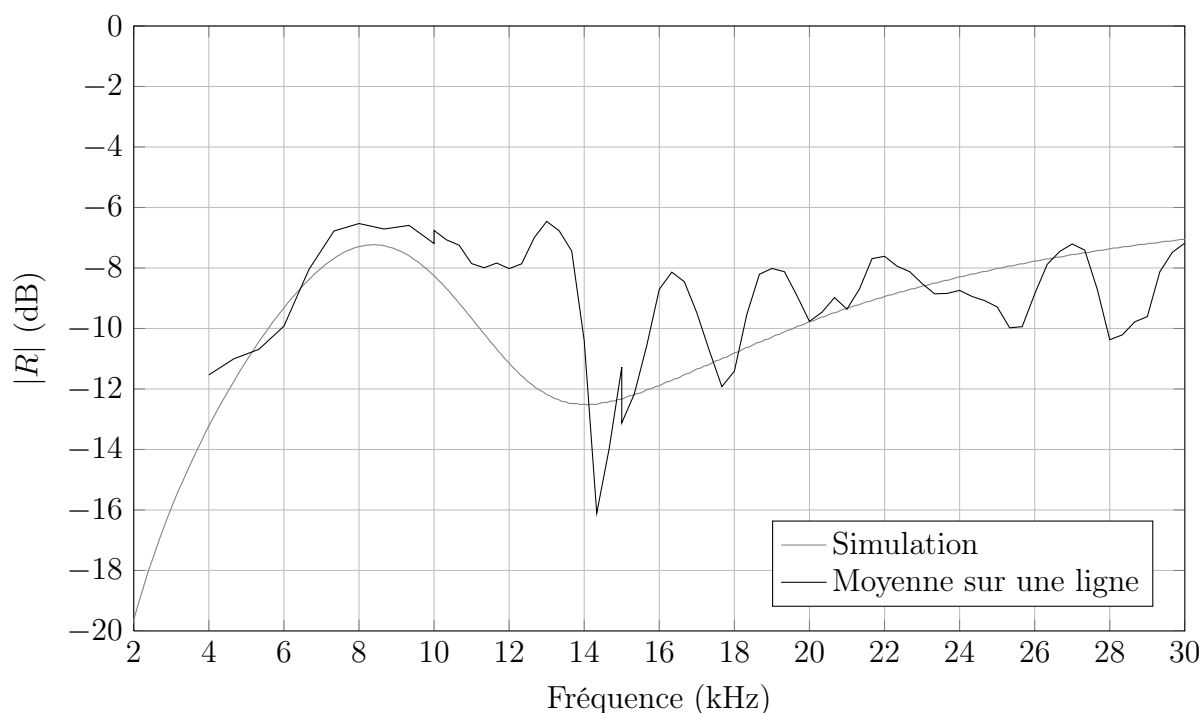


FIGURE 4.12 – Module du coefficient de réflexion mesuré à l’aide de la méthode de moyennage spatial. Le résultat de la simulation est reproduit depuis la figure 4.10.

bation. Toutefois, il subsiste une altération évidente du signal moyen. La limitation selon la seule direction y pour les points de mesure en est la cause. Il conviendrait de moyennner en z également.

Cette perturbation qui subsiste va se retrouver sur les coefficients mesurés, à commencer par le coefficient de réflexion figure 4.12. Le résultat attendu - issu des simulations numériques - est représenté pour guider la lecture. La mesure est proche de l’estimation numérique en basses fréquences (< 10 kHz), car la diffraction est encore faible pour ces longueurs d’onde. Au delà de cette fréquence, le signal est visiblement modulé en amplitude par un effet indésirable. Il peut s’agir d’effets de champ proche, dû aux ondes évanescentes qui peuvent apparaître à travers le réseau en hautes fréquences, ou d’effets de diffraction du panneau. Dans ce dernier cas, la moyenne des pressions mesurées dans le plan (yz) parallèle au panneau doit servir à réduire la contribution des signaux diffractés par les bords de l’échantillon. Le fait d’avoir moyennné sur une ligne selon y diminue la contribution des effets de diffraction du panneau selon cette direction, mais le signal moyen subit toujours l’influence de la diffraction du panneau selon la direction z .

Pour confirmer cette analyse, la disposition du banc de mesure a été modifiée pour mesurer la pression transmise sur deux lignes selon y avec deux valeurs de z . Le coefficient de transmission calculé à partir de ces mesures est représenté figure 4.13. La mesure pour une seule ligne amène au même constat, à savoir des résultats cohérents en basses fréquences avant d’être soumis aux effets de diffraction. Cependant, la pression moyenne sur deux lignes de mesure a été relevée pour une gamme de fréquence restreinte (grisée sur

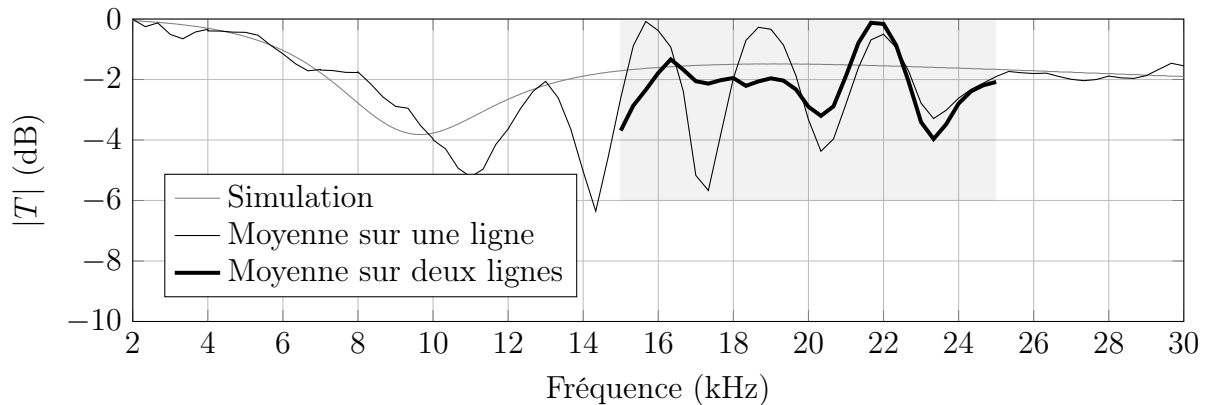


FIGURE 4.13 – Module du coefficient de transmission mesuré à l’aide de la méthode de moyennage spatial. La zone grisée correspond à la gamme de fréquence où la mesure a été faite sur une seconde ligne selon y pour un z différent.

la figure). Le résultat montre que la modulation peut être efficacement contrée, surtout entre 16 et 20 kHz. Cependant, se limiter à deux lignes de mesure ne suffit pas à réduire la diffraction efficacement sur toute la bande de fréquence, comme le montre la bande 20-24 kHz. Il est nécessaire de prendre autant de points de mesure dans une direction que dans l’autre pour obtenir un signal moyen fiable. Or si le banc expérimental permet un positionnement spatial robuste sur la direction y parallèle au panneau, les déplacements manuels selon l’autre direction z peuvent être sources d’imprécisions de mesure.

Pour être correctement utilisée, la méthode de moyennage spatial doit pouvoir bénéficier de points de mesure dans les deux directions du plan parallèle au panneau-échantillon. Du fait de sa construction modulaire, il est envisageable d’installer sur le banc expérimental une possibilité de déplacement selon la troisième direction. Si le déplacement selon cette direction devenait acquis, le principe de moyenne requiert beaucoup de points de mesure pour obtenir une moyenne fiable. La quantité de points de mesures est d’autant plus importante que les longueurs d’onde changent, c’est-à-dire si la bande de fréquences mesurée est large. Il est possible - comme dans la méthode décrite à l’origine [71] - de privilégier l’utilisation d’un transducteur surfacique. La pression mesurée correspond alors à la pression moyenne sur la surface du récepteur. Il subsiste alors deux défauts. Les grandes dimensions du capteur risquent de perturber le champ acoustique davantage qu’un hydrophone ponctuel, et ces mêmes dimensions fixent la surface sur laquelle est faite la moyenne, à moins de prendre là encore plusieurs points de mesure.

Mis à part dans les basses fréquences, la pression diffractée nuit beaucoup aux mesures des performances acoustiques d’un échantillon. Sa présence module fortement le signal mesuré et les résultats deviennent imprécis. La méthode de moyennage de la pression tente d’annuler la contribution de la pression diffractée. Comme le montre la figure 4.13, son influence peut être considérable face au signal attendu. Au lieu d’annuler les effets de diffraction, la méthode qui suit propose de déconfiner mathématiquement les signaux utiles, et ainsi isoler la contribution des ondes diffractées.

Mesure par la méthode des trois points

La méthode dite des trois points consiste en la résolution du problème à trois inconnues à l'aide de trois mesures. Le procédé mathématique est décrit dans le paragraphe 4.1.2. Les trois mesures doivent apporter assez d'informations pour permettre d'en déduire les signaux. Par exemple, si deux points de mesures sont très proches par rapport à la longueur d'onde, la pression relevée sera quasiment à la même phase et les deux points correspondront à une seule valeur semblable dans la pratique. Les trois points de mesures doivent être suffisamment espacés pour relever des phases significativement distinctes, couvrant par exemple un quart de longueur d'onde. Il faut donc être attentif aux distances séparant les points de mesure en fonction de la gamme de fréquence étudiée. Il est possible de faire évoluer ces positions avec la fréquence de l'onde incidente. Les points de mesures sont également choisis aussi proches que possible du panneau pour retrouver un signal de diffraction uniforme. En revanche, la mesure ne doit pas être perturbée par le champ proche du panneau, dans le voisinage direct du panneau. Il faut alors trouver un compromis qui correspond aux spécificités de chaque panneau. En tenant compte de toutes ces conditions de mesure, la méthode peut s'appliquer efficacement. Pour l'exemple, trois points de mesures A_1 , A_2 et A_3 ont permis de relever différemment la pression du côté réfléchi du panneau en $x = 95$; 105 et 115 mm. Ce Δx de 10 mm est adapté pour les mesures dans la gamme de fréquence 12-20 kHz. Les modules de ces pressions sont présentés figure 4.14a. Comme pour la méthode précédente, la position du point de mesure affecte beaucoup les données. Désormais, les signaux sont dissociés et le résultat traité post-calcul est présenté sur la figure 4.14b. Le signal incident, comme le signal réfléchi, ne sont visiblement plus affectés par les effets de diffraction. La pression diffractée est elle aussi déduite et sa mesure permet d'identifier les situations difficiles de mesure.

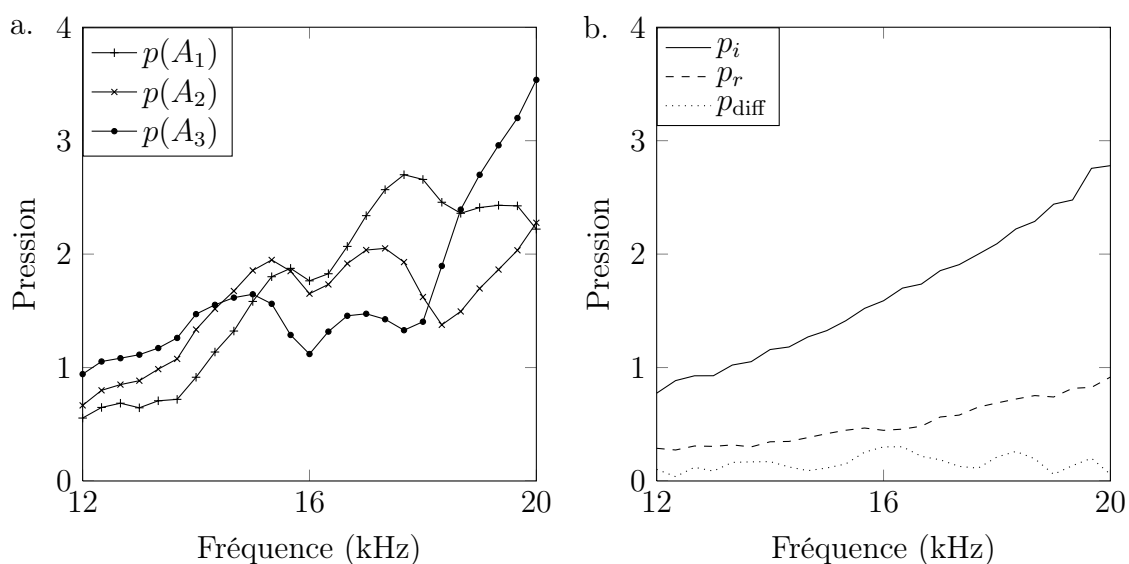


FIGURE 4.14 – Exemple de mesure sur trois points en amont du panneau : a. les modules de pressions aux différents points - b. les signaux utiles déduits.

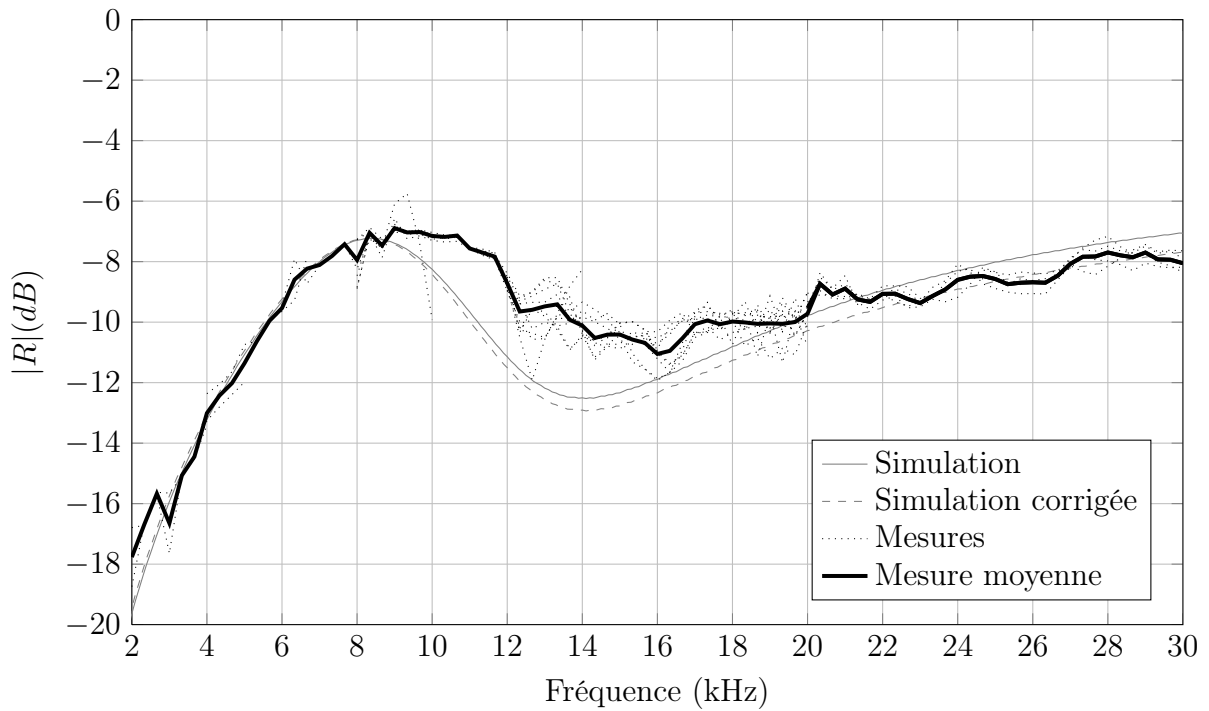


FIGURE 4.15 – Module du coefficient de réflexion mesuré à l’aide de la méthode des trois points. Le résultat de la simulation est reproduit depuis la figure 4.10.

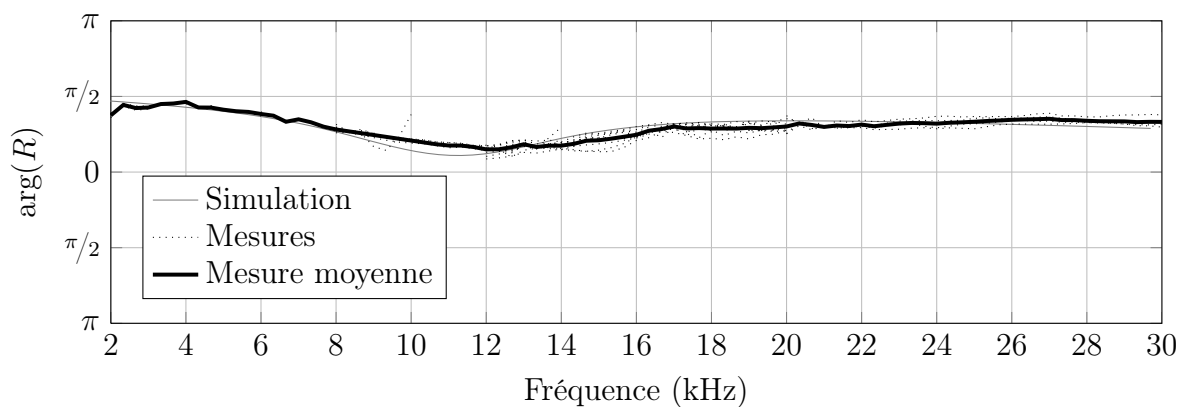


FIGURE 4.16 – Phase du coefficient de réflexion mesuré à l’aide de la méthode des trois points

Les résultats de l'expérience permettent de retrouver le module du coefficient de réflexion (figure 4.15) et sa phase (figure 4.16). La mesure finale est la concaténation de mesures sur des bandes de fréquences réduites, mises bout à bout. Ainsi, l'ensemble des mesures est adapté aux longueurs d'onde et aux niveaux de pression dans l'eau. Le module trouvé ici est plus stable, apparemment peu soumis aux interférences des ondes diffractées comme c'était le cas dans la mesure précédente (cf. figure 4.12). Pour vérifier l'influence du signal diffracté, les mesures ont été faites à plusieurs reprises, à des positions différentes du panneau. L'affichage de chaque mesure post-traitée de R , en traits pointillés, permet de constater que l'écart type dans les mesures est faible à l'exception de quelques accidents ponctuels. L'allure de la courbe est fidèle à la prévision, et les valeurs sont de l'ordre de ce qui est attendu. Cependant, certains écarts sont constatés. Etant donné le faible écart type sur les mesures, la simulation est remise en question. Des difficultés de fabrication ont été rapportées et le panneau comprend certains défauts. Par exemple, la surface en polyuréthane est bombée sur une des faces. A cause de cela, l'épaisseur du panneau passe de 20 mm sur les bords à 25 mm en son centre. Sachant que les mesures sont faites à proximité du centre de la surface de l'échantillon, une simulation corrigée prend en compte ce changement d'épaisseur. Cette nouvelle estimation est plus proche des mesures pour les hautes fréquences (>22 kHz). Le module du coefficient de réflexion montre que la mesure est robuste, peu soumise aux effets de diffraction. Dans ces conditions, la phase du coefficient de réflexion est calculée et la figure 4.16 montre que le résultat est assez proche de la prévision. Le léger décalage en fréquence de la courbure générale est retrouvé comme pour le module.

Les mesures pour le coefficient de transmission sont présentées figures 4.17 et 4.18. L'allure du module mesuré correspond à la courbe prévue. Le creux en transmission attendu est lié au pic en réflexion, ces deux événements étant dus à la résonance masse-ressort identifiée plus tôt. Le décalage en fréquence de la résonance constaté en réflexion est logiquement retrouvé en transmission. Ce décalage en fréquence est vraisemblablement dû à des imprécisions sur les propriétés estimées des matériaux utilisés et/ou à des défauts de fabrication, comme évoqué plus tôt. Ici, la correction de l'épaisseur du panneau modifie peu les résultats. Hormis le décalage en fréquence, la phase mesurée est très proche de la phase attendue pour le coefficient de transmission. Il est quasiment nul sur la gamme de fréquence mesurée car le panneau est fin face aux longueurs d'onde et le polyuréthane a des propriétés proches de celle de l'eau. Ces deux conditions rendent la plaque acoustiquement transparente et expliquent le faible déphasage.

Les mesures des coefficients de réflexion et de transmission en module et phase sont assez précises pour envisager de travailler avec en post-traitement. La partie 2.1.2 a montré comment retrouver le coefficient d'anéchoïsme en fonction des coefficients de réflexion et de transmission à travers la formule 2.5. A noter que pour pouvoir l'appliquer, les phases coefficients de réflexion et de transmission ont été respectivement ramenées à la face côté réfléchi et la face côté transmis du panneau. Le résultat pour le coefficient d'anéchoïsme est présenté sur la figure 4.19. La mesure est proche de l'estimation numérique en basse fréquence (<10 kHz). Ailleurs, la réponse reste correcte à 2 dB près. De part la forme de l'équation 2.5 et l'erreur relative sur la mesure en transmission, c'est cette dernière qui explique majoritairement l'erreur trouvée sur le coefficient d'anéchoïsme. Cette même

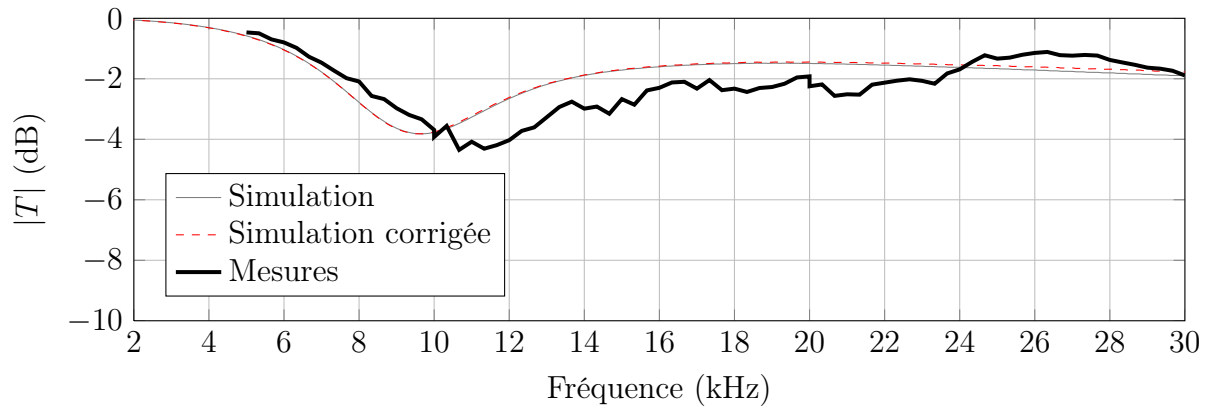


FIGURE 4.17 – Module du coefficient de transmission mesuré à l’aide de la méthode des trois points. Le résultat de la simulation est reproduit depuis la figure 4.10.

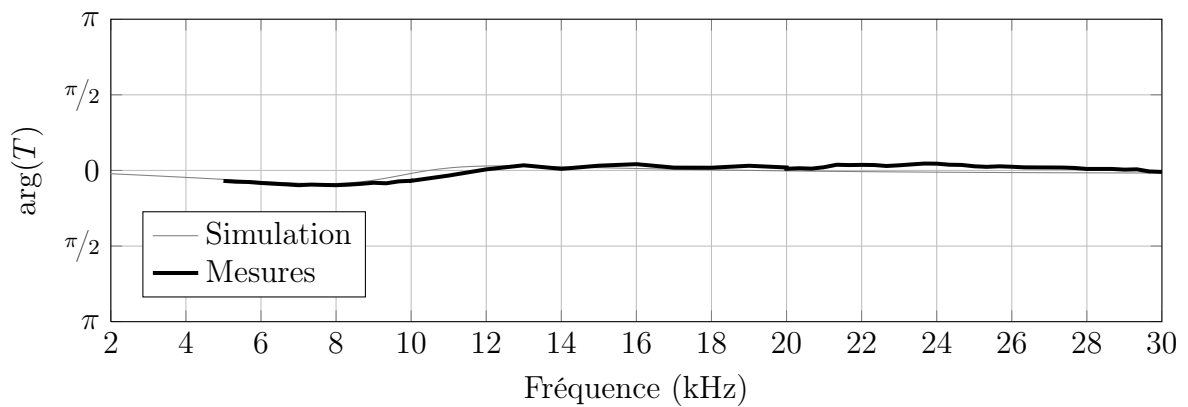


FIGURE 4.18 – Phase du coefficient de transmission mesuré à l’aide de la méthode des trois points

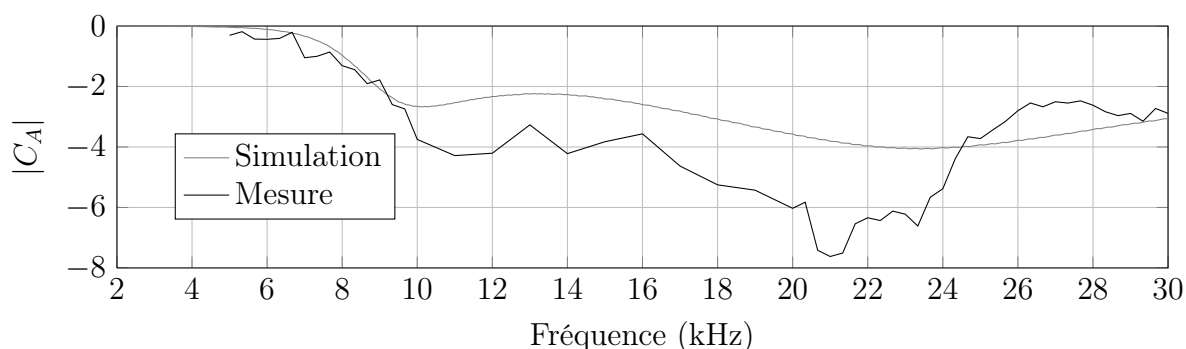


FIGURE 4.19 – Coefficient d’anéchoïsme mesuré à l’aide de la méthode des trois points

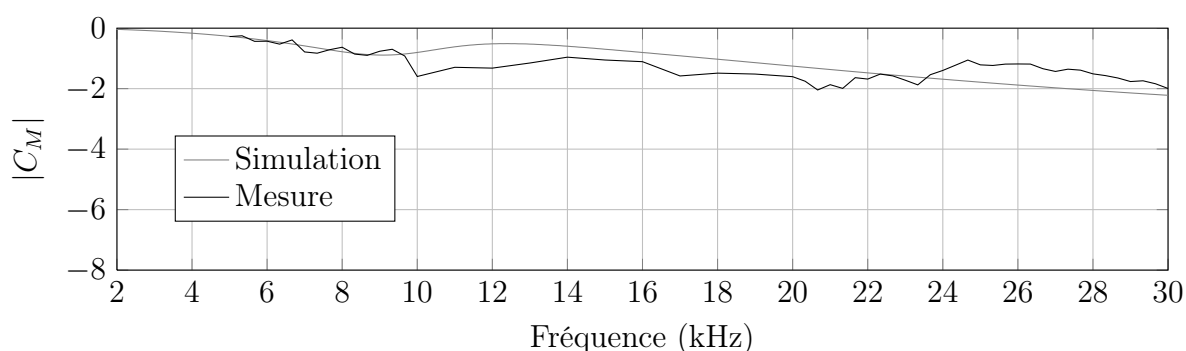


FIGURE 4.20 – Coefficient de masquage mesuré à l’aide de la méthode des trois points

erreur du coefficient de transmission se retrouve sur le coefficient de masquage déduit (figure 4.20). Étant donné la forte transparence du panneau, la performance de masquage est presque nulle. La mesure suit la prévision, comme pour le coefficient de transmission.

4.3 Conclusion

La mesure en cuve permet de valider expérimentalement les prévisions numériques des propriétés de revêtements. Cependant, les conditions de mesure imposent certaines contraintes, particulièrement en basses fréquences où les signaux se combinent, et sont perturbés par les diffractions sur les bords de l’échantillon. Pour répondre à ces problèmes, deux méthodes de mesures sont abordées. Dans la première, la pression acoustique est moyennée sur le plan parallèle au panneau. Ainsi, les ondes diffractées se compensent et leur influence sur la mesure est réduite. Pour être efficace, la moyenne doit se faire sur un nombre suffisant de points et sur une surface assez étendue pour obtenir le signal moyen significatif. Le dispositif de mesure a bénéficié d’une amélioration technique - essentiellement sous l’aspect mécanique permettant l’entraînement des hydrophones avec une grande stabilité et une grande résolution - qui permet un positionnement fiable et sur beaucoup de positions dans deux directions, dont seulement une est parallèle à la surface de l’échantillon. Cette limitation amoindrit considérablement l’efficacité de la méthode,

car le résultat ne compense pas la diffraction selon la deuxième direction du plan.

La méthode des trois points propose une autre approche : au lieu de diminuer la contribution du signal diffracté, les signaux utiles sont dissociés. Les pressions réfléchie, diffractée et incidente (ou transmise) sont distinguées mathématiquement à l'aide de trois points de mesure. Un des avantages est de pouvoir quantifier chaque signal et par exemple détecter les zones de mesures dans lesquelles la pression diffractée est importante face aux pressions recherchées. Cette méthode est rapide car elle n'a besoin que de trois points de mesure pour sa résolution. Sur le cas test présenté ici, elle s'est montrée plus fiable pour mesurer l'échantillon. Le banc expérimental est davantage adapté à cette procédure de mesure. De plus, la mesure de phase du coefficient de réflexion est précise avec la méthode trois points car elle ne nécessite pas de mesure sans panneau, source d'erreur de positionnement : c'est une méthode directe. Les bons résultats de mesures permettent d'envisager de retrouver d'autres coefficients caractéristiques du revêtement, tel que l'anéchoïsme ou le masquage. A travers les formules mathématiques, les erreurs de mesure sont rapidement amplifiées. Ceci exige une vigilance accrue lors du processus expérimental.

L'amélioration du dispositif expérimental a rendu l'utilisation de la méthode trois points parfaitement fiable et robuste. Le pilotage de l'ensemble du banc est centralisé via le logiciel LabVIEW. L'association du balayage fréquentiel, du balayage spatial, de l'acquisition, du traitement et de la sauvegarde des mesures complète cette amélioration. A travers ce cas test de forte transparence acoustique, le banc de mesure a montré sa robustesse pour retrouver aussi bien un signal fort (transmis) qu'un signal très faible (réfléchi).

Les résultats confirment la modélisation numérique, et vérifient la présence d'une résonance masse-ressort basse fréquence comme celle analysée dans la partie 3.2.1. Fort de cette validation expérimentale, la prospection vers des designs de revêtements innovants peut se baser sur une étude numérique. Les nouveaux concepts identifiés pourront par la suite être validés expérimentalement à l'aide du banc de mesure robuste installé.

Chapitre 5

Prospection - Autres designs

Ce chapitre a pour objectif d'explorer des matériaux innovants pour l'absorption en acoustique sous-marine, en faisant appel à des cylindres d'acier. Après avoir montré l'usage possible de ce type d'inclusion pour les besoins de masquage dans le chapitre 3, la priorité est maintenant donnée à des solutions en matière de revêtements anéchoïques. Dans un premier temps, un nouveau concept est inspiré de l'acoustique aérienne. Il s'agit d'un revêtement contenant des inclusions périodiquement disposées le long d'une surface rigide. Les inclusions sont semblables à des résonateurs de Helmholtz et le revêtement est performant dans le domaine audible. Le concept est transposé au cas d'une application sous-marine en vue d'évaluer sa performance en anéchoïsme. Dans un second temps, ces résonateurs creux de type Helmholtz vont laisser la place aux inclusions denses localement résonantes de type masse-ressort, dont le concept est très présent dans la littérature (cf. chapitre 1). Pour favoriser ce type de résonance, la structure fait appel à un matériau souple qui jouera le rôle de "ressort" autour des inclusions denses. La présence de ce matériau dissipatif améliore les performances anéchoïques du panneau.

Sommaire

5.1	Inclusion de type résonateur de Helmholtz	101
5.2	Inclusion localement résonante <i>Core-Shell</i>	106
5.3	Conclusion	113

5.1 Inclusion de type résonateur de Helmholtz

Le sujet traité ici est proposé suite à la veille technologique qui a eu lieu pendant le déroulement de la thèse. En 2013, Clément Lagarrigue présente ses travaux de thèse de matériaux absorbants pour l'acoustique aérienne dans le domaine audible [72]. Les résultats présentent une efficacité d'absorption améliorée par rapport aux solutions classiques du type matériaux poreux. Travaillant également sur les structures périodiques, l'auteur exploite des résonances locales grâce à des résonateurs de Helmholtz disposés régulièrement dans le revêtement. Un résonateur de Helmholtz est une cavité dont la fréquence de résonance dépend du volume de fluide contenu et de la géométrie de l'orifice. Les résonateurs proposés ont une géométrie en deux dimensions. Il s'agit de cylindres fendus sur toute la hauteur. Pour améliorer l'absorption du système, les cylindres sont remplis de matériau poreux puis disposés également dans une mousse acoustique poreuse (figure 5.1). Le tout est disposé le long d'une paroi rigide pour observer la perte en réflexion. Ce dernier aspect est similaire au critère d'anéchoïsme sur coque recherché en acoustique sous-marine.

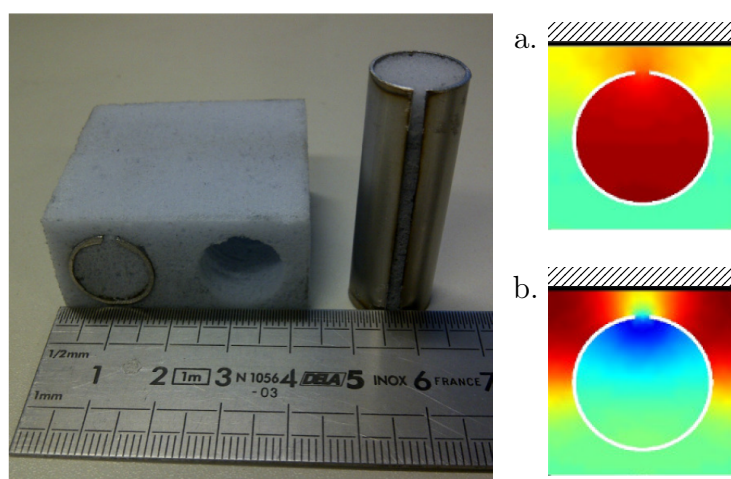


FIGURE 5.1 – Photographie d'un échantillon du méta-poreux [72] accompagnée des résonances utilisées pour améliorer l'absorption. La vue en coupe permet de visualiser : a. le mode du résonateur de Helmholtz ; b. le mode piégé contre la paroi rigide

Les performances d'absorption du *méta-poreux* de Lagarrigue sont basées sur deux résonances. L'une a lieu entre l'inclusion solide et le support rigide, appelé "mode piégé". La distribution de pression est représentée sur le schéma (a) de la figure 5.1. La seconde résonance, qui intervient à plus basse fréquence, est celle du résonateur de Helmholtz, schéma (b). L'ouverture des inclusions est disposée face au support rigide, car la meilleure performance est obtenue avec cette disposition. Dans ces conditions, le revêtement présente une absorption quasi-totale à partir de 2 kHz pour une cellule carrée élémentaire de 2 cm de côté.

Reprenant cette géométrie, le concept est décliné pour les besoins de matériaux sous-marins. Le milieu poreux, inadapté à l'environnement aquatique, est remplacé par du polyuréthane. Afin d'obtenir des célérités acoustiques relativement basses, le polyuréthane

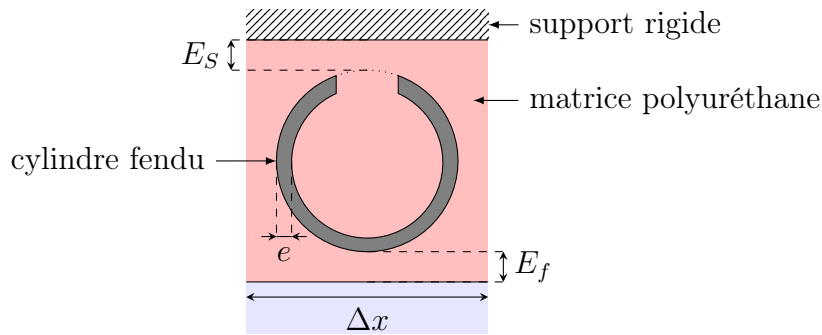


FIGURE 5.2 – Schéma de l'inclusion sous forme de résonateur à côté d'un support rigide

considéré contient cette fois une part de micro-inclusions d'air. Dans ces conditions, les caractéristiques effectives du matériau sont données dans le tableau 5.1.

La géométrie, décrite figure 5.2, est en deux dimensions. Elle fait intervenir un cylindre fendu de longueur infinie, rempli et entouré par la matrice micro-inclusionnaire. Une face bloquée simule le support rigide. Du fait de ce support rigide, la mesure de l'onde réfléchie sur le dispositif correspond à la performance anéchoïque. L'ouverture du cylindre est face au support, à l'opposé de l'onde incidente. Les dimensions de départ sont arbitraires. Elles sont du même ordre de grandeur que celles utilisées dans le chapitre 3 : $\Delta x = 10$ mm, $E_f = 2$ mm, $E_s = 2$ mm et $e=1$ mm. Le coefficient de réflexion trouvé pour ce cas standard est représenté figure 5.3. La courbe est accidentée par la présence de plusieurs résonances. Pour la fréquence $f=7$ kHz, le cylindre fendu oscille dans la matrice à la manière d'un système masse-ressort (figure 5.4a). Pour les fréquences $f=10$ et $f=13$ kHz, les baisses en réflexion correspondent à des modes de résonance au niveau de l'interface fluide/solide du revêtement, de façon très similaire à ce qui a été étudié dans la partie 3.3 (figures 5.4b et 5.4c). Enfin, le fléchissement de la courbe pour $f=16$ kHz provient d'un mode de déformation du cylindre fendu (figure 5.4).

Les mécanismes de résonance à l'interface sont similaires à ce qui a été vu lors de l'étude du chapitre 3. Il était noté une dépendance entre l'épaisseur de ce qui est appelé la couche-frontière E_f et la fréquence de résonance. C'est donc ce paramètre qui est mis en premier à contribution. Plusieurs valeurs de E_f sont considérées dans la figure 5.5, ce qui a pour conséquence de modifier l'épaisseur totale du revêtement. La masse de l'inclusion restant inchangée, le premier creux demeure à $f=7$ kHz et varie peu. Sans surprise, les fréquences de résonances des modes à l'interface se décalent vers les hautes fréquences à mesure que l'épaisseur diminue. Ces fréquences convergent et mènent à une seule baisse de grande amplitude. A côté de cela, le mode de déformation du cylindre fendu se décale

	E (10^7 Pa)	ν	ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	c_t ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	c_l ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
Poyuréthane	1.5045	0.4645	926.1	290.8	74.9
(dont \Im)	20.3%	-0.51%		9.8%	10.1%

TABLE 5.1 – Valeurs caractéristiques du polyuréthane

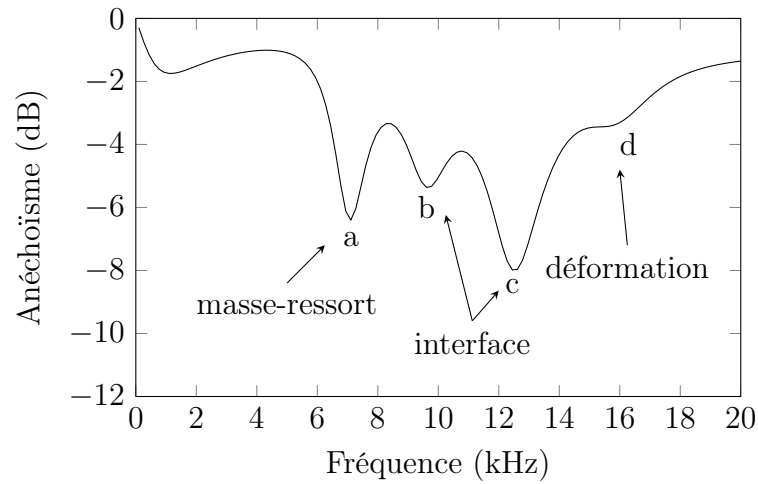


FIGURE 5.3 – Coefficient d’anéchoïsme du modèle de départ où $\Delta x = 10$ mm, $E_f = 2$ mm, $E_s = 2$ mm et $e=1$ mm.

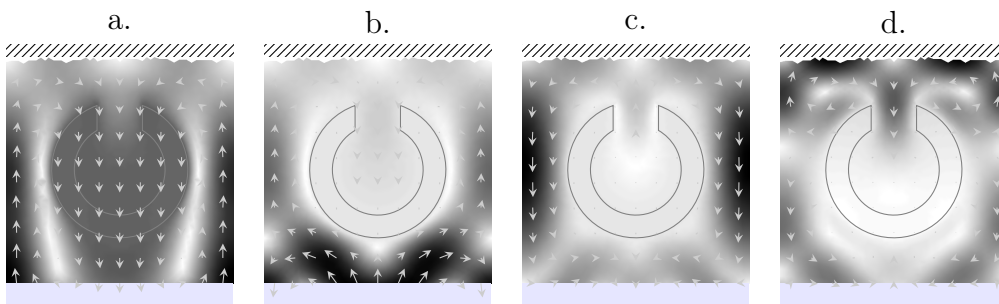


FIGURE 5.4 – Champ de déplacement dans la cellule élémentaire selon la fréquence d’excitation indiquée figure 5.3.

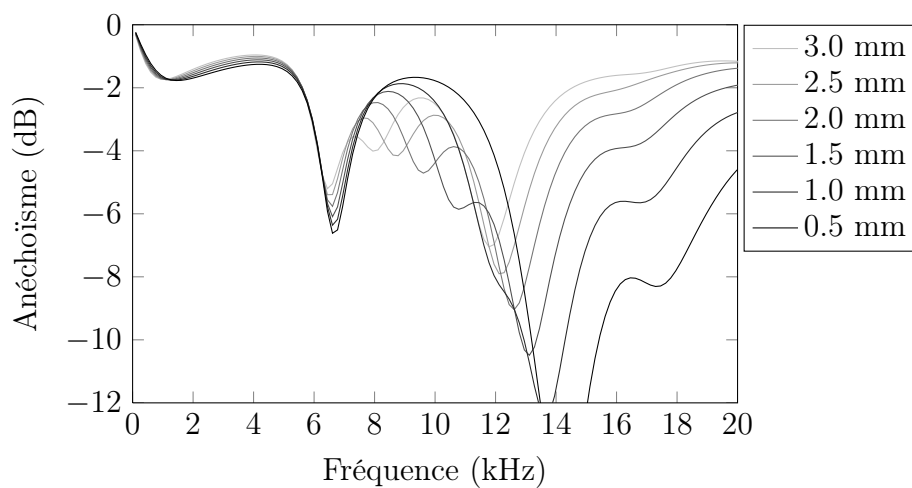


FIGURE 5.5 – Coefficient d’anéchoïsme en fonction de l’épaisseur de la couche-frontière E_f

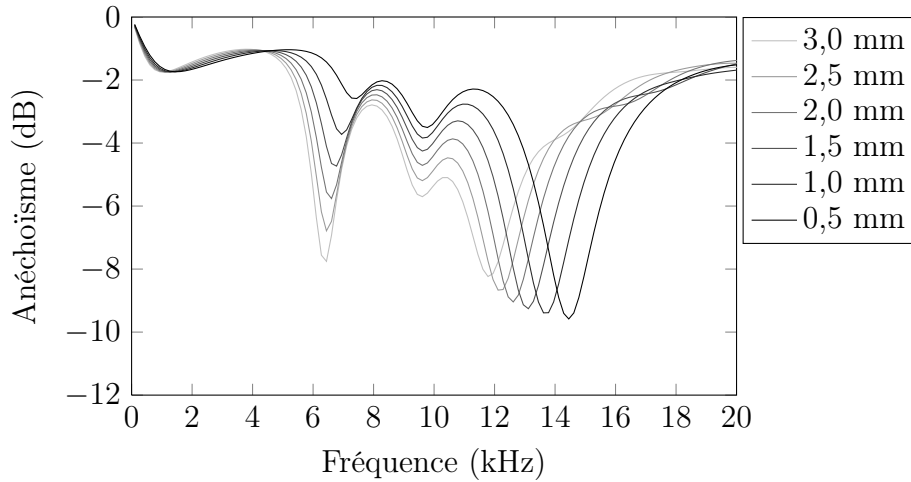


FIGURE 5.6 – Coefficient d'anéchoïsme en fonction de l'épaisseur E_s de matrice par rapport au support

légèrement en fréquence, et gagne en amplitude. La diminution de la couche-frontière facilite la déformation de l'inclusion.

Dans la configuration actuelle, un autre paramètre d'épaisseur de matrice peut être modifié. Il s'agit de la distance séparant l'inclusion du support rigide. La modification de cette distance notée E_s influe particulièrement sur le coefficient de réflexion, comme affiché figure 5.6. Là encore, ce paramètre modifie l'épaisseur totale du revêtement. Réduire la quantité de matrice entre le support et le cylindre diminue l'élasticité du système masse-ressort à l'origine du creux basse fréquence. L'amplitude de la résonance se réduit considérablement à mesure que E_s diminue. Cette diminution d'amplitude se retrouve dans le creux, à 10 kHz alors que la fréquence de résonance du second mode à l'interface est sensible à la valeur de E_s : elle passe de 12 à 14,5 kHz.

Le jeu de paramètres E_f et E_s suffit à accorder en fréquence les modes d'interface selon les performances attendues. Il est par exemple possible d'associer ces modes à la baisse en réflexion du système masse-ressort pour filtrer une gamme de fréquences élargie.

Si le système masse-ressort est sensible à la quantité de matière qui constitue le "ressort", alors la variation de la masse du cylindre est le second paramètre principal pour le creux en réflexion basses fréquences. Cette masse est modifiée en faisant varier l'épaisseur e du cylindre. L'influence de e sur la réflexion est présentée figure 5.7. De la même manière que pour le paramètre E_s , la réduction de l'épaisseur e - et par conséquent la diminution de la masse du cylindre - est défavorable à la résonance basse fréquence du système masse-ressort. Cependant, les parois fines du cylindre offrent un plus grand volume interne, ce qui renforce le mode d'interface autour de 13 kHz.

Malgré cette dernière observation qui lie le volume du cylindre fendu à un des modes qui absorbe l'énergie acoustique, le dispositif s'assimile davantage à des phénomènes d'interface d'une structure périodique qu'à un résonateur de Helmholtz. Les fréquences de fonctionnement d'un résonateur sont indépendantes du positionnement de ce dernier par rapport aux autres. Un moyen simple de trancher entre les deux catégories consiste à

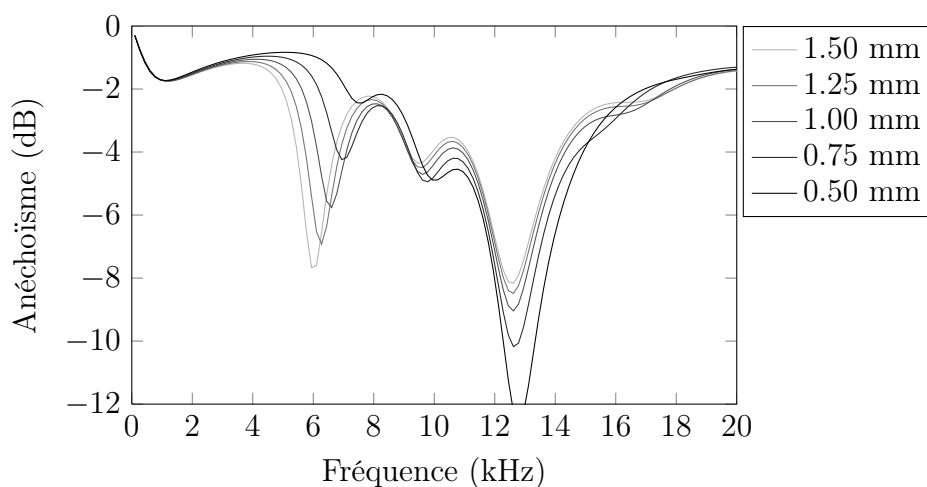


FIGURE 5.7 – Coefficient d’anéchoïsme en fonction de l’épaisseur e du cylindre

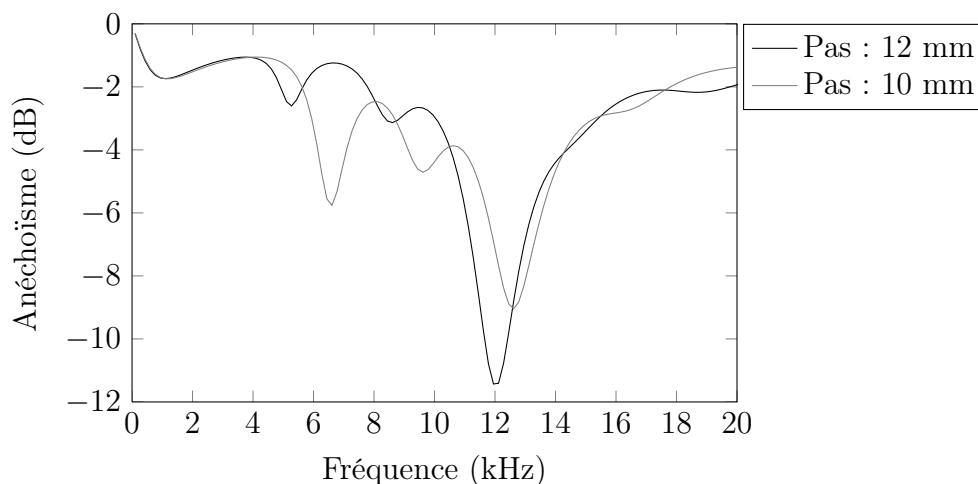


FIGURE 5.8 – Coefficient d’anéchoïsme en fonction du pas de la période

modifier le pas du réseau de la structure, soit la distance Δx séparant régulièrement les inclusions. Une seule modification suffit à montrer figure 5.8 que l’ensemble des creux en réflexion est sensible aux dimensions du réseau. Partant d’une idée de résonateur de Helmholtz, le design proposé pour ces inclusions est une déclinaison des mécanismes à l’interface vus dans le chapitre 3.

Dans un souci de lisibilité des résultats, le polyuréthane chargé d’air présentait relativement peu de pertes visqueuses. Les principaux phénomènes étaient discernables. En cherchant la performance en matière d’absorption de l’énergie acoustique, la matrice d’accueil est changée pour un autre polyuréthane, lui aussi chargé de micro-inclusions d’air, plus visqueux. Les nouvelles vitesses de propagation dans cette matrice sont indiquées dans le tableau 5.2. L’utilisation d’un matériau dissipatif lisse les courbes de réponses. En utilisant ce matériau dissipatif, les performances en anéchoïsme du cylindre fendu se révèlent équivalentes - voire inférieures - à celles d’une simple tige pleine d’acier de même

	E (10^7 Pa)	ν	ρ (kg.m^{-1})	c_l (m.s^{-1})	c_t (m.s^{-1})
Poururéthane dissipatif (dont \mathfrak{S})	3.8769 105.1%	0.4628 -0.64%	990	493.2 38.7%	128.1 43%

TABLE 5.2 – Valeurs caractéristiques du polyuréthane dissipatif

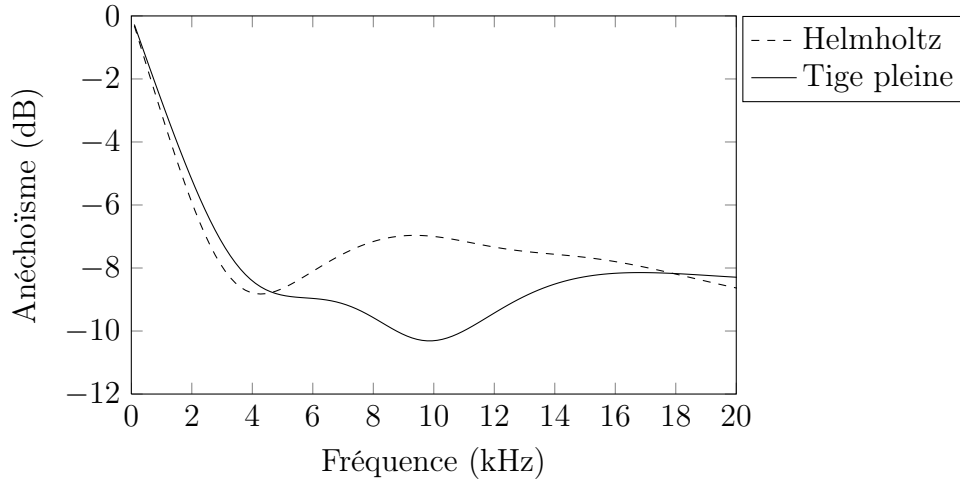


FIGURE 5.9 – Comparaison du coefficient d'anochoïsme entre le matériau avec cylindre fendu et le matériau à base de tige pleine

diamètre (figure 5.9).

Les tiges d'acier ont l'avantage d'être plus lourdes, et favorisent donc la résonance masse-ressort à basse fréquence. Leur géométrie simple n'empêche pas la manifestation de modes de résonances aux interfaces fluide/solide, comme il l'a été montré dans le chapitre 3. Les matériaux micro-inclusionnaires, présentés dans le chapitre 1, ont été utilisés ici pour permettre des phénomènes basse fréquence. L'incorporation de micro-bulles dans la matrice polyuréthane permet de diminuer la célérité des ondes dans le matériau. L'utilisation de matériaux relativement souples a déjà été évoquée dans le chapitre 1 à propos des inclusions solides à résonances locales (section 1.3.2). Ce concept de gaine autour d'inclusions denses peut s'appliquer aux tiges d'acier pour améliorer les performances de revêtements acoustiques.

5.2 Inclusion localement résonante *Core-Shell*

L'utilisation d'inclusions solides à résonances locales est fortement étudiée depuis l'introduction du concept par Ping Sheng dans les années 2000 [37]. Le principe, présenté dans la partie 1.3.2, repose sur des inclusions constituées d'un cœur dense enrobé d'une gaine souple. Ce dispositif, lorsqu'il est soumis à une excitation acoustique, entre en résonance. La première résonance basse fréquence se manifeste sous la forme d'une translation du cœur dans la gaine à l'image d'une résonance masse-ressort. Le rôle de la masse est

	E (10^7 Pa)	ν	ρ (kg.m^{-1})	c_l (m.s^{-1})	c_t (m.s^{-1})
Polyuréthane pur	5.639	0.4964	1100	1539	140
(dont \Im)	80%	-0.59%		3,8%	35%
Polyuréthane micro-inclusionnaire	4.285	0.4815	1375	587	109
(dont \Im)	77%	-0.67%		25%	34%

TABLE 5.3 – Valeurs caractéristiques du polyuréthane avec ou sans micro-inclusions pour une fréquence d’excitation de 12 kHz. Les pertes sont exprimées à travers la partie imaginaire (\Im) des caractéristiques.

joué par le noyau lourd et l’effet de ressort dépend de la gaine souple qui l’entoure. Le design des revêtements à inclusions d’acier dans le chapitre 3 a été l’occasion de visualiser ce genre de résonance. L’ajout d’une gaine autour de chaque inclusion vient modifier les conditions de résonance, et permet souvent d’abaisser la fréquence de résonance.

L’idée a suscité beaucoup d’intérêt grâce à l’atténuation en transmission très basses fréquences [37]. Cette structure peut avoir un grand rôle dans les problèmes d’isolation des ondes acoustiques tout en s’affranchissant de la loi des masses. Par la suite, des performances d’absorption de l’énergie acoustique ont été associées aux inclusions résonantes [44–48, 50]. Depuis, le potentiel d’adaptation de la structure pour en faire un matériau anéchoïque est apparu. Cette section propose d’évaluer la valeur ajoutée de ce concept appliqué au cas vu jusqu’ici, à savoir celui des inclusions sous forme de tiges en acier de longueur supposée infinie dans une matrice d’accueil.

Désormais, la géométrie de la structure est constituée d’un réseau périodique triangulaire d’inclusions. Cette répartition permet une égale distance entre une inclusion et les inclusions voisines directes (figure 5.10a). Les inclusions sont des tiges pleines de longueurs supposées infinies et de diamètre $D = 5$ mm. Le pas du réseau - distance séparant les inclusions moyennes centre à centre - est $a = 10$ mm. Les inclusions d’acier sont contenues dans une matrice de polyuréthane, dont les caractéristiques sont données dans le tableau 5.3. L’analyse modale (sans pertes) de la structure périodique infinie est représentée figure 5.10b. La première bande d’arrêt va de 10,6 à 14 kHz. Les branches de la courbe de dispersion sont semblables à celles étudiées dans le chapitre 3. Les champs de déplacement sans pertes pour chacune des branches sont rappelés figure 5.11. Les champs a et b indiquent que les branches qui les contiennent correspondent à des modes de propagation transversaux, tandis que les branches possédant les champs c et e désignent des modes longitudinaux. La branche plate à 14 kHz est identifiée à l’aide du champ de déplacement au point d. Celui-ci, figure 5.11d, indique qu’il s’agit d’une rotation de l’inclusion sur elle-même. Cette branche n’interfère qu’avec la propagation transversale. Comme l’étude se fait en incidence normale, les modes transversaux ne seront, au final, pas excités.

A présent, une très fine couche - d’épaisseur $E_g = 0,1$ mm - est considérée autour des inclusions. Pour le matériau entourant l’inclusion, les caractéristiques effectives utilisées sont celles du même polyuréthane mais contenant 4% de micro-bulles d’air et 8% de particules lourdes, ici du sulfate de baryum. Les valeurs caractéristiques de ce matériau micro-inclusionnaire sont indiquées dans le tableau 5.3. L’ajout de cette gaine dans le

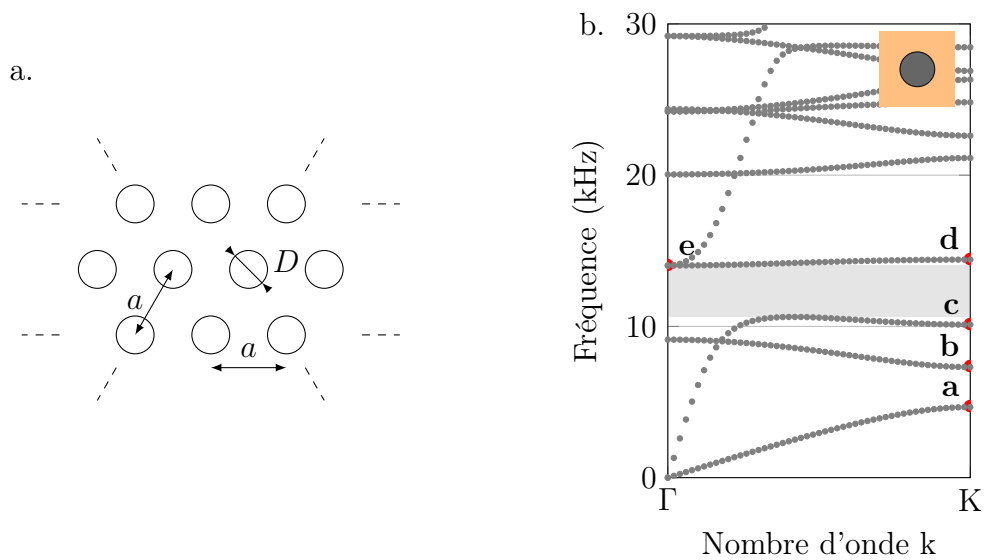


FIGURE 5.10 – a. Schéma du réseau périodique triangulaire d'inclusions et b. courbe de dispersion d'inclusions d'acier en réseau triangulaire dans une matrice de polyuréthane pur

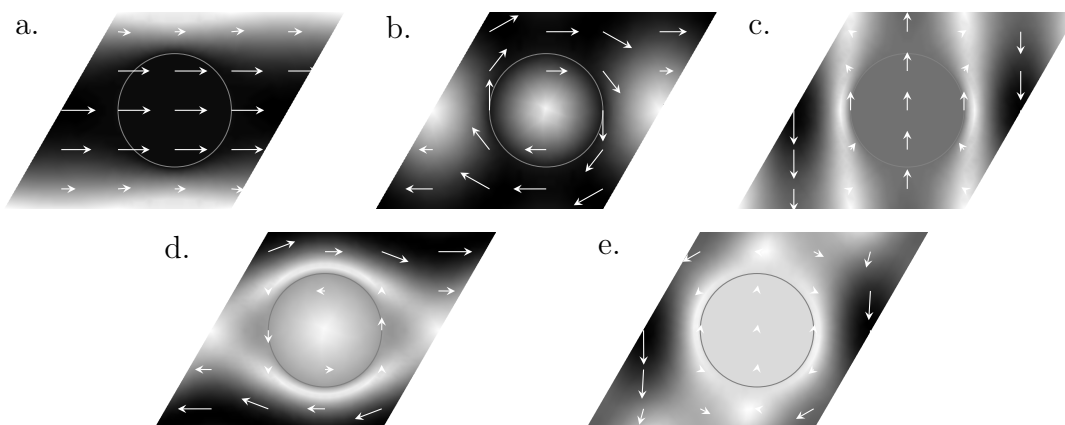


FIGURE 5.11 – Module du champ de déplacement pour les différents points indiqués sur la figure 5.10. La propagation de l'onde d'excitation est dans le sens vertical.

réseau infini abaisse un peu les branches de la courbe de dispersion, recalculée figure 5.12. La bande d'arrêt pour les ondes longitudinales occupe désormais la gamme 10,5-13,9 kHz, jusqu'à la branche longitudinale.

Une gaine d'épaisseur infime a permis de décaler en fréquence les modes de propagation dans le cristal. Des gaines plus épaisses sont alors considérées : $E_g = 0.5$ mm ; $E_g = 1$ mm et $E_g = 1.5$ mm. L'évolution du diagramme de bande pour le réseau d'inclusions gainées est présentée figure 5.12. Au fil de ces quatre courbes de dispersion, les branches de la courbe descendent un peu en fréquence, et la bande d'arrêt avec elles. Entre $E_g = 0,1$ et $E_g = 1.5$ mm, l'intervalle de la bande d'arrêt passe de 10,5-13,9 kHz à 9,2-12,7 kHz. La dispersion calculée à l'aide de la méthode de Bianco & Parodi (BP) est également présentée pour deux raisons. D'une part, elle n'est pas influencée par les branches des modes transversaux, ce qui permet de les écarter définitivement du raisonnement. D'autre part, elle permet d'afficher la partie imaginaire du nombre d'onde (\Im BP). Il est rappelé que la partie imaginaire du nombre d'onde traduit le caractère évanescent de l'onde. Pour les fréquences au delà de la bande d'arrêt - qui se traduit par une perturbation de la partie réelle de la solution (\Re BP) - la partie imaginaire reste relativement présente. De plus, il est à noter que l'épaississement de la gaine renforce la partie imaginaire du nombre d'onde.

Le léger décalage vers les basses fréquences de la bande d'arrêt implique un effet sur le coefficient de transmission d'un panneau constitué de cette structure. Le revêtement considéré est constitué de trois rangées d'inclusions, respectant le réseau triangulaire, pour une épaisseur totale de 26 mm. Entouré de part et d'autre d'eau, le coefficient de transmission en incidence normale du panneau est donné sur la figure 5.13. Conformément à ce qui est attendu, la transmission à travers le panneau aux inclusions simples, c'est-à-dire sans gaine, baisse - jusqu'à -5 dB - pour des fréquences au niveau de la bande d'arrêt

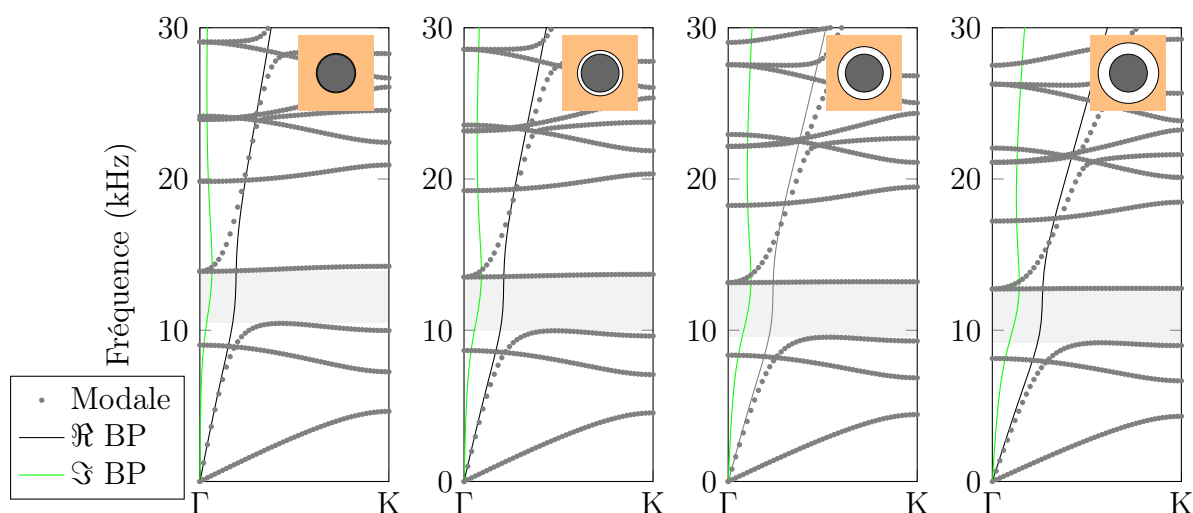


FIGURE 5.12 – Evolution de la courbe de dispersion du réseau triangulaire d'inclusions en acier dans la matrice polyuréthane en fonction de l'épaisseur E_g de la gaine des inclusions : (de gauche à droite) 0,1 ; 0,5 ; 1 et 1,5 mm.

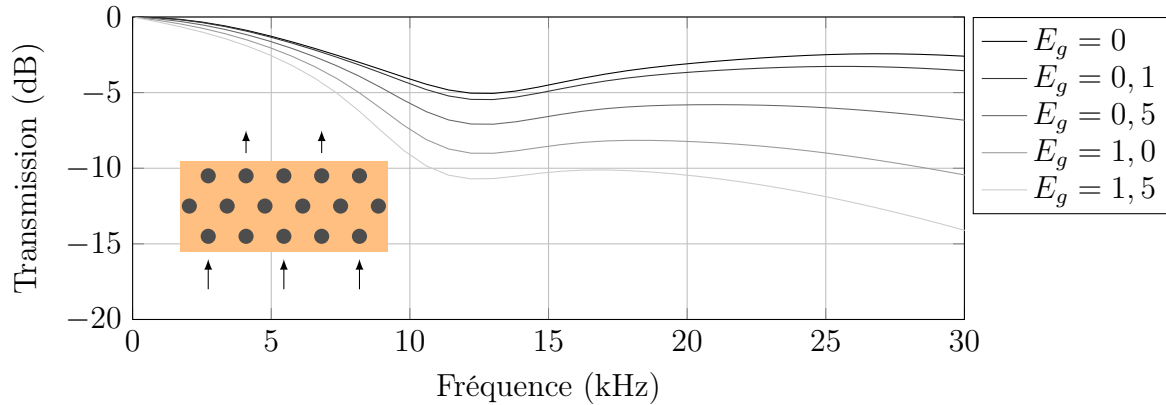


FIGURE 5.13 – Coefficient de transmission à travers un panneau en polyuréthane constitué de trois rangées d’inclusions ($D = 5$ mm) disposées en réseau triangulaire ($a = 10$ mm). Le panneau est schématisé sur la figure. Son épaisseur totale est de 26 mm. Les différentes courbes correspondent aux différentes épaisseurs E_g (mm) de la gaine des inclusions.

autour de 12 kHz. La structure équipée de gaines autour des inclusions voit sa transmission évoluer. Le décalage en fréquence de la bande d’arrêt est difficilement perceptible. Mais à mesure que l’épaisseur de la gaine se renforce, le niveau global de transmission diminue, alors que l’épaisseur totale du revêtement ne varie pas.

Afin de vérifier si cette énergie non-transmise est réfléchie, le coefficient de réflexion est présenté sur la figure 5.14. Son niveau est globalement bas et il n’y a pas d’intervalle où la réflexion est particulièrement élevée, ce qui indiquerait la présence d’une bande d’arrêt. Seul le premier mode d’épaisseur marque chaque courbe. Ce creux se décale fortement en fréquence à mesure que la gaine grandit. Le taux de remplissage de matériau micro-inclusionnaire étant plus élevé, la vitesse effective dans le panneau baisse, et modifie la fréquence du mode d’épaisseur. Comme pour le coefficient de transmission, le niveau global de réflexion diminue alors que la gaine s’épaissit.

Cette énergie ni réfléchie, ni transmise est absorbée, comme le montre la figure 5.15. Ces courbes permettent de voir que même sans gaine ($E_g = 0$), un effet d’absorption est obtenu grâce au polyuréthane présent dans la matrice d’accueil. Cependant, l’ajout d’une gaine relativement fine renforce le pouvoir d’absorption du panneau. La présence de la gaine permet de décaler le comportement de la structure vers les basses fréquences. Le second intérêt de la gaine est l’augmentation de l’absorption dans le panneau. Non seulement l’établissement de l’absorption se fait de plus en plus bas en fréquence - suivant le décalage vu précédemment, mais le niveau maximum d’absorption augmente grâce au caractère dissipatif du matériau micro-inclusionnaire. Une fois le niveau d’absorption établi à son maximum (ou presque), celui-ci ne décroît plus. C’est une chose qui était pressentie avec la présence de la partie imaginaire du nombre d’onde. Au delà de la première bande d’arrêt de la structure, la diffusion des ondes dans le panneau est un effet important car il favorise la dissipation par effet visqueux [35, 45].

Ces performances en absorption et la faible réflexion sont favorables à la performance en anéchoïsme recherchée. Le coefficient d’anéchoïsme est présenté sur la figure 5.16.

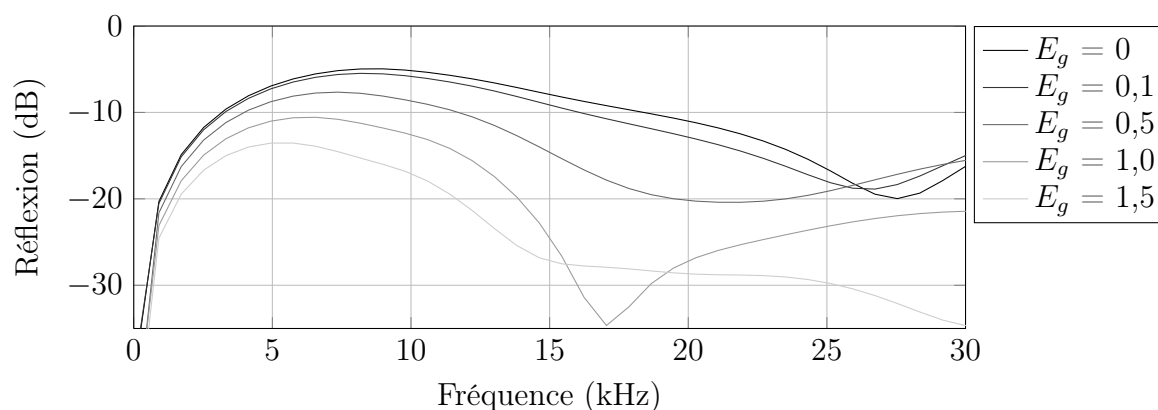


FIGURE 5.14 – Coefficient de réflexion à travers un panneau en polyuréthane constitué de trois rangées d’inclusions ($D = 5$ mm) disposées en réseau triangulaire ($a = 10$ mm) pour une épaisseur totale de 26 mm. Les différentes courbes correspondent aux différentes épaisseurs E_g (mm) de la gaine des inclusions.

La valeur ajoutée des gaines se fait efficacement ressentir sur le coefficient d’anéchoïsme. Pour chaque cas, une baisse du coefficient est marquée autour de 13 kHz. Cette gamme de fréquence renvoie à la bande d’arrêt qui est une bande d’hybridation, c’est-à-dire issue de la résonance de type masse-ressort de chaque inclusion. Cette résonance favorise l’absorption et donc l’anéchoïsme. Il est intéressant d’observer l’évolution du coefficient de part et d’autre de la bande d’arrêt, surtout en basse fréquence où il est souvent plus difficile de dissiper l’énergie acoustique. Dans le cas où la gaine a une épaisseur de $E_g = 1,5$ mm, le coefficient d’anéchoïsme atteint les 6 dB d’atténuation dès 4 kHz, alors que l’épaisseur du revêtement ne dépasse pas 26 mm, soit 7% de la longueur de l’onde dans l’eau. Du côté des hautes fréquences, un creux se décale progressivement vers les basses fréquences, en

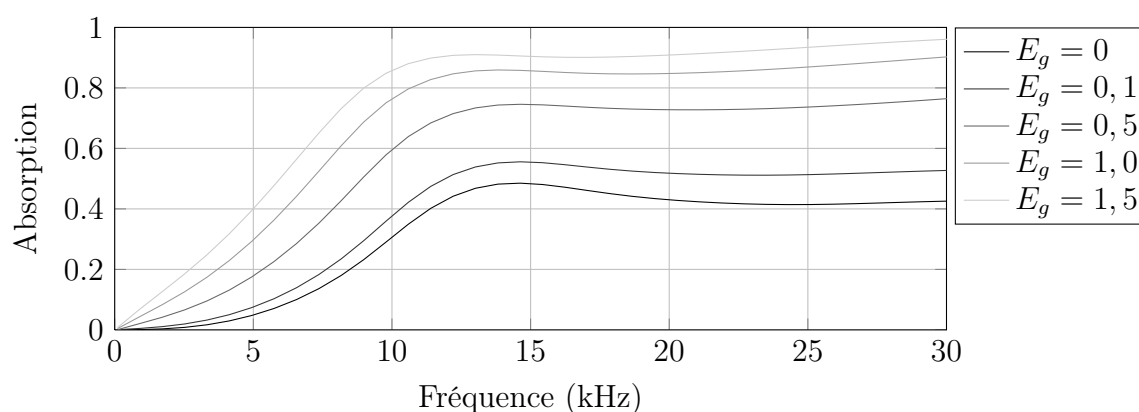


FIGURE 5.15 – Absorption à travers un panneau en polyuréthane constitué de trois rangées d’inclusions ($D = 5$ mm) disposées en réseau triangulaire ($a = 10$ mm) pour une épaisseur totale de 26 mm. Les différentes courbes correspondent aux différentes épaisseurs E_g (mm) de la gaine des inclusions.

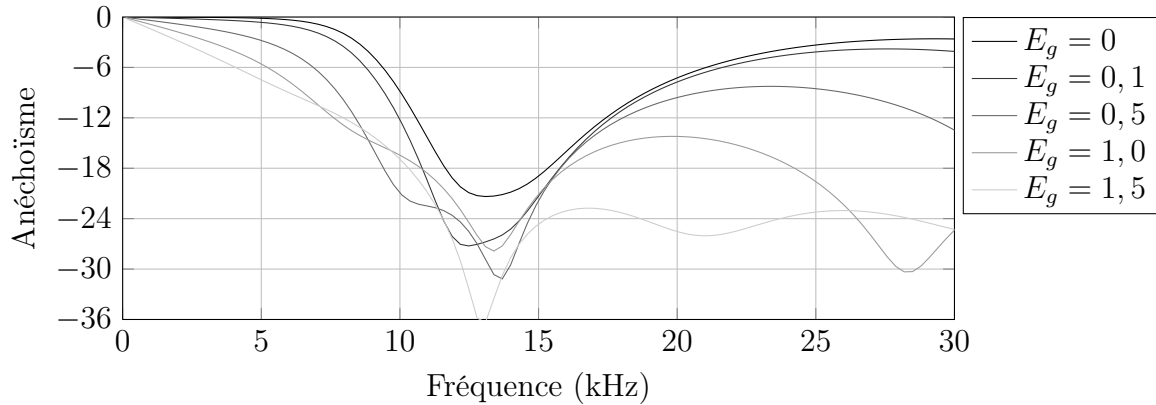


FIGURE 5.16 – Coefficient d’anéchoïsme à travers un panneau en polyuréthane constitué de trois rangées d’inclusions ($D = 5$ mm) disposées en réseau triangulaire ($a = 10$ mm) pour une épaisseur totale de 26 mm. Les différentes courbes correspondent aux différentes épaisseurs E_g (mm) de la gaine des inclusions.

28 puis 21 kHz pour $E_g = 1$ puis 1,5 mm respectivement. Il s’agit d’un mode d’épaisseur du revêtement. Avec l’ajout de gaine où la vitesse de propagation des ondes est faible, la célérité effective au sein du matériau diminue et fait descendre la fréquence de cette résonance. En fait, il y a un autre mode d’épaisseur plus bas en fréquence. Pour $E_g = 0$ mm, il est confondu avec la résonance des inclusions à 13 kHz. Mais il se démarque ensuite à 12,5 ; 11 puis 8 kHz pour $E_g = 0,1$; 0,5 et 1,0 mm respectivement. Il n’est pas repérable pour $E_g = 1,5$ mm. Ce mode d’épaisseur se distingue de la résonance des inclusions dont la fréquence évolue peu avec l’épaisseur de la gaine E_g .

L’ajout d’une gaine souple autour de chaque inclusion du réseau est bénéfique pour les performances en anéchoïsme, mais dans une certaine limite. En effet, l’épaisseur de la gaine va définir la part de matériau micro-inclusionnaire présent dans la structure finale. Or la présence de micro-billes d’air peut rendre le matériau micro-inclusionnaire compressible. Si un matériau compressible est trop présent dans une structure de revêtement, ce dernier devient sensible à la pression statique. L’utilisation d’une gaine micro-inclusionnaire doit donc faire l’objet d’un compromis entre performance anéchoïque et résistance à la pression, selon les besoins de l’application.

5.3 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'ouvrir sur de nouvelles perspectives en matière de revêtements absorbants, et plus exactement anéchoïques. Le revêtement absorbant en acoustique aérienne, baptisé par son auteur "Métaporeux" [72], fait appel à une rangée d'inclusions cylindriques fendues au sein d'un matériau poreux dissipatif. Les bons résultats de ce concept ont encouragé ici l'étude d'un équivalent, adapté à l'acoustique sous-marine. Le matériau poreux utilisé en acoustique aérienne est alors remplacée par une matrice de type polyuréthane. Dans ces conditions, les cylindres fendus disposés le long d'une paroi rigide permettent plusieurs résonances semblables à ce qui a pu être exploré au chapitre 3, et ces résonances favorisent l'absorption. Cependant, dans le cas pratique d'une matrice polyuréthane dissipative, les performances acoustiques sont les mêmes si on considère de simples tiges pleines d'acier.

Revenant aux tiges d'acier disposées en réseau dans une matrice, le concept d'inclusions localement résonantes - très présent dans la littérature (cf. chapitre 1) - a été appliqué au format 2D ici non seulement pour le vérifier mais également pour évaluer son potentiel en tant que revêtement anéchoïque. Le principe est efficace pour atténuer la réflexion sur une surface rigide de signaux dont la longueur d'onde est près de dix fois supérieure à l'épaisseur du revêtement. Le fait de disposer une gaine souple autour de chaque inclusion rigide aide à baisser les fréquences de résonances et surtout à absorber l'énergie acoustique dans la structure. Les performances ne sont pour l'instant qu'une estimation numérique du comportement de tels revêtements. Désormais, il conviendrait d'étudier la faisabilité technique pour une fabrication de panneaux basés sur ce concept, en vue de le caractériser et de le valider expérimentalement.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans cette thèse ont eu pour objectif de renouveler la technologie des revêtements acoustiques absorbants à usage sous-marin. Inventés il y a soixante-dix ans, les revêtements anéchoïques - tout comme ceux de masquage - sont devenus indispensables pour l'amélioration de la furtivité acoustique des bâtiments sous-marins. Présentée dans le chapitre 1, la première solution de revêtement, nommée *Alberich*, était constituée de caoutchouc comprenant des inclusions cylindriques ou sphériques. Ces inclusions de deux tailles réagissaient à deux fréquences d'excitation qui correspondaient à l'époque aux fréquences utilisées par les systèmes de détection. Cependant, les techniques SONAR ont évolué jusqu'à utiliser des ondes basses fréquences rendant l'absorption plus difficile, la taille des revêtements étant limitée par les contraintes architecturales. Depuis, d'autres solutions ont été développées, notamment celle des matériaux micro-inclusionnaires. L'incorporation dans les élastomères de micro-billes d'air ou de particules lourdes permettent de modifier les propriétés effectives d'un matériau et de le rendre ainsi utilisable en tant que revêtement acoustique. Aujourd'hui, de nouveaux concepts animent la communauté des acousticiens en matière de propagation dans les matériaux hétérogènes. D'abord, les cristaux phononiques, qui découlent des cristaux photoniques, ont vu le jour. A travers des structures élastiques périodiques, ces matériaux présentent des bandes de fréquence passantes, pour lesquelles les ondes se propagent, et des bandes d'arrêt où l'onde ne peut pas se propager à travers le cristal. Cette propriété est intéressante dans les domaines de guidage de l'onde ou d'isolation acoustique. Cependant, les fréquences pour lesquelles interviennent les bandes d'arrêt correspondent à des longueurs d'onde du même ordre de grandeur que les dimensions du réseau. Mais ceci est sans compter sur les inclusions denses à résonance locale engendrant des résonances qui peuvent être très basses, permettant alors de s'affranchir de la précédente contrainte. Ce dernier concept est apparu au début du XXI^{ème} siècle et son étude met en évidence non seulement des propriétés d'isolation sonore mais également une capacité d'absorption de l'énergie acoustique intéressante.

L'étude de nouveaux revêtements a nécessité certains outils de travail, présentés dans le chapitre 2. La modélisation numérique est un précieux outil dans la conception de revêtements. La flexibilité de la méthode des éléments finis utilisée ici permet d'explorer des géométries diverses. S'intéressant aux structures périodiques, l'analyse des modes de propagation à travers une structure idéalement infinie est requise. Cette analyse modale est offerte par le logiciel d'éléments finis ATILA mais elle ne considère que des matériaux sans pertes. Or, dans le cadre de l'absorption acoustique, les matériaux utilisés dans la conception de revêtement sont souvent hautement dissipatifs. C'est pourquoi il a été choisi de prendre en compte ce paramètre, et pour cela deux méthodes de calcul ont été dévelop-

pées. La méthode différentielle de Bianco & Parodi permet de déduire des coefficients de réflexion et de transmission de panneaux les nombres d'onde, autrement dit les modes de propagation dans la structure au cœur du panneau. Le fonctionnement de cette méthode ne permet de retrouver que les informations concernant la propagation longitudinale. C'est pourquoi elle est complétée par une méthode de matrice de transfert, retrouvant tous les nombres d'ondes complexes à partir de la cellule élémentaire du réseau périodique. Le fait d'obtenir un nombre d'onde complexe permet de noter la présence d'une partie imaginaire dans la propagation de l'onde, y compris dans les bandes passantes d'une structure. Cette partie imaginaire implique un caractère évanescent des ondes. Ces méthodes d'analyse des structures périodiques sont complétées par les formules d'anéchoïsme et de masquage qui permettent d'évaluer les performances des futurs revêtements acoustiques.

Les premières modélisations du chapitre 3 s'inspirent des revêtements historiques - à savoir la solution *Alberich* - constitués d'inclusions d'air. Cette fois, le panneau est constitué de plusieurs couches d'inclusions, rendant possibles les phénomènes de structure périodique que sont les bandes d'arrêt. Si les panneaux remplis d'air ne sont pas particulièrement intéressants pour l'anéchoïsme, ils forment un réflecteur efficace, solution potentielle pour un revêtement de masquage. Cependant, leur fort taux d'air les rend sensibles à la pression statique. De ce fait, l'utilisation en profondeur sous-marine est compromise.

Les recherches s'orientent alors vers des inclusions rigides face à la pression statique. L'acier est choisi pour remplacer les inclusions d'air. Ce matériau n'est pas favorable à l'apparition de bandes d'arrêt de Bragg dans la gamme de fréquence étudiée. Toutefois, les inclusions denses permettent l'apparition d'une bande d'arrêt d'hybridation en basse fréquence. Dès lors, la structure établie est une solution potentielle pour répondre aux besoins des nouveaux revêtements acoustiques. Un panneau constitué d'une telle structure périodique a des performances d'absorption moyennes. Mais un levier d'amélioration apparaît au niveau des interfaces fluide/solide du panneau. En effet, des résonances locales sont présentes sur les extrémités du panneau. En modifiant la géométrie, il est possible d'accorder les fréquences de résonances avec les bandes d'arrêt du réseau constituant le cœur du panneau. Ainsi associés, les effets cumulés débouchent sur une atténuation en transmission améliorée. Cette performance se traduit en terme de discrétion acoustique par une efficacité importante en matière de réduction du coefficient de transmission, en faveur du masquage.

Cette solution potentielle pour la discrétion acoustique est le premier résultat important obtenu dans ces recherches qui veulent mettre à contribution les inclusions denses en acier. Les performances simulées à l'aide des outils numériques doivent pouvoir être validées expérimentalement. C'est dans ce but qu'un développement expérimental est présenté dans le chapitre 4. Les revêtements acoustiques ont une utilisation qui tend vers les basses fréquences. Or il existe des difficultés dans la mesure et la caractérisation expérimentale des échantillons pour les grandes longueurs d'onde. Ces contraintes ont motivé un fort investissement dans les méthodes de mesure. Dans ce cadre, deux méthodes ont été abordées et un banc de mesure robuste a été mis en place. A travers la mesure d'un panneau-test, l'exploitation du banc révèle une très grande précision pour retrouver les coefficients complexes de réflexion et de transmission en incidence normale. Cette précision

est primordiale pour valider les résultats numériques, mais également pour exploiter en post-traitement les valeurs mesurées. C'est d'ailleurs à travers ces résultats expérimentaux que l'influence d'une résonance de tige d'acier a été retrouvée, conformément aux prédictions numériques. Le banc en place est désormais l'outil évident pour la caractérisation de futurs échantillons de revêtements acoustiques.

S'il a été vu que les structures composées d'inclusions en acier pouvaient constituer de bons matériaux de masquage, il restait nécessaire de trouver une solution face à la détection active et donc au renvoi de l'écho. Il fallait donc d'établir si les inclusions d'acier pouvaient également permettre de réduire la réflexion d'un panneau et être à l'origine d'un concept de matériau anéchoïque. Dans le chapitre 5, l'attention s'est portée sur la littérature actuelle et les concepts pouvant répondre au besoin de revêtements acoustiques sous-marins. C'est d'abord un autre revêtement acoustique, utilisé dans l'air et pour les fréquences audibles, qui a été transposé au cas de l'acoustique sous-marine. Avec un fonctionnement basé sur les capacités d'un résonateur de Helmholtz, sa géométrie a inspiré le revêtement d'inclusions en acier, creuses et fendues, face à une surface rigide. C'est ce dernier point, présent dans le concept original, qui a indiqué un usage possible pour une solution de revêtement anéchoïque. Si cet essai a permis de retrouver plusieurs résonances identifiées dans les précédentes simulations, la valeur ajoutée de cette forme complexe n'était pas suffisante pour obtenir une forme de revêtement efficace.

Revenant au modèle d'un réseau de tiges d'acier, l'exploitation des résonances locales de ces inclusions denses s'est faite cette fois en s'inspirant de la géométrie présente dans la littérature, à savoir celle d'un noyau dense dans une gaine souple. Avec la tige d'acier pour noyau dense, l'ajout d'une gaine souple modifie la résonance des inclusions en deux sens. La fréquence de résonance diminue, et l'absorption globale de la structure augmente. Ces deux phénomènes dépendent de la quantité de gaine que contient au final la structure. Or, ces mêmes phénomènes sont des éléments clés pour l'absorption d'une onde incidente en basse fréquence, et donc pour l'obtention d'un revêtement anéchoïque. Les performances anéchoïques augmentent avec le taux de gaine. En parallèle de cela, la présence d'air dans le matériau micro-inclusionnaire qui sert de gaine peut assouplir la structure finale et rendre le revêtement sensible à la pression hydrostatique. L'ajout de gaine pour repousser les limites basse fréquence doit être dimensionné selon les contraintes d'utilisation.

Au terme de ces recherches, l'utilisation des inclusions d'air a été remplacée avec succès par l'utilisation d'inclusions en acier. Ces dernières se révèlent autant capables de constituer un revêtement de masquage à faible coefficient de transmission en adaptant la géométrie du matériau, qu'un revêtement anéchoïque en choisissant attentivement leur matrice d'accueil. Ces possibilités sont révélées à travers les prévisions numériques, qui ont déjà été validées. Mais il reste indispensable d'éprouver ces nouveaux concepts de revêtement sous-marin à travers une campagne expérimentale. Cette étape est déjà toute prête avec le travail réalisé au niveau du bassin de mesure acoustique de l'IEMN, au département ISEN. Il conviendrait de fabriquer plusieurs panneaux qui mettraient en évidence les modes d'interface étudiés, et de vérifier les améliorations qui en découlent, notamment en matière de masquage. De la même façon, le revêtement constitué d'un réseau inclusionnaire amélioré à l'aide de gaines souples est à fabriquer pour vérifier sa faisabilité et son efficacité. Pour finir d'éprouver ces nouveaux concepts de revêtements, la mise en

place d'un banc permettant de mesurer directement les coefficients d'anéchoïsme et de masquage viendrait valider les formulations utilisées. Dans le cas où les performances de ces concepts sont avérées, les dimensions des géométries peuvent alors s'adapter aux besoins spécifiques, avec l'ambition de repousser les limites basses-fréquences du traitement acoustique pour l'environnement sous-marin. En utilisant les leviers d'amélioration des phénomènes à l'interface, une optimisation par algorithme génétique à travers la modélisation par éléments finis est une démarche envisageable. En outre, les concepts pourraient être étendus à des géométries 3D où les inclusions seraient des cylindres courts ou des sphères. Enfin, si les inclusions denses ont permis de dépasser les problèmes de déformation face à la pression hydrostatique, il serait utile de vérifier l'influence de cette pression sur les revêtements proposés, notamment ceux faisant appel à un matériau micro-inclusionnaire. Le taux d'air dans ces matériaux est assez bas pour espérer conserver les performances acoustiques en matière d'anéchoïsme.

Annexe A

Outils mathématiques des structures périodiques

A.1 Structure périodique et réseau réciproque

Puisque les cristaux étudiés dans cette thèse sont essentiellement des structures bidimensionnelles, les notions ci-dessous sont expliquées en deux dimensions. Soient x_1 et x_2 les vecteurs de base du réseau. Il existe un réseau réciproque dont les vecteurs de base sont k_1^x et k_2^x . La relation entre le réseau direct et le réseau réciproque s'exprime comme suit :

$$x_i \cdot k_j^x = 2\pi\delta_{ij} \quad (\text{A.1})$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker

Ainsi, pour un réseau de dimension a , le réseau réciproque associé est un réseau de même forme, de dimension $2\pi/a$. La dimension du réseau direct correspond à une [longueur] tandis que la dimension associée au réseau réciproque est une [longueur]⁻¹. Le théorème de Floquet indique que le champ acoustique dans un cristal est égal à la somme d'une infinité de vecteurs d'onde k définis comme suit :

$$k = k_b + G \quad (\text{A.2})$$

avec G étant une combinaison linéaire de x_1 et x_2 et $k_b = b_1 k_1^x + b_2 k_2^x$ est un vecteur d'onde de Bloch, défini dans la première zone de Brillouin.

A.2 Zone de Brillouin

L'étude d'un cristal phononique peut se restreindre à la cellule élémentaire du réseau. Cette cellule élémentaire contient l'information suffisante pour reconstruire l'ensemble du réseau. Dans le cas d'un réseau carré où chaque nœud est espacé de la distance a , le couple de vecteurs orthogonaux \vec{x}_1 et \vec{x}_2 reliant les nœuds et de norme commune a est choisi.

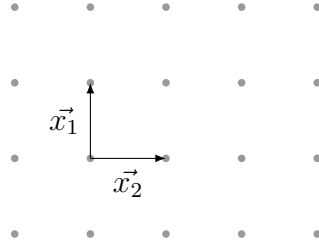


FIGURE A.1 – Définition des vecteurs de la maille élémentaire

S'intéressant aux nombres d'onde (de dimension [longueur]⁻¹), l'étude se fait dans le réseau réciproque où l'on définit les vecteurs $\vec{k}_1^x = 2\pi/a \vec{x}_1$ et $\vec{k}_2^x = 2\pi/a \vec{x}_2$. La première zone de Brillouin est définie dans ce repère dans la zone encadrée par les points de coordonnées $(1/2; 1/2)$, $(-1/2; 1/2)$, $(-1/2; -1/2)$ et $(1/2; -1/2)$. Dans le cas de matériaux isotropes et grâce aux symétries, la zone d'étude peut se restreindre à la zone de Brillouin irréductible mise en évidence sur la figure entre les points Γ (0,0), X (0,1/2) et M (1/2,1/2). Dans le cas où l'incidence normale est selon la direction \vec{x}_1 , la lecture de la zone de Brillouin indique un écart de 0° pour Γ X et un écart par rapport à l'incidence normale de 45° selon Γ M.

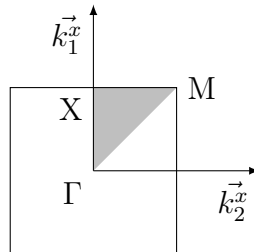


FIGURE A.2 – Première zone de Brillouin dans le cas d'un réseau carré. La zone irréductible de Brillouin est grisée.

De la même manière, les vecteurs de la maille élémentaire et la zone de Brillouin peuvent être définies pour un réseau triangulaire, comme présenté sur la figure A.3.

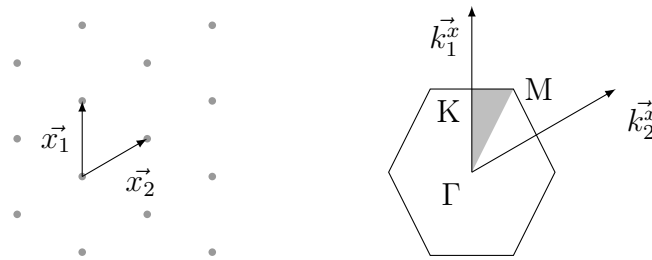


FIGURE A.3 – Définition des vecteurs de la maille élémentaire d'un réseau triangulaire et première zone de Brillouin associée.

A.3 Lecture d'une courbe de dispersion

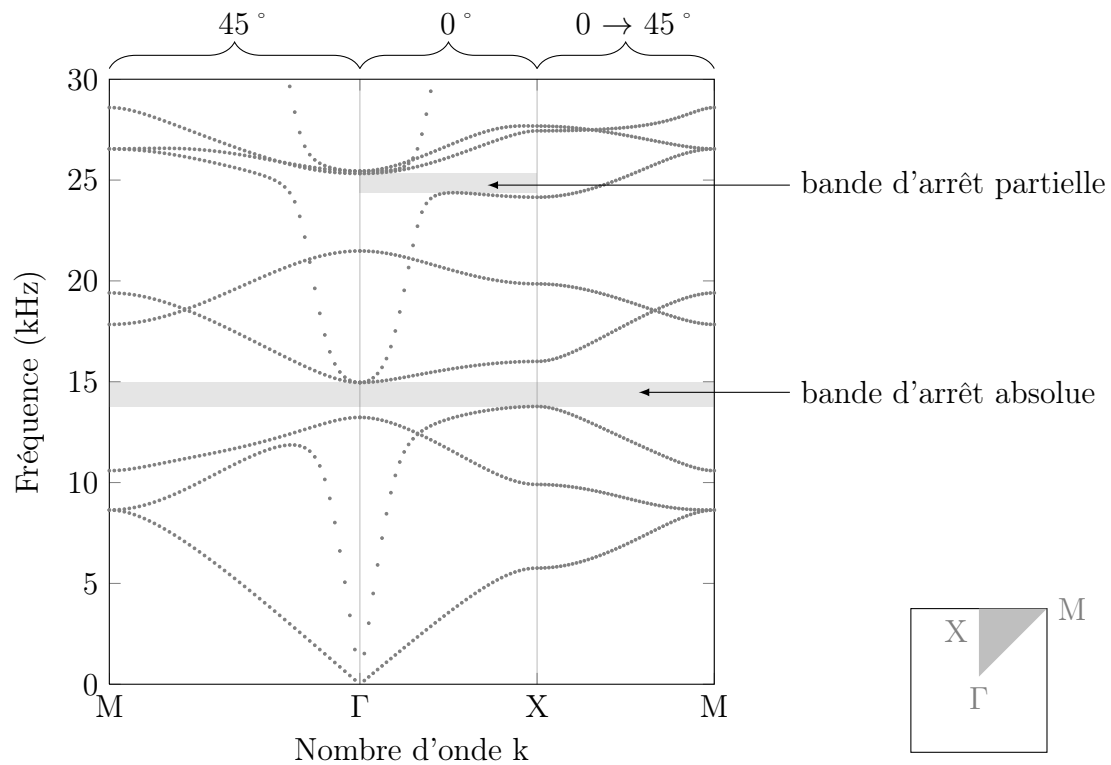


FIGURE A.4 – Exemple de courbe de dispersion résolue sur la zone irréductible de Brillouin, rappelée à droite. L'angle d'incidence est lue sur l'axe des nombres d'onde.

Bibliographie

- [1] M. N. KUSTER et M. N. TOKSÖZ : Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media. *Geophysics*, 39(5):1527–1538, 1974.
- [2] S. BERETTI : Réponse acoustique d'elastomères micro-inclusionnaires soumis à la pression d'immersion. *Au 10ème Congrès Français d'Acoustique*, 2010.
- [3] J. DUBOIS : *Homogénéisation dynamique de milieux aléatoires en vue du dimensionnement de métamatériaux acoustiques*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, 2012.
- [4] G. LEPERT : *Étude des interactions élasto-acoustiques dans des métamatériaux formés d'inclusions résonantes réparties aléatoirement*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, 2013.
- [5] H. MEYER : Sound absorption and sound absorbers in water. Rapport technique, U.S Bureau of Ships, 1950.
- [6] G. GAUNAURD : One-dimensional model for acoustic absorption in a viscoelastic medium containing short cylindrical cavities. *J. Acoust. Soc. Am.*, 62(2):298–307, 1977.
- [7] R. LANE : Absorption mechanisms for waterborne sound in alberich anechoic layers. *Ultrasonics*, 19, 1981.
- [8] G. GAUNAURD et H. UBERALL : Resonance theory for bubbly liquids. *J. Acoust. Soc. Am*, 69(2):362–370, 1981.
- [9] G. GAUNAURD et H. UBERALL : Resonance theory of the effective properties of perforated solids. *J. Acoust. Soc. Am*, 71(2):282–295, 1982.
- [10] P. D. JACKINS et G. GAUNAURD : Resonance reflection of acoustic waves by a perforated bilaminar rubber coating model. *J. Acoust. Soc. Am*, 73(5):1456–1463, 1983.
- [11] G. GAUNAURD et H. UBERALL : Resonance effects and the ultrasonics effective properties of particulate composites. *J. Acoust. Soc. Am*, 74(1):305–313, 1983.
- [12] G. GAUNAURD et J. BARLOW : Matrix viscosity and cavity-size distributions effects on the dynamic effective properties of perforated elastomers. *J. Acoust. Soc. Am*, 75(1):23–34, 1984.
- [13] C. AUDOLY : Acoustic analysis of panels made with viscoelastic materials containing resonant cavities. *Acta Acoustica*, 2:393–402, 1994.

- [14] A.-C. HLADKY-HENNION, R. BOSSUT et J.-N. DECARPIGNY : Analysis of the scattering of a plane acoustic wave by a periodic elastic structure using the finite element method : Application to compliant tube gratings. *J. Acoust. Soc. Am.*, 87(5):1861–1870, 1990.
- [15] A.-C. HLADKY-HENNION et J.-N. DECARPIGNY : Analysis of the scattering of a plane acoustic wave by a doubly periodic structure using the finite element method : Application to alberich anechoic coatings. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90(6):3356–3367, 1991.
- [16] A.-C. HLADKY-HENNION et J.-N. DECARPIGNY : Note on the validity of using plane-wave type relations to characterize alberich anechoic coatings. *J. Acoust. Soc. Am.*, 92(5):2878–2882, 1992.
- [17] S. M. IVANSSON : Sound absorption by viscoelastic coatings with periodically distributed cavities. *J. Acoust. Soc. Am.*, 119-6, 2006.
- [18] A.-C. HLADKY-HENNION : étude par éléments finis de structures élastomères à inclusions d’air en forme de pointe. Rapport technique, ISEN pour DCN, 1997.
- [19] G. GAUNAURD, E. CALLEN et J. BARLOW : Pressure effects on the dynamic effective properties of resonating perforated elastomers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 76(1):173–177, 1984.
- [20] S. N. PANIGRAHI, C. S. JOG et Munjal M. L. : Multi-focus design of underwater noise control linings based on finite element analysis. *Applied Acoustics*, 69:1141–1153, 2008.
- [21] S. M. IVANSSON : Numerical design of alberich anechoic coatings with superellipsoidal cavities of mixed sizes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 124(4), 2008.
- [22] D. C. CALVO, A. L. THANGAWNG et C. N. LAYMAN : Low-frequency resonance of an oblate spheroidal cavity in a soft elastic medium. *J. Acoust. Soc. Am.*, 132(1), 2012.
- [23] S. M. IVANSSON : Anechoic coatings obtained from two- and three-dimensional monopole resonance diffraction gratings. *J. Acoust. Soc. Am.*, 131(4):2622–2637, 2012.
- [24] H. YANG, J. WEN, H. ZHAO, J. YIN et Y. LI : Acoustic absorption of a viscoelastic layer embedded with two-dimensional diffraction gratings of coated cavities. *Au 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics*, pages 969–974, 2013.
- [25] V. LEROY, A. BRETAGNE, M. FINK, H. WILLAIME, P. TABELING et A. TOURIN : Design and characterization of bubble phononic crystals. *Applied Physics Letters*, 95, 2009.
- [26] L. BRILLOUIN : *Wave propagation in periodic structures*. Dover edition, 1953.
- [27] N. ECONOMOU et M. M. SIGALAS : Classical wave propagation in periodic structures : Cermet versus network topology. *Physical Review B*, 48(18), 1993.
- [28] M. S. KUSHWAHA, P. HALEVI, L. DOBRYNSKY et B. DJAFARI-ROUHANI : Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Physical review letters*, 71(13):2022, 1993.

- [29] R. MARTINEZ-SALA, J. SANCHO, J. V. SANCHEZ, V. GOME, J. LINARES et F. MEGUER : Sound attenuation by sculpture. *Nature*, 378:241, 1995.
- [30] M. S. KUSHWAHA : Stop bands for periodic metallic rods : Sculptures that can filter the noise. *Applied Physics Letters*, 7(24):3218–3220, 1997.
- [31] P. J. WEI et Y. P. ZHAO : The influence of viscosity on band gaps of 2d phononic crystal. *Mechanics of Advanced Materials and Structures*, 17:383–392, 2010.
- [32] A. KHELIF, A. CHOUJAA, B. DJAFARI-ROUHANI, M. WILM, S. BALLANDRAS et V. LAUDE : Trapping and guiding of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 68:214301, 2003.
- [33] A. KHELIF, A. CHOUJAA, S. BENCHABANE, B. DJAFARI-ROUHANI et V. LAUDE : Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 84:22, 2004.
- [34] R. MARTINEZ-SALA, C. RUBIO, L. GARCIA-RAFFI, J. V. SANCHEZ-PEREZ, E. A. SANCHEZ-PEREZ et J. LINARES : Control of noise by trees arranged like sonic crystals. *J. Sound and Vibration*, 291:100–106, 2006.
- [35] H. ZHAO, Y. LIU, D. YU, G. WANG, J. WEN et X. WEN : Absorptive properties of three-dimensional phononic crystal. *Journal of Sound and Vibration*, 303, 2007.
- [36] P. PENG, J. MEI et Y. WU : Lumped model for rotational modes in phononic crystals. *Physical Review B*, 86, 2012.
- [37] Z. LIU, X. ZHANG, Y. MAO, Y. Y. ZHU, Z. YANG, C. T. CHAN et P. SHENG : Locally resonant sonic materials. *Science*, 289, 2000.
- [38] Z. YANG, H. M. DAI, N. H. CHAN, G. C. MA et P. SHENG : Acoustic metamaterial panels for sound attenuation in the 50-1000hz regime. *Applied Physics Letters*, 96, 2010.
- [39] X. ZHOU, Liu X. et G. HU : Elastic metamaterials with local resonances : an overview. *Theoretical and Applied mechanics Letters*, 2, 2012.
- [40] W. MAYSENHÖLDER : Transmission loss of plates with internal resonators modelled by harmonic oscillators with frequency dependent complex mass and spring stiffness. *Au Euronoise*, 2003.
- [41] G. WANG, D. YU, J. WEN, Y. LIU et X. WEN : One-dimensional phononic crystals with locally resonant structures. *Physics Letters A*, 327:512–521, 2004.
- [42] H. H. HUANG, C. T. SUN et G. L. HUANG : On the negative effective mass density in acoustic metamaterials. *International Journal of Engineering Science*, 47:610–617, 2009.
- [43] X. ZHOU et G. HU : Analytic model of elastic metamaterials with local resonances. *Physical Review B*, 79, 2009.
- [44] J. WEN, H. ZHAO, L. LV, B. YUAN, G. WANG et X. WEN : Effects of locally resonant modes on underwater sound absorption in viscoelastic materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130(3):1201–1208, 2011.
- [45] H. ZHAO, Y. LIU, J. WEN, D. YU, G. WANG et X. WEN : Sound absorption of locally resonant sonic materials. *Chin. Phys. Lett.*, 23(8), 2006.

- [46] H. ZHAO, J. WEN, H. YANG, L. LV, J. YIN et X. WEN : Acoustic absorption of a viscoelastic composite embedded periodically with coated cavities. *Au 1st International Conference and Exhibition on Underwater Acoustics*, pages 963–968, 2013.
- [47] H. ZHAO, Y. LIU, J. WEN, D. YU et X. WEN : Tri-component phononic crystals for underwater anechoic coatings. *Physics Letters A*, 367:224–232, 2007.
- [48] H. MENG, J. WEN, H. ZHAO et X. WEN : Optimization of locally resonant acoustic metamaterials on underwater sound absorption characteristics. *Journal of Sound and Vibration*, 331:4406–4416, 2012.
- [49] H. MENG, J. WEN, H. ZHAO, L. LV et X. WEN : Analysis of absorption performances of anechoic layers with steel plate backing. *J. Acoust. Soc. Am.*, 132(1):69–75, 2012.
- [50] H. ZHAO, J. WEN, H. YANG, L. LV et X. WEN : Backing effects on the underwater acoustic absorption of a viscoelastic slab with locally resonant scatterers. *Applied Acoustics*, 76, 2014.
- [51] H. ZHAO, J. WEN, D. YU et X. WEN : Low-frequency acoustic absorption of localized resonances : Experiment and theory. *Journal of Applied Physics*, 107, 2010.
- [52] Ph. LANGLET, A.-C. HLADKY-HENNION et J.-N. DECARPIGNY : Analysis of the propagation of plane acoustic waves in passive periodic materials using the finite element method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 98(5):2792–2800, 1995.
- [53] Ph. LANGLET : *Analyse de la propagation des ondes acoustiques dans les matériaux périodiques à l'aide de la méthode des éléments finis*. Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1993.
- [54] C. AUDOLY et C. GIANGRECO : Global characterization of multilayer panels for underwater applications. *Journal of Wave-material Interaction*, 5:55–77, 1991.
- [55] C. CROËNNE : *Contrôle de la propagation et du rayonnement électromagnétiques par les métamatériaux*. Thèse de doctorat, Université Lille 1, 2009.
- [56] M. BAVENCOFFE : *Propagation d'ondes de Lamb dans un guide d'ondes à interface périodique*. Thèse de doctorat, Université du Havre, 2009.
- [57] D. A. FRICKEY : Conversion between S, Z, Y, h, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 42(2):205 – 211, 1994.
- [58] V. FOKIN, M. AMBATI, C. SUN et X. ZHANG : Method for retrieving effective properties of locally resonant acoustic materials. *Physical Review B*, 76, 2007.
- [59] B. BIANCO et P. PARODI : Determination of the propagation constant of uniform microstrip lines. *Alta Frequenza*, 45:107 – 110, 1976.
- [60] P. MÉRESSE, Y. RENOU, J. VASSEUR, C. AUDOLY et A.-C. HLADKY-HENNION : Propagation number in periodic structures considering losses. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 581:012012, 2015.
- [61] P. MÉRESSE, C. AUDOLY, C. CROËNNE et A.-C. HLADKY-HENNION : Acoustic coatings for maritime systems applications using resonant phenomena. *C. R. Mécanique*, 2015.

- [62] V. F. HUMPHREY, N. L. CARROL, J. D. SMITH, G. A. BEAMISS, G. HAYMAN, T. J. ESWARD et S. P. ROBINSON : Acoustic characterization of panel materials under simulated ocean conditions. *Proceedings of the Institute of Acoustics*, 25, 2003.
- [63] V. F. HUMPHREY, S. P. ROBINSON, J. D. SMITH, M. J. MARTIN, G. A. BEAMISS et N. L. CARROL : Acoustic characterization of panel materials under simulated ocean conditions using a parametric array source. *JASA*, 124(2), 2008.
- [64] J. C. PIQUETTE et A. E. PAOLERO : Phase change measurement, and speed of sound and attenuation determination, from underwater acoustic panel tests. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 (3), 2003.
- [65] J. C. PIQUETTE : Offnormal incidence reflection-coefficient determination for thick underwater acoustic panels using a generalized onion method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 87 (4), 1990.
- [66] M. J. MARTIN, C. T. HUGIN, S. P. ROBINSON, G. A. BEAMISS, G. HAYMAN et V. F. HUMPHREY : The measurement of low frequency underwater material properties via a sound intensity technique. *Au Undersea Defence Technology (UDT) Europe*, 2006.
- [67] V. F. HUMPHREY et J. SMITH : Panel transmission measurements : the influence of the non plane wave nature of the incident field. *Au Acoustics 08 Paris*, 2008.
- [68] G. LEPERT, C. ARISTÉGUI, O. PONCELET, T. BRUNET, C. AUDOLY et P. PARNEIX : Determination of the effective mechanical properties of inclusionary materials using bulk elastic waves. *Journal of Physics : Conference Series*, 498 12th AFPAC, 2014.
- [69] C. AUDOLY : Acoustic characterisation of anechoic or decoupling coatings taking into account the supporting hull. *Au Warship 2011 : Naval submarines and UUVs*, pages 393–402, 2011.
- [70] C. GRANGER, C. AUDOLY, P. MÉRESSE et G. HAW : Mesure des coefficients de réflexion et de transmission de panneaux en bassin d’essais acoustique. *Au 12ème Congrès Français d’Acoustique*, 2014.
- [71] C. AUDOLY et C. GIANGRECO : Improvement of the measurement of the transmission coefficient of panels at normal incidence using surface receivers. *J. Acoustique*, 3:369–379, 1990.
- [72] C. LAGARRIGUE : *Métamatériaux performants dans la gamme des fréquences audibles*. Thèse de doctorat, Université Nantes Angers Le Mans, 2013.

Résumé

Les matériaux absorbants pour l'acoustique sous-marine sont utiles pour lutter contre la détection navale. Ces matériaux doivent évoluer, notamment en termes de performance acoustique et de tenue à la pression hydrostatique, en regard des progrès accomplis dans le domaine de la détection sous-marine. Pour cela, de nouvelles technologies de matériaux sont nécessaires et font l'objet de cette thèse. Les travaux tirent profit des propriétés intéressantes observées dans les structures périodiques et s'orientent autour de deux axes principaux : d'une part les propriétés de filtrage fréquentiel obtenues avec l'utilisation de cristaux phononiques (structures périodiques), d'autre part les phénomènes d'absorption basse fréquence liés à des résonances locales.

L'étude des phénomènes précités implique le développement d'outils dédiés à l'analyse des structures périodiques avec la possibilité de prendre en compte le caractère dissipatif de certains matériaux, comme ceux couramment utilisés en acoustique sous-marine. Grâce à ces outils numériques basés sur la méthode des éléments finis, une étude de matériaux à inclusions fluides ou solides est présentée. Ces recherches permettent d'identifier et d'explorer les phénomènes liés à des résonances locales. Des expérimentations ont été effectuées par l'intermédiaire de la mise en place d'un banc d'essai robuste dédié à la mesure de panneaux acoustiques immergés. Les mesures faites en cuve acoustique ont été confrontées avec succès aux prévisions numériques. Enfin, d'autres dispositifs, basés sur différents phénomènes, sont proposés dans le but de repousser la limite basse fréquence de l'absorption des ondes dans l'eau.

Abstract

Underwater absorbing materials are used on naval ships to avoid being detected. Acoustic performances and hydrostatic resistance still need improvements to face the evolution of naval detection systems. Therefore, new technologies of underwater absorbing materials are studied in this work. This thesis focuses on periodical structures, considering two main topics : stop-band effect from phononic crystal and resonant inclusions designed for low frequency absorption.

To study these phenomena, periodic structures analysis is done using specifically developed tools able to consider losses in viscoelastic materials. Thanks to these numerical tools based on the finite element method, a study on materials with fluid or solid inclusions is presented. Some local resonances are detected and exploited. To carry on measurements, the installation of a robust bench test for underwater acoustic panels has been implemented. Measurements and numerical results are in good agreement. Finally, other designs based on different phenomena are proposed in order to stretch the limit of low frequency underwater absorbing materials.