Contrôle de la directivité d'une surface plane traitée par des diffuseurs

C. Faure[a], O. Richoux[a], M. Moleron[b], S. Felix[a] et V. Pagneux[a]
[a]LAUM, Université du Maine Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France
[b]ETH Zürich, Tannenstrasse 3, 8092 Zürich, Suisse
cedric.faure@univ-lemans.fr

Ce travail propose une étude numérique et expérimentale de la directivité d'une surface plane traitée par des diffuseurs rigides en forme de C, disposés périodiquement. L'idée générale de ce travail est d'utiliser les caractéristiques particulières du réseau périodique formé par les diffuseurs (existence de bandes interdites, modes évanescents suivant la direction verticale) pour obtenir un champ acoustique diffracté possédant des propriétés non conventionnelles. En utilisant une description multimodale couplée à une méthode d'éléments finis prenant en compte la géométrie 3D de la structure (ouverture des diffuseurs sur le haut), le diagramme de dispersion du réseau périodique est déterminé et le champ acoustique à l'intérieur comme à l'extérieur du réseau est calculé. Une étude numérique est menée pour différentes configurations : fréquence de la source, angle d'incidence, orientation des diffuseurs. Une étude expérimentale reprenant ces configurations est également réalisée en utilisant un système de mesure donnant accès au champ acoustique au dessus de la surface traitée et une antenne paramétrique (comme source) permettant de travailler avec un faisceau acoustique pour des fréquences inférieures à 3kHz.

1 Introduction

En acoustique de nombreux travaux ont portées sur l'étude de systèmes périodiques. La présence de bandes interdites dans ces structures ouvre de multiples perspectives d'application, dans le domaine du filtrage par exemple. Ainsi liés à la périodicité, d'autres phénomènes sont également présent tels que la forte dispersion, la réfraction négative ou l'existence de bandes d'absorption indépendantes de l'angle de l'onde incidente [1] [2] [4] [3].

A l'instar des travaux déjà effectués en électromagnétisme [5] et en optique, des études sur les cristaux phononiques en acoustique ont également montré de tels effets (milieux périodiques, bandes interdites, diffusion). Il existe une réelle intéraction entre les résonances des éléments singuliers et la diffusion de Bragg [6] due à la mise en réseau de ces éléments. Ainsi différents effets de bandes interdites, diffraction négative, focalisation ou d'auto-collimation ont été démontrés. De plus, ces matériaux ont la capacité d'avoir un effet pour des longueurs d'ondes supérieures à la taille des cellules.

Dans ce travail, une étude d'un réseau périodique de diffuseurs en forme de C est réalisée. L'utilisation de cette surface périodique a pour objectif le contrôle de la directivité d'une onde acoustique pour la réalisation de murs antibruit dans le domaine de l'audible.

Ce document est scindé en plusieurs parties. La partie 2 présente le dispositif expérimental. La partie 3 expose la méthode multimodale. Cette méthode permet de réaliser une étude théorique d'un milieu irrégulier et complexe. Les aspects généraux de la propagation acoustique dans les milieux périodiques au moyens d'un exemple en 2D sont présentés. Finalement dans la partie 4, une étude théorique est réalisée et confrontée à une étude expérimentale.

2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (1). Les expériences sont réalisées à l'intérieure d'une chambre semi-anéchoïque. Les murs sont recouverts d'une mousse de mélamine, efficace pour les fréquences supérieures à 1 kHz. La surface plane traitée est constituée d'une planche de bois (180 cm x 82 cm x 2 cm) sur laquelle sont disposés des diffuseurs en forme de C usinés en inox. Le système périodique est composé de 26 x 13 cellules avec une période spatiale $D_x = D_y = 6$ cm. Les dimensions des diffuseurs sont les suivantes : $l_x = l_y = 4.5$ cm, $l_f = 2$ cm, $h = 4$ cm et $d = 0.3$ cm, voir figure (1).

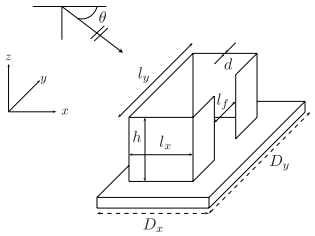


FIGURE 1 – Représentation d'un diffuseur expérimental.

2.1 Condition de source

La surface est excitée par une antenne paramétrique de modèleHSS (HyperSound audio System), produit par l'entreprise American Technology Corporation. Ce type de source permet d'émettre un faisceau gaussien d'onde plane dans les fréquences audibles.

Le principe de l'antenne paramétrique est d'émettre deux signaux ultrasonores. Le premier signal ultrasonore est émis à 40 kHz et le second à 40 kHz $\pm f$, f étant la fréquence souhaitée dans le domaine de l'audible. L'auto démodulation non linéaire de ces signaux dans l'air engendre une onde plane dans le domaine audible. La figure (2) représente le champ rayonné par l'antenne paramétrique, mesuré à $f = 1000$ Hz. L'amplitude maximale des ondes générées par l'antenne se situe à environ 1 m. La surface à traiter est par conséquent placée à 1 m de la source afin d'avoir un maximum d'énergie excitant les diffuseurs. De plus, à cette distance l'onde acoustique de la source est parfaitement plane.

2.2 Acquisition des signaux

Un microphone disposé sur un robot, pouvant se déplacer sur les 3 axes, permet de relever le champ de pression au-dessus de la surface. La pression acoustique est mesurée en utilisant un microphone 1/4 pouce (GRAS 40BP), connecté à un préamplificateur (GRAS 26AC) et à un conditionneur (B&K Nexus 2690). Les signaux sont filtrés à 20 kHz par un filtre analogique passe-bas afin d'éliminer les hautes fréquences émises par la source.

En chaque point de mesure, la fréquence d'échantillonnage de l'acquisition est de 100 kHz. Les mesures du champ de pression sont réalisées sur toute le longueur de la surface.

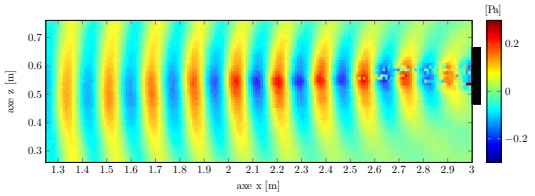


FIGURE 2 – Représentation de la partie réelle de la pression devant l'antenne paramétrique pour $f = 1000$ Hz.

3 Modélisation de la propagation acoustique dans un réseau périodique

Dans cette partie, la méthode multimodale est exposée à l'aide d'un cas simple (modèle en 2D). Cette méthode permet d'étudier la propagation d'une onde acoustique dans un milieu périodique. Cette partie est issue des travaux réalisés durant la thèse de Miguel Moleron. [7]

3.1 Un réseau périodique infini selon y

Le domaine considéré est représenté sur la figure (3.a). Celui-ci est constitué d'une simple rangé périodique infinie de diffuseurs rectangulaires rigides disposés le long de la direction des axes y. L_b et h_b désigne respectivement la longueur et la hauteur des diffuseurs. L_a est la longueur de la période spatiale libre de chaque coté de l'espace libre et h_a est la séparation verticale entre deux diffuseurs consécutives. La période spatiale D_y est le paramètre clé du réseau.

Il est supposé que l'onde d'excitation est plane et harmonique avec un angle d'incidence θ suivant la direction de l'axe des x. Le problème à résoudre est l'équation d'Helmholtz avec des conditions aux frontières rigides aux murs et une condition de périodicité imposée par le théorème de Bloch-Floquet. Ce théorème énonce que si la géométrie ou les propriétés physiques du domaine varient périodiquement dans l'espace alors le champ de pression est également périodique avec la même période. Ceci est traduit à travers l'expression

$$p(x, y + nD_y) = e^{jn_y k_y D_y} \cdot p(x, y), \tag{1}$$

où $n_y \in \mathbb{Z}$, $k_y = ksin(\theta)$. Cette condition permet de réduire le domaine d'étude à une seule cellule, comme il est représenté sur la figure (3.b). La cellule est choisie de telle sorte qu'elle est divisée en deux régions spécifiques (I) et (II). Ainsi, on obtient un guide d'onde constant par morceaux, verticalement délimités par une condition périodique à la région (I) et par une condition de rigiditée à la région (II).

3.2 Calcul du champ de pression

Dans la région (I), la pression est développée sur une base d'onde plane $\phi_n^I(y)$ imposée par la condition aux frontières (1) donnée par

$$\phi_n^I = \frac{1}{\sqrt{D_y}} e^{j\beta_n y} \tag{2}$$

où les β_n sont appelés nombre d'onde de Bloch selon la direction y définie par

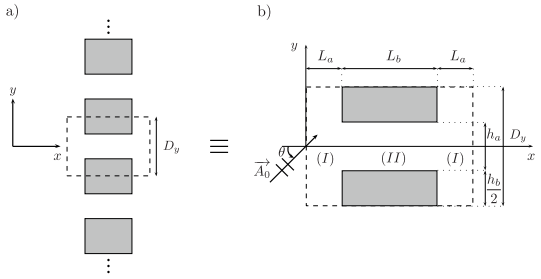


FIGURE 3 – a) Système composé par une unique rangée périodique selon l'axe x, b) Cellule unitaire avec ses différentes caractéristiques géométriques et spatiales.

$$\beta_n = k_y + \frac{2\pi n}{D_y}. \tag{3}$$

Le champ de pression dans la zone (I) s'exprime par la relation

$$p^I(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n^{(I)}(y)(\overrightarrow{P}_{i_n}^{(I)} e^{jk_n^I x} + \overrightarrow{P}_{r_n}^{(I)} e^{-jk_n^I x}), \tag{4}$$

où $k_n^I = \sqrt{k^2 - \beta_n^2}$ est le nombre d'onde selon les x.

Dans la région (II), le champ de pression est développé selon la base des modes propres (fonctions cosinus dans ce cas) :

$$p^{(II)}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_n^{(II)}(y)(\overrightarrow{P}_{i_m}^{(II)} e^{jk_n^{II} x} + \overrightarrow{P}_{r_m}^{(II)} e^{-jk_m^{II} x}), \tag{5}$$

avec

$$\phi_m^{(II)}(y) = \sqrt{\frac{1 + \delta_{m0}}{h_a}} cos(\frac{m\pi}{h_a}(y - \frac{h_a}{2})), \tag{6}$$

où δ est le symbole de Kronecker et $k_{x,m}^{(II)} = \sqrt{k^2 - (m\pi/h_a)^2}$.

A la section délimitant les deux zones, le champ doit satisfaire les conditions de continuité de pression et de vitesse

$$\begin{cases} p(I) = p^{(II)}, |y| \leq h_a/2; \\ \partial_x p^{(I)} = \partial_x p^{(II)}, |y| \leq h_a/2, \end{cases} \tag{7}$$

et la condition aux frontières sur le mur rigide s'écrit

$$\partial_x p^{(I)} = 0, |z| > h_a/2. \tag{8}$$

Après avoir choisi un nombre fini de modes pour les équations (4) et (5) et écrit le développement modal à partir des conditions aux frontières, la pression est calculée dans la cellule à partir de la condition d'admittance à la sortie et de la condition source à l'entrée.

3.3 Utilisation de la matrice de diffusion

3.3.1 Définition de la matrice de diffusion

Sans reconstruire le champ acoustique en tout point, la matrice de diffusion permet de caractériser complètement la diffusion des ondes dans le guide. Sur le principe, la matrice de diffusion peut être définie pour tout type d'irrégularités

physiques ou géométriques dans le domaine de propagation et à ses frontières. Elle permet de quantifier les couplages entre les modes au passage de ces irrégularités. La matrice de diffusion est définie comme suit

$$\begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_s^I \\ \overrightarrow{P}_s^{II} \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_e^I \\ \overrightarrow{P}_e^{II} \end{pmatrix} \tag{9}$$

avec

$$S = \begin{pmatrix} R^I & T^{II} \\ T^I & R^{II} \end{pmatrix} \tag{10}$$

où $R^I, T^I, R^{II} et T^{II}$ sont les matrices de réflexions et de transmissions. $\overrightarrow{P}_e^I, \overrightarrow{P}_e^{II}, \overrightarrow{P}_s^I, \overrightarrow{P}_s^{II}$ sont les vecteurs des composantes modales des ondes entrantes et sortantes.

Pour tout profil d'irrégularités de parois, la matrice de diffusion contient donc toute l'information sur la redistribution modale de l'énergie acoustique se propageant dans le guide.

3.3.2 Calcul de la matrice de diffusion pour un guide de section constante par morceaux

Dans le cas d'un guide de section constante par morceaux, les parois peuvent être décomposées en distribution de segments droits et de discontinuités. Il est ainsi possible de reconstruire la matrice de diffusion S_{tot} à partir de $N-1$ itérations :

$$S_{tot} = S_1 * S_2 * ... * S_N, \tag{11}$$

où S_i est la matrice de diffusion pour chaque section constante avec i un entier.

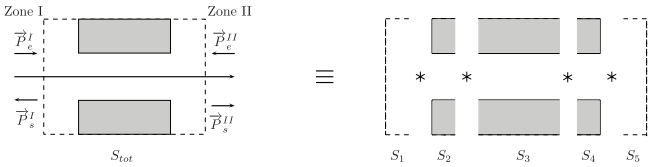


FIGURE 4 – Le guide d'onde de sections irrégulières équivaut à une distribution de segments droits et discontinus.

Les matrices S_i sont soit des matrices S_e (expansion) , S_R (rétrécissement) ou S_d(droit). Dans le cas de la figure (4), les sections S_1, S_3 et S_5 sont des segments droits, la section $S2$ est une expansion et la section S_4 est un rétrécissement.

3.4 Application à un système composé de N_r rangées périodiques

Dans le cas d'un système composé d'une série de N_r rangés périodiques, décrit par figure (5), la procédure est similaire à celle d'une cellule présentée dans le cas précédent. Il est appliqué une périodicité aux conditions frontières dans la ou les directions de périodicités. Le champ de pression est également obtenu de la même façon que dans le cas d'une cellule seule du fait que la matrice de diffusion est identique pour chaque cellule. Sur la figure (5), un réseau composé de N cellules unitaires et disposés périodiquement sur N_r rangées est représenté.

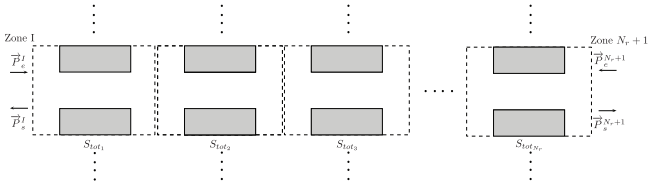


FIGURE 5 – Le guide d'onde de sections irrégulières équivaut à une distribution de segments droits et discontinus.

Calcul du nombre d'onde de Bloch

Le cas simple pour une seule cellule étant clairement défini, il est question maintenant de montrer comment il est possible de trouver les nombres d'ondes de Bloch k_B d'un système périodique selon plusieurs directions. Dans cette section, il est uniquement démontré comment obtenir les nombres d'ondes selon la direction de propagation x, cependant pour les autres directions la procédure reste identique.

Le principe est de combiner la matrice de diffusion d'une unique rangée (cas précédent) avec le théorème de Bloch-Floquet [8], [9]. L'application du théorème de Bloch-Floquet dans les différentes directions (x et y) permet de réduire le domaine à une seule cellule.

Le coefficient d'amplitude de chaque extrémité de la cellule satisfait les conditions de Bloch :

$$\begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_s^I \\ \overrightarrow{P}_s^{II} \end{pmatrix} = \mu \begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_e^I \\ \overrightarrow{P}_e^{II} \end{pmatrix} \tag{12}$$

où $\mu = exp(jk_B D_y)$ est le déplacement de la phase dans la direction y. En combinant cette dernière avec la matrice de diffusion totale S_{tot}, sont obtenues les valeurs propres généralisées du problème suivant :

$$\begin{bmatrix} T & R \\ [0] & I \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_e \\ \overrightarrow{P}_s \end{pmatrix} = \mu \begin{bmatrix} I & [0] \\ R & T \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \overrightarrow{P}_e \\ \overrightarrow{P}_s \end{pmatrix} \tag{13}$$

Pour une fréquence et un angle d'incidence fixé, la valeur propre μ de ce problème donne le nombre d'onde de Bloch-Floquet k_B à partir de la relation

$$k_B = \frac{1}{D_y}(arg\mu - jln|\mu|) \tag{14}$$

et le vecteur propre associé $(\overrightarrow{P}_e, \overrightarrow{P}_s)$ contient le coefficient d'amplitude permettant de calculer le champ de pression pour chacun des modes.

3.5 Application de la méthode multimodale à une surface périodique 3D

En ajoutant une dimension au réseau, la cellule élémentaire peut-être étudiée à partir de la même méthode. Afin d'avoir un système fermé, un couche de PML est utilisée. Une PML permet de fermer le domaine qui peut ainsi être vu comme un guide d'onde. Sur la figure 6, il est représenté le raccordement des différents segments composant une cellule en forme de C dans le cas d'une étude en 3D. Dans cette application, l'approche modale présente des difficultés de mise en œuvre, notamment sur l'ouverture en milieu infini, d'où l'utilisation d'une PML. Mais elle

présente l'avantage de pouvoir considérer le caractère ondulatoire d'une onde et ainsi décrire les relations de phase à l'origine des phénomènes d'interférences.

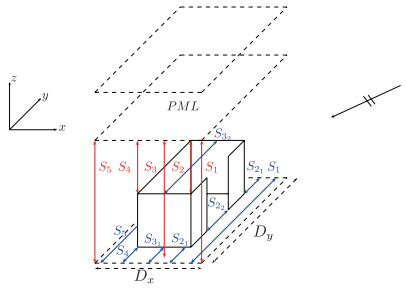
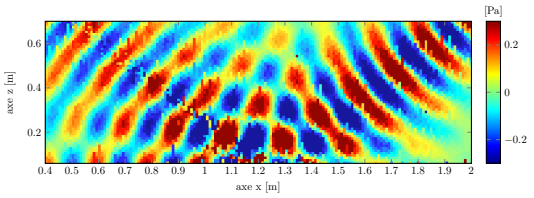


FIGURE 6 – Représentation du raccordement des différents segments d'une cellule en forme de C dans le le cas d'une étude en 3D.

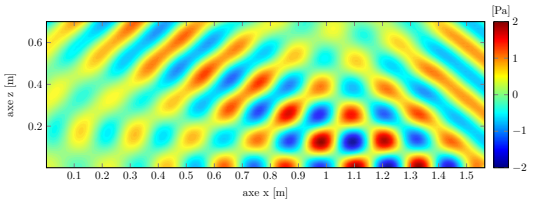
4 Résulats

4.1 Cas d'une surface lisse

Afin de pouvoir observer l'influence des cellules périodiques sur le champ de pression, une étude de la réflexion d'une onde plane sur une plaque lisse est réalisée. La figure 7 représente le champ de pression 2D suivant Ox et Oz pour une fréquence de 2000 Hz et un angle de 42°.



(a)



(b)

FIGURE 7 – Représentation de la partie réelle du champ de pression 2D suivant Ox et Oz pour une fréquence de 2000 Hz et un angle de 42° pour une surface non traitée. La figure (a) est le champ de pression mesuré et la figure (b) est le champ de pression simulé.

La comparaison entre ces deux champs montre un bon accord qualitatif. L'onde incidente est réfléchie de façon spéculaire par la plaque. Les légères différences peuvent être imputées à la position de la source dans la simulation qui ne correspond pas à celle utilisée dans l'expérimentation. L'échelle du niveau de pression pour l'étude théorique est choisie de telle sorte à se rapprocher de la représentation des champs expérimentaux mais l'amplitude n'est pas comparée. Cependant, ceci n'empêche pas de retrouver les minimas et les maximas des champs de pression.

Diagramme de dispersion

L'objectif de cette partie est d'obtenir la relation de dispersion d'un réseau de cellules périodiques dans le plan (x,y). La figure 8 présente la partie réelle et la partie imaginaire de la relation de dispersion.

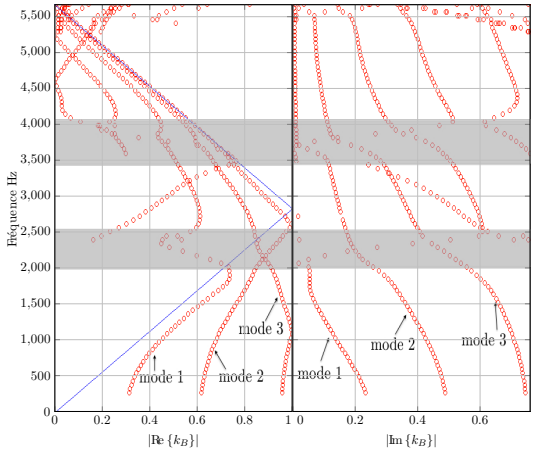


FIGURE 8 – Diagramme de dispersion pour une cellule en forme de C. La partie imaginaire maximale du nombre de Block $Im(k_{B_{max}})$ choisie est 4. La courbe bleue correspond à la *sound line* pour $\theta = 0$.

La courbe bleu représente la *sound line* pour $\theta = 0$. Cette ligne est définie par la relation $k = k_B/cos(\theta)$ et représente la propagation de l'onde acoustique dans l'espace libre. Différents modes sont représentés sur cette figure. Tout comme dans un guide d'onde, ces modes définissent les caractéristiques de la cellule élémentaire. Les modes $1, 2$ et 3 sont numérotés sur la figure 8. Les régions grisées sur la figure (8) représentent les bandes interdites dans la direction x.

Il est possible de constater que tous les modes n'ont pas la même interaction dans la cellule selon la fréquence, notamment le mode 1. Son comportement varie selon la fréquence d'excitation. En basses fréquences [1Hz - 2020Hz], le mode se propage à l'intérieur des cellules et n'est pas rayonné dans l'espace libre au-dessus (axe Oy). Cependant dans cette gamme de fréquence, ce mode dispose d'une partie imaginaire due aux effets de fuites (ondes évanescentes) et d'atténuation au-dessus des cellules. Par ailleurs, la bande interdite de ce modes se situe entre [2020Hz - 2500HZ]. Dans ce cas là, le mode rayonne fortement au dessus des cellules. Cela signifie que le mode ne peut pas se propager à l'intérieur du réseau.

De la même manière que pour le mode 1, le mode 2 dispose d'une bande interdite située dans la gamme de fréquence [3700Hz - 4100Hz]. Les autres modes représentés sur cette figure 8 sont propagatifs à l'intérieur du réseau dans cette bande fréquentielle.

4.2 Influence de la fréquence

Pour cette étude, le champ acoustique au dessus de la surface est mesuré et simulé pour un angle d'incidence de 42° et pour différentes fréquences afin de montrer l'influence de la fréquence sur la directivité de la réflexion par la surface. Les différentes fréquences sont choisies à partir du diagramme de dispersion calculé numériquement, figure (8).

La première fréquence choisie à $f = 1700$Hz pour laquelle tout les modes sont propagatifs. La seconde fréquence retenue a pour valeur $f = 2350$Hz, qui se situe dans la bande interdite du premier mode. La dernière fréquence est choisie à $f = 3400$Hz entre la première et la seconde bande interdite.

Cas de la fréquence = 1700Hz

Les champs mesuré et simulé pour cette fréquence sont représentés sur la figure (9).

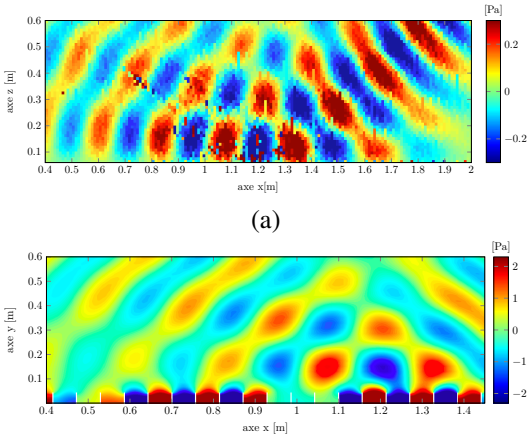


FIGURE 9 – Représentation de la partie réelle du champ de pression 2D suivant Ox et Oz pour une fréquence de 1700 Hz et un angle de 42° pour une surface traitée. La figure (a) est le champ de pression mesuré et la figure (b) est le champ de pression simulé.

A partir du champ de pression simulé (figure (9.b)), il est aisé de constater que l'onde se propage à l'intérieur du réseau, les modes propagatifs du réseau étant excités. Par conséquent moins d'énergie est réfléchie dans le demi espace supérieur comparé au cas d'une plaque seule, voir figure (7). Néanmoins, il existe une interaction entre l'onde rayonnée par le réseau et l'onde incidente. Cette observation peut etre justifiée à l'aide du diagramme de dispersion (figure (8)), où les nombres d'ondes de Bloch ont une partie imaginaire non nulle malgré la présence d'une bande passante.

Par conséquent, l'ajout de ces cellules sur la plaque en bois modifie le champ total et donc la directivité de l'onde réfléchie.

Cas de la fréquence = 2350Hz

La fréquence d'étude se situe dans la bande interdite du mode 1. Les champs mesuré et simulé sont représenté sur la figure (10). Les champs de pression sont maintenant représentés en module.

Tout d'abord, il faut noter le bon accord qualitatif entre le champ simulé et le champ mesuré. Comme illustré sur le champ simulé (figure (10.b)), l'onde acoustique ne se propage pas dans le réseau (bande interdite). Les ondes rayonnent dans la direction des Oz et créent de fortes interférences avec l'onde incidente. Ceci modifie le champ total au dessus de la surface. En outre, une ligne (surface) de pression très faible (ou nulle dans la simulation) apparaîtrait à la surface de traitement. Il est donc possible de contrôler la directivité dans cette gamme de fréquence (bande interdite). Ce phénomène connu en électromagnétisme ([5], [10] et [11]) correspond à une surface à haute impédance équivalent en acoustique à une impédance basse. Donc plus l'impédance est basse plus l'interface air-réseau se comporte comme un espace libre, ainsi l'énergie réfléchie est plus importante. Les résultats expérimentaux illustrent très nettement ce phénomène.

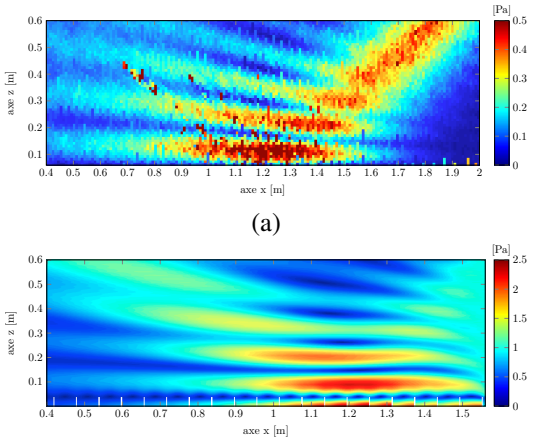


FIGURE 10 – Représentation du module du champ de pression 2D suivant Ox et Oz pour une fréquence de 2350 Hz et un angle de 42° pour une surface traitée. La figure (a) est le champ de pression mesuré et la figure (b) est le champ de pression simulé.

Cas de la fréquence = 3400Hz

Maintenant la fréquence d'étude se situe entre deux bandes interdites. Les champs mesuré et simulé sont représentés sur la figure (11).

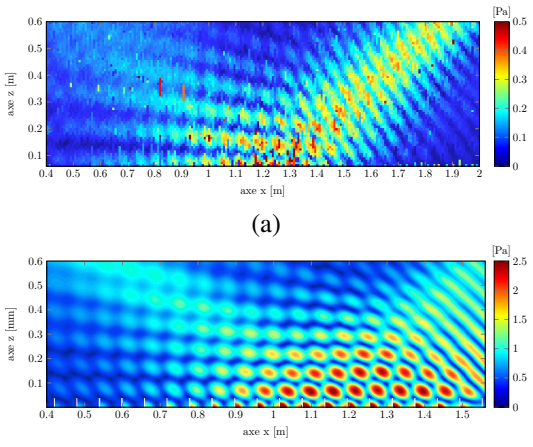


FIGURE 11 – Représentation du module du champ de pression 2D suivant Ox et Oz pour une fréquence de 3400 Hz et un angle de 42° pour une surface traitée. La figure (a) est le champ de pression mesuré et la figure (b) est le champ de pression simulé.

Les interférences sont importantes entre le champ rayonné par le réseau dans la direction Oz et l'onde incidente. Ceci entraîne une réflexion "négative" illustrée par un faisceau réfléchi en sens inverse par rapport à l'onde incidente.

Pour confirmer ce phénomène, une représentation du champ

dans le domaine des nombres d'ondes k_x, k_z est proposé sur la figure (12)

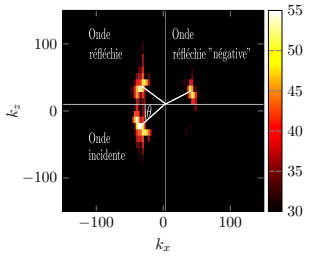


FIGURE 12 – Représentation de l'onde se propageant dans le champ acoustique dans le domaine des nombres d'ondes une fréquence d'excitation valant $3400Hz$ et avec un angle d'incidence de θ égale à 42°, d'après le champ expérimental.

A partir de cette représentation, il est possible de retrouver les paramètres du champ acoustique tels que la fréquence d'excitation et les angles d'incidences des ondes diffractées et réfléchies respectives.

D'après la référence [10], il est possible de retrouver l'angle des faisceaux en appliquant la relation suivante

$$\theta = cos^{-1}\left(\frac{ck_x}{\omega}\right), \tag{15}$$

où c est la vitesse de propation, k_x est le nombre d'onde selon x dans ce cas et ω est la pulsation de l'onde.

Donc à partir de la figure (12), le maximum de k_x est relevé pour les 3 ondes (incidente, réfléchie et réfléchie "négative") afin de calculer θ. Les valeurs de θ après calcul sont respectivement : 42°, 42° et 35°.

5 Conclusion

Ce travail a été consacré à l'étude de la directivité en réflexion d'une surface traitée. Une première partie a été dédiée à la présentation du dispositif expérimental. Dans une seconde partie, la méthode multimodale a été exposée afin de réaliser une étude théorique de la propagation d'une onde acoustique dans un milieu périodique (3D). Une application de cette méthode a été exposée à l'aide d'un cas simple en 2D puis dans le cas d'une surface en 3D. D'après la théorie de Bloch-Floquet, une seule cellule du réseau est nécessaire pour réaliser une étude théorique. Dans une dernière partie, un réseau périodique en 3D a été caractérisé à l'aide de la méthode multimodale. A partir de cette méthode, le champ de pression représentant la propagation d'une onde acoustique à l'intérieur du réseau a été calcué. Cette étude théorique a été confronté à une étude expérimentale. La comparaison des champs expérimentaux et simulés a montré un bon accord qualitatif.

Si la fréquence d'excitation de l'onde incidente correspond à une fréquence se situant dans la bande interdite de la cellule alors l'onde incidente ne se propage pas à l'intérieur du réseau mais elle est rayonnée au dessus de celui-ci. Créant à l'interface "air-cellule", une bande de pression très faible correspondant à une zone de très basse impédance. Enfin, pour une fréquence au dessus de la première bande interdite, une partie de l'onde diffractée par la surface est réfléchie vers l'onde incidente, ce qui crée des interférences.

Par la suite, il serait intéressant de regarder le champ de pression à l'intérieur du réseau afin de valider entièrement les résultats théoriques. Dans le but d'obtenir des bandes interdites plus larges ou bien d'observer des effets de réflexions plus importante au-dessus de la surface pour des fréquences plus basses, une étude similaire pourrait être réalisée pour différentes géométries de cellules, par exemple en accentuant le phénomènes de résonateur d'Helmholtz ou bien avec d'autres réseau (triangulaire, hexagonal,...).

Remerciements

Les auteurs remercient le CNRS et la région des Pays de La Loire de financer ces travaux.

Références

[1] R. Martinez-Sala et al., Sound attenuation by sculture, *Nature* **378**, 241 (1995).

[2] H. Pichard et al., Experimental demonstrations in audible frequency range of the band gap tunability and negative refraction in two-dimensional sonic crystal, *Journal of Sound and Vibration* **132**(4), 2816-2822 (2012).

[3] P. Markos et C. M. Soukoukis, *Wave Propagation : From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials*, Princeton University Press, New Jersey (2008).

[4] M. K. Joannopoulos et al., *Photonic Crystals*, Princeton University Press, New Jersey (2008).

[5] D. F. Sievenpiper, *High-impedance electromagnetic surfaces*, University of California, California (1999).

[6] L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures : Electric Filters and Crystal Lattices*, Dover, U.S.A (1953).

[7] M. Moleron, *Sound propagation modeling in urban areas. From the street scale to the neighborhood scale.*, Université du Maine, Le Mans (2012).

[8] A. Duclos et al.,Transmission of acoustic waves through 2D phononic crystal : visco-thermal and multiple scattering effects, *The European Physical Journal - Applied Physics* **45**, 319-324 (2009).

[9] L. Botten et al.,Photonic band structure calculations using scattering matrices, *Phys. Rev. E* **64**, 046603 (2001).

[10] D. F. Sievenpiper et al., A steerable leaky-wave antenna using a tunable impedance ground plane, *Antennas and Wireless Propagation Letters,* **1**, 179 -182 (2002).

[11] D. F. Sievenpiper et al., Forward and backward leaky wave radiation with large effective aperture from an electronically tunable textured surface, *Antennas and Wireless Propagation Letters,* **1**, 236 - 247 (2005).