

## CFA/VISHNO 2016

**Méthode de simulation de propagation du son dans un milieu confiné en présence de parois à relief géométrique**K. Rabisse<sup>a</sup>, J. Ducourneau<sup>b</sup>, A. Faiz<sup>b</sup> et N. Trompette<sup>a</sup><sup>a</sup>INRS, Rue du Morvan, 54519 Vandœuvre-Lès-Nancy, France<sup>b</sup>Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, 2 avenue de la Forêt de Haye, 54518 Vandœuvre-Lès-Nancy, France  
kevin.rabisse@hotmail.fr

LE MANS

Il existe de nombreuses méthodes de simulation numérique de propagation du son en milieu confiné. Néanmoins, même les plus actuelles obligent à faire des compromis en termes de précision des résultats, de volume de domaine simulable ou de fréquence maximale d'étude. Le travail présenté ici concerne le développement d'une méthode de simulation de propagation sonore en espace clos tout en prenant en compte, de manière la plus précise possible, l'influence des parois à relief géométrique et les phénomènes acoustiques qu'elles induisent (diffusion, diffraction). Cette méthode se base sur la décomposition rectangulaire adaptative (ou *Adaptive Rectangular Decomposition*) et sur des principes de différences finies dans le domaine temporel (ou *Finite Difference in Time Domain*) pour la prise en compte des conditions aux limites du domaine. Cet article a pour objectif, d'une part, de décrire la méthode utilisée et de présenter les résultats de validation par comparaison avec d'autres modèles numériques et des résultats expérimentaux.

## 1 Introduction

Cette étude s'intéresse à la propagation du son dans un milieu confiné et plus précisément, à l'influence des parois à reliefs géométriques sur le champ acoustique interne. Les parois non planes induisent des phénomènes acoustiques (diffusion et diffraction) pouvant changer radicalement le comportement acoustique d'une salle. Bos [1], Khanfir et al. [2] et Ducourneau et al. [3] se sont intéressés à la diffusion et la diffraction acoustique au-dessus de parois à relief périodique et apériodique contenant des cavités rectangulaires en champ libre. Dans le cadre de cette étude, il est nécessaire de pouvoir simuler, d'une part, la propagation du son dans un espace clos et d'autre part, les phénomènes acoustiques se produisant lors de la réflexion d'une onde acoustique sur une paroi à relief. La méthode utilisée ici se base sur celle de la décomposition rectangulaire adaptative (nommée par la suite ARD pour *Adaptive Rectangular Decomposition*) [4,5] et sur des éléments de calculs issus de la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD pour *Finite Difference in Time Domain*) [7-9].

Cette publication vise à décrire la méthode ARD, à mettre en avant les améliorations apportées, notamment en ce qui concerne la définition des conditions aux limites du domaine, et à décrire la validation du modèle développé par la comparaison avec deux méthodes numériques (sources images [10] et Kobayashi Potential [2]) et des résultats expérimentaux obtenus par Khanfir [2].

## 2 Principe général du modèle

Les deux méthodes choisies pour cette étude sont les méthodes FDTD et ARD qui se basent sur un maillage rectiligne uniforme. Ce maillage est cubique avec un pas spatial (distance entre chaque nœud du maillage) constant qui sera noté  $\Delta h$  et où  $\Delta h = \Delta x = \Delta y = \Delta z$  (le pas étant constant dans les trois dimensions spatiales). Ces méthodes visent à résoudre l'équation d'onde (1) en chaque point du maillage mais aussi à chaque itération temporelle séparées par un pas temporel noté  $\Delta t$ .

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

avec  $p$  la pression acoustique,  $c$  la célérité de propagation du son dans l'air,  $t$  le temps et  $x$ ,  $y$  et  $z$  les trois dimensions spatiales [11].

### 2.1 Différences finies dans le domaine temporel

Pour cette méthode, le pas spatial et le pas temporel sont reliés par une valeur limite appelée *nombre de Courant*, noté  $\lambda_C$ , qui traduit la condition de Courant-Friedrichs-Lewy s'écrivant ainsi [12]:

$$\lambda_C = \frac{c\Delta t}{\Delta h} \leq \frac{1}{\sqrt{D}}, \quad (2)$$

avec  $D$  le nombre de dimensions spatiales étudiées. Le choix judicieux de ces paramètres est crucial car la fréquence d'échantillonnage  $f_e$ , la fréquence maximale d'étude  $f_{max}$ , la finesse de maillage et le temps de calcul en dépendent.

Pour le calcul itératif de cette méthode, la structure choisie est le Standard LeapFrog (SLF). Elle permet d'exprimer la pression acoustique en un point du maillage en fonction des six points voisins. La figure 1 illustre cette structure.

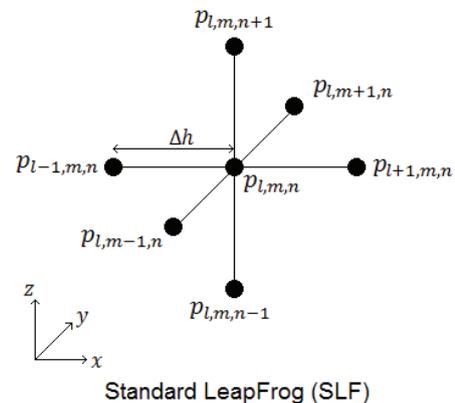


Figure 1 : Structure SLF

Pour déterminer l'expression de la pression acoustique au point  $p_{l,m,n}$ , il faut partir de l'équation d'onde (1) et remplacer les équations aux dérivées partielles du second ordre par des approximations par différences finies centrées avec une précision d'ordre 2 décrites dans le système d'équations (3) :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_{l,m,n}^{i+1} - 2p_{l,m,n}^i + p_{l,m,n}^{i-1}}{\Delta t^2} \\ \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p_{l+1,m,n}^i - 2p_{l,m,n}^i + p_{l-1,m,n}^i}{\Delta x^2} \end{cases}, \quad (3)$$

avec  $l=l\Delta x$  et  $i=i\Delta t$  (et par extension aux deux autres dimensions, on pose  $m=m\Delta y$ ,  $n=n\Delta z$  où  $l, m, n$  et  $i \in \mathbb{N}$ ). En incorporant le système d'équations (3) à l'équation (1), il est possible d'exprimer la pression au point  $[l, m, n]$  et au temps  $i+l$  comme le montre l'équation (4) [9] :

$$p_{l,m,n}^{i+1} = \lambda_C^2 \left( p_{l+1,m,n}^i + p_{l-1,m,n}^i + p_{l,m+1,n}^i + p_{l,m-1,n}^i + p_{l,m,n+1}^i + p_{l,m,n-1}^i \right) + 2(1 - 3\lambda_C^2) p_{l,m,n}^i - p_{l,m,n}^{i-1} \quad (4)$$

L'équation (4) régit le calcul itératif de l'évolution du champ de pression acoustique en un point du maillage. Néanmoins, aux frontières du domaine étudié, il n'est plus possible d'appliquer cette équation telle quelle, il est indispensable de prendre en considération les points manquants du maillage ainsi que les caractéristiques acoustiques de la limite rencontrée. Cette question sera traitée de façon détaillée dans la partie 3 de cette publication.

La méthode FDTD souffre néanmoins de quelques défauts. En effet, le paramétrage du maillage (cf. équation (2)) impose une fréquence d'échantillonnage :  $f_e = 1/\Delta t$ . La fréquence maximale d'étude est aussi imposée par la structure de calcul itératif choisie. Dans le cas de la structure SLF, la fréquence maximale d'étude est définie pour  $f_{max} = 0.1f_e$  [9]. Au-delà de cette fréquence maximale, le modèle numérique peut devenir instable et une dispersion numérique apparaît de façon significative. De plus, les approximations par différences finies introduisent une erreur dans le calcul. Ainsi, au fur et à mesure des itérations, ces erreurs s'accumulent et tendent à faire diverger les calculs.

## 2.2 Décomposition rectangulaire adaptative

La méthode de décomposition rectangulaire adaptative a été mise au point pour permettre d'auraliser des domaines de volume important de manière plus précise et plus rapide qu'avec la méthode des différences finies [4]. Pour la méthode ARD en trois dimensions, il est important de passer par plusieurs étapes pour mailler et décomposer le domaine d'étude.

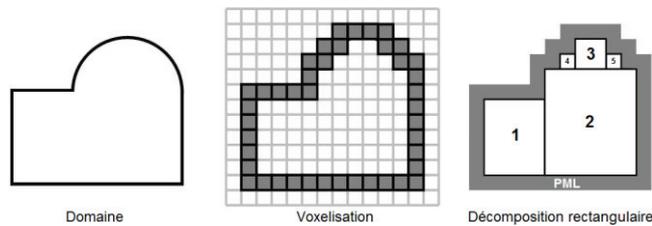


Figure 2 : Maillage et décomposition du domaine [4]

La figure 2 illustre les étapes de préparation du domaine à effectuer en amont de la simulation de propagation. L'étape de voxelisation consiste à discrétiser le domaine d'étude selon un maillage rectiligne uniforme prédéfini. Il est important de noter que ce maillage a pour conséquence de déformer le domaine étudié. Cette déformation (ou crénelage) est plus ou moins significative en fonction de la finesse du maillage.

La seconde étape consiste à décomposer le domaine voxelisé en parallépipèdes rectangles les plus grands possibles (appelés, par la suite, *partitions*). Cette étape est

essentielle car la méthode ARD repose sur des calculs d'acoustique modale dans ces cavités fermées. De plus, en minimisant le nombre de partitions, le temps de calcul est diminué.

La dernière étape consiste à simuler une couche absorbante parfaitement adaptée (qui sera abrégée par la suite en PML pour *Perfectly Matched Layer*) tout autour du domaine. Cette couche permettra de prendre en compte l'absorption des ondes au niveau des limites du domaine.

À l'instar de la méthode FDTD, la méthode ARD se base sur une résolution de l'équation d'onde par calcul itératif. Tout d'abord, il faut partir de l'équation d'onde (1) comprenant désormais le terme source  $f$  utilisé pour prendre en compte les sources sonores dans le domaine comme le montre l'équation (5) :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \Delta p = f \quad (5)$$

Kuttruff [11] montre qu'il est possible d'exprimer la pression acoustique dans un domaine rectangulaire aux parois planes, parallèles et parfaitement réfléchissantes ainsi :

$$p(x, y, z, t) = \sum_{i,j,k} \tilde{p}_{i,j,k}(t) \Phi_{i,j,k}(x, y, z) \quad (6)$$

avec  $\Phi_{i,j,k}$  l'expression des modes propres du domaine rectangulaire étudiée et  $\tilde{p}_{i,j,k}(t)$  l'évolution temporelle du coefficient de chacun de ces modes. Les paramètres  $i, j$  et  $k$  de l'équation (6) correspondent à l'indice des modes. Le terme  $\Phi_{i,j,k}$  s'exprime comme suit :

$$\Phi_{i,j,k}(x, y, z) = \cos\left(\frac{\pi i}{l_x} x\right) \cos\left(\frac{\pi j}{l_y} y\right) \cos\left(\frac{\pi k}{l_z} z\right) \quad (7)$$

avec  $l_x, l_y$  et  $l_z$  les dimensions du domaine rectangulaire respectivement selon les axes  $x, y$  et  $z$ . Connaissant les équations (6) et (7), il est possible d'exprimer le terme  $\tilde{p}_{i,j,k}(t)$  comme la transformée en cosinus discrète (ou DCT pour *Discrete Cosine Transform*) de la pression acoustique  $p(x, y, z, t)$  [4]. De la même manière, on peut poser le terme  $\tilde{p}_{i,j,k}(t)$  comme la DCT du terme source de l'équation (5). Il est donc possible de réécrire l'équation (5) ainsi :

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_{i,j,k}(t)}{\partial t^2} + \omega_{i,j,k}^2 \tilde{p}_{i,j,k}(t) = \tilde{f}_{i,j,k}(t) \quad (8)$$

avec  $\omega_{i,j,k}^2$  la pulsation propre du mode  $[i, j, k]$  où

$$\omega_{i,j,k} = ck_{i,j,k} \quad \text{et} \quad k_{i,j,k} = \pi^2 \left( \frac{i^2}{l_x^2} + \frac{j^2}{l_y^2} + \frac{k^2}{l_z^2} \right) \quad \text{avec}$$

$k_{i,j,k}$  le nombre d'onde.

Raghuvanshi et al. [4] et Mehra et al. [5] ont démontré qu'il est possible de réécrire l'équation d'onde (8) sous la forme :

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{i,j,k}^{n+1}(t) &= 2\tilde{p}_{i,j,k}^n \cos(\omega_{i,j,k} \Delta t) - \tilde{p}_{i,j,k}^{n-1} + \\ &\frac{2\tilde{f}_{i,j,k}(t)}{\omega_{i,j,k}^2} (1 - \cos(\omega_{i,j,k} \Delta t)) \end{aligned} \quad (9)$$

L'équation (9) régit le calcul itératif de la méthode ARD dans l'ensemble de la partition étudiée. Cependant, cette équation dépend de la fonction modale de l'équation (7) qui considère les parois comme planes et, d'un point de vue acoustique, parfaitement réfléchissantes. Pour une simulation précise d'un local, il est nécessaire de prendre en compte l'absorption et la réflexion acoustique des parois qui délimitent le domaine.

### 3 Conditions aux limites

La décomposition rectangulaire a pour effet de créer des parois « virtuelles » entre les partitions. Par exemple, pour transmettre une onde acoustique émise dans la partition 1 à la partition 2 (cf. figure 2), il faut annuler l'onde réfléchie à l'interface entre les deux parois et émettre l'onde incidente dans l'autre partition. Ainsi, cette paroi virtuelle est considérée, de part et d'autre, comme une source sonore. Raghuvanshi et al. [4] utilisent une approximation par différences finies pour calculer le terme source à appliquer à la limite de la partition. Le calcul n'étant basé que sur une approximation, la pression acoustique estimée diffère légèrement de la pression de l'onde incidente sur la paroi. Par conséquent, une erreur est introduite à chaque fois qu'une onde rencontre une interface entre deux partitions. Raghuvanshi et al. [4] ont cependant, montré que cette erreur reste relativement faible, voire négligeable.

#### 3.1 Couche absorbante parfaitement adaptée

Pour s'affranchir de la condition implicite de la méthode ARD, une technique consiste à utiliser PML. Elle est considérée par Raghuvanshi et al. [4] comme une autre partition indépendante. Pour diminuer les erreurs engendrées par la présence de cette partition, la PML est placée dans notre modèle, au sein même de la partition étudiée comme le montre la figure 3. Cela permet de s'affranchir de l'erreur induite par la transmission entre deux partitions et de réduire le temps de calcul.

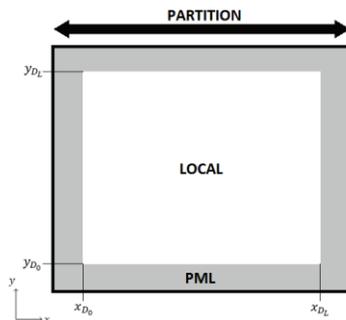


Figure 3 : Partition contenant le local étudié et la PML

Filippi et al. [14] expriment une onde plane acoustique progressive harmonique se propageant selon l'axe  $x$  dans un milieu dissipatif de la façon suivante :

$$p^+(x,t) = A^+ e^{-\alpha x} e^{i(\omega t - kx)}, \quad (10)$$

avec  $\alpha$  le coefficient constant d'atténuation du milieu et  $A^+$  l'amplitude de l'onde. Dans le cas de la PML, le terme  $\alpha$  est une variable dépendante des coordonnées spatiales. L'atténuation apportée par la couche absorbante doit répondre à deux conditions : pas de changement d'impédance à la frontière entre le domaine étudié et la PML, et une atténuation suffisante dans la couche absorbante pour éviter que des ondes réfléchies à la frontière de la partition modifient la pression acoustique dans le local. En adaptant l'équation (10) aux différences finies dans le domaine temporel, il est possible de poser :

$$p_{l,m,n}^{i+1} = e^{-\alpha_{l,m,n}} p_{l,m,n}^{i+1}, \quad (11)$$

avec  $p_{l,m,n}^{i+1}$  la pression acoustique dans la partition prenant en compte l'atténuation dans la PML. Le terme  $\alpha_{l,m,n}$  est un terme ajusté empiriquement (à partir des travaux de Sullivan [15]) pour répondre d'une façon optimale aux conditions citées précédemment tout en conservant la stabilité du modèle numérique. Ce terme, selon l'axe  $x$ , peut être exprimé de la façon suivante :

$$\alpha_l = \begin{cases} 0.5 \left( \frac{n_{PML_x} - l}{n_{PML_x}} \right)^3 & \forall l \in [0 : n_{PML_x}] \\ 0.5 \left( \frac{l - N_x - n_{PML_x}}{N_x - n_{PML_x}} \right)^3 & \forall l \in [N_x - n_{PML_x} : N_x] \end{cases}, \quad (12)$$

avec  $n_{PML_x}$  la taille de la PML selon l'axe  $x$  en nombre de points et  $N_x$  la dimension de la partition selon  $x$  en nombre de points. Si  $l \in ]n_{PML_x} : N_x - n_{PML_x}[$ ,  $\alpha_l = 0$ , ce qui signifie que la PML n'a pas d'effet sur la propagation dans le local. Le système (12) est valable pour les trois dimensions spatiales, ce qui permet de définir  $\alpha_{l,m,n} = \alpha_l \alpha_m \alpha_n$ .

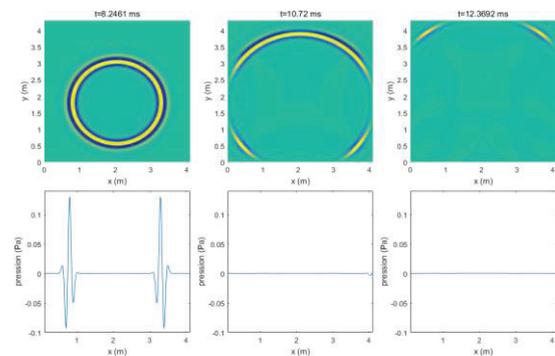


Figure 4 : Propagation d'une impulsion dans une partition contenant une PML

La figure 4 illustre une impulsion émise dans une partition en deux dimensions spatiales (similaire à la celle présentée sur la figure 3). Les trois courbes en haut montrent cette propagation dans le plan en deux dimensions et les trois figures du bas en sont la représentation en « coupe ». Cette figure montre clairement que l'absorption est effectuée de manière satisfaisante et que la réflexion à la frontière semble négligeable. Néanmoins, il peut être intéressant d'estimer cette erreur et de la comparer à celle estimée par Raghuvanshi et al. [4]. L'erreur est évaluée en comparant le niveau de l'onde réfléchie par une PML par rapport à celui d'une onde se propageant dans le local à un même instant  $t$ .

Tableau 1: Niveau de l'onde réfléchie à l'interface local/PML

Fréquence (Hz)	Erreur estimée par Raghuvanshi et al. [4] (dB)	Erreur estimée avec notre modèle de PML (dB)
250	-21	-26
500	-26	-41
750	-26	-53
1000	-32	-64

Le tableau 1 présente les erreurs estimées par Raghuvanshi et al. [4] et celles de notre modèle de PML pour plusieurs fréquences. Les résultats montrent que l'erreur (onde réfléchie au niveau de la PML) est bien plus faible avec la méthode décrite précédemment et est négligeable par rapport au niveau de l'onde se propageant dans le local.

### 3.2 Filtre d'impédance numérique

Raghuvanshi et al. [4] traitent la réflexion au niveau des parois du local étudié à l'aide d'un coefficient de réflexion constant en fréquence. Cette considération n'est pas suffisamment précise et représentative des parois rencontrées sur site. Pour prendre en compte une réflexion acoustique dépendante de la fréquence, Kowalczyk et Walstijn [9] ont développé une méthode adaptée aux différences finies qui consiste à caractériser la paroi par une impédance acoustique réduite modélisée par un filtre numérique dont les coefficients ( $a_i$  et  $b_i$ ) sont intégrés à l'équation (4). Dans le cas de la méthode FDTD, les limites du domaine impliquent la création de « points fantômes ». Ces points n'existant pas dans le domaine étudié, ils doivent être extraits de l'équation (4).

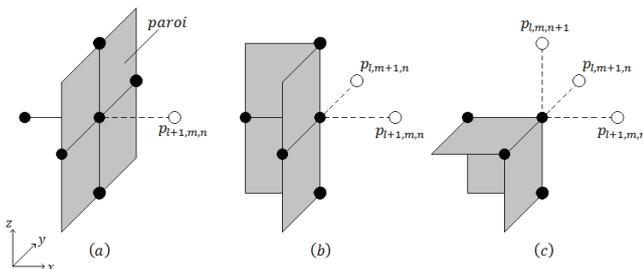


Figure 5 : Points fantômes aux limites du domaine

Dans le cas de la figure 5(a), c'est-à-dire une paroi plane, le point aux coordonnées  $[l+1, m, n]$  est un point fantôme. Ainsi, la pression acoustique au point  $[l, m, n]$  est exprimée de la façon suivante [9] :

$$p_{l,m,n}^{i+1} = r_{x_l} \left( 2p_{l-1,m,n}^i + p_{l,m+1,n}^i + p_{l,m-1,n}^i + p_{l,m,n+1}^i + p_{l,m,n-1}^i + \frac{g_{x_l}^i}{b_{0_\xi}} \right) + 2r_{x_l} \left( \frac{1}{\lambda_C^2} - 3 \right) p_{l,m,n}^i + \left( 1 - \frac{2r_{x_l}}{\lambda_C^2} \right) p_{l,m,n}^{i-1} \quad (13)$$

L'équation (13) dépend des variables suivantes :

$$\begin{cases} g_{x_l}^i = \sum_{n=1}^N (b_{i_\xi} x^{n-i} - a_{i_\xi} y^{n-i}) \\ r_{x_l} = \frac{\lambda_C^2 b_{0_\xi}}{b_{0_\xi} + \lambda a_{0_\xi}} \end{cases}, \quad (14)$$

avec les variables  $x^i$  et  $y^i$  exprimées de la manière suivante:

$$\begin{cases} y^i = \frac{1}{a_{0_\xi}} (b_{0_\xi} x^i + g^i) \\ x^i = \frac{a_{0_\xi}}{\lambda_C b_{0_\xi}} (p_{l,m,n}^{i+1} - p_{l,m,n}^{i-1}) - \frac{g^i}{b_{0_\xi}} \end{cases}. \quad (15)$$

Le filtre d'impédance numérique peut être décrit de la façon suivante :

$$\xi(z) = \frac{\sum_{i=0}^N b_{i_\xi} z^{-i}}{\sum_{i=0}^N a_{i_\xi} z^{-i}}, \quad (16)$$

avec  $a_{i_\xi}$  et  $b_{i_\xi}$ , les coefficients du filtre d'impédance numérique  $\xi(z)$ . Ces coefficients peuvent être obtenus en calculant, au préalable, un filtre de réflexion numérique  $R(z)$ . Pour obtenir ce filtre, il est possible d'utiliser l'algorithme de Parks-McClellan [16]. Il s'agit d'un algorithme itératif permettant de calculer les coefficients du filtre de Tchebychev optimal correspondant à une réponse en fréquence donnée. En considérant les coefficients d'absorption par bandes de fréquences d'un matériau donné, il est possible d'obtenir ce filtre numérique  $R(z)$  aux coefficients  $a_{i_r}$  et  $b_{i_r}$ . Kuttruff [11] exprime l'impédance acoustique spécifique réduite en fonction du coefficient de réflexion  $R$  :  $\xi = \frac{1+R}{1-R}$ . Il est ainsi possible d'exprimer le filtre d'impédance numérique  $\xi(z)$  de la façon suivante :

$$\xi(z) = \frac{\sum_{i=0}^N (a_{i_R} + b_{i_R}) z^{-i}}{\sum_{i=0}^N (a_{i_R} - b_{i_R}) z^{-i}}. \quad (17)$$

## 4 Validation du modèle

Une campagne de validation a été réalisée en deux temps : validation de la propagation dans un local rectangulaire aux parois planes et parallèles puis validation de la réflexion des ondes sur une paroi à relief géométrique en champ libre.

### 4.1 Propagation dans un local rectangulaire

Cette première étape de validation consiste à vérifier, d'une part, si la simulation de la propagation en milieu confiné est correcte et si, d'autre part, la qualité des résultats n'est pas détériorée au fur et à mesure de la propagation. En effet, dans le cas de la méthode FDTD, il a été montré, notamment par Raghuvanshi et al. [4], que la dispersion numérique avait pour conséquence de détériorer l'exactitude des résultats de manière significative au bout d'un certain nombre d'itérations de calcul.

Afin de valider la simulation de la propagation sonore en milieu confiné, le modèle développé ici est comparé à un modèle de sources images (SI) décrit par McGovern [10]. Le but de cette validation est de comparer la réponse impulsionnelle obtenue d'un local rectangulaire avec les deux méthodes.

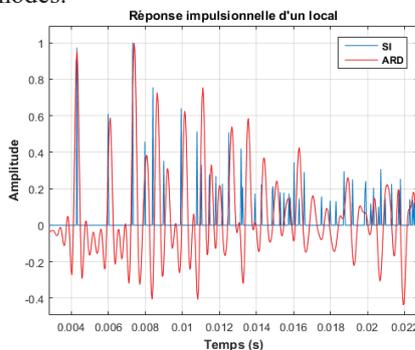


Figure 6 : Réponse impulsionnelle d'un local rectangulaire obtenue avec les deux méthodes

La figure 6 illustre la réponse impulsionnelle d'un local rectangulaire de dimensions  $3.2 \times 4.1 \times 2.1 \text{ m}^3$  aux six parois réfléchissantes ( $|R|=0.9$ ). Il est à noter que la réponse impulsionnelle obtenue à l'aide de la méthode ARD n'est tracée que dans la bande de fréquence allant de 0 à 2500 Hz (la limite haute étant induite par l'utilisation de la structure SLF pour les conditions aux limites). Cette limite en fréquence provoque des oscillations autour du pic d'impulsion de l'onde incidente. Malgré ces oscillations, nous constatons sur la figure 6 une concordance, à la fois en termes de temps de propagation mais aussi en termes d'amplitude des réflexions captées entre les deux réponses présentées. Cela signifie que la propagation et surtout la réflexion aux parois est effectuée correctement par le modèle numérique. Cependant, nous observons un retard (que l'on notera  $\Delta T$ ) pour chaque impulsion issue d'une

réflexion sur une paroi. Ce retard est induit par le filtre numérique à réponse impulsionnelle finie qui introduit un retard de groupe constant qu'il est possible d'exprimer :

$$\Delta T = \left( \frac{N_f}{2} \right) \Delta t, \quad (18)$$

avec  $N_f$  l'ordre du filtre numérique. Par conséquent il est possible de minimiser ce retard en choisissant un ordre de filtre et un pas temporel faibles. Il serait aussi possible de s'affranchir complètement de ce retard en utilisant un filtre numérique à retard de groupe nul.

### 4.2 Réflexion sur une paroi à relief

La seconde étape consiste à valider le modèle au travers de la simulation de la réflexion sur une paroi à relief par comparaison avec les résultats obtenus avec la méthode Kobayashi Potential (KP) et des résultats expérimentaux mesurés par Khanfir [2]. Le protocole consiste à mesurer le profil de pression acoustique au-dessus d'une paroi géométriquement complexe constituée de cavités rectangulaires en champ libre. La pression acoustique est captée par une ligne de microphone placée parallèlement à 20 cm au-dessus de la paroi.

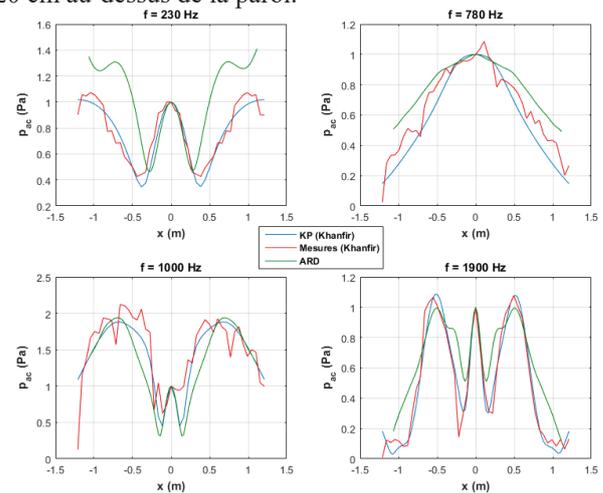


Figure 7 : Profils de pression acoustique au-dessus d'une cavité (source centrée)

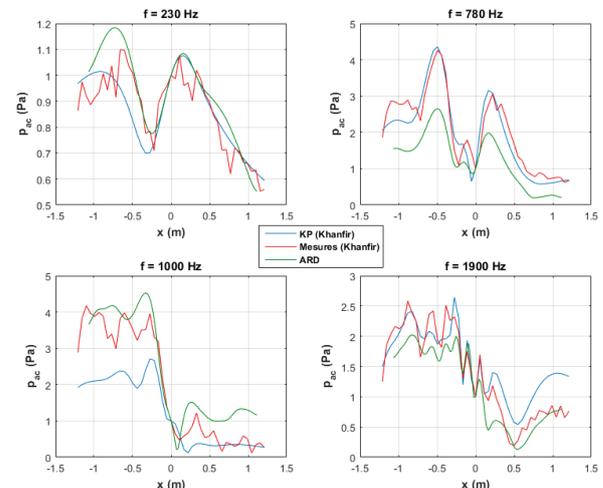


Figure 8 : Profils de pression acoustique au-dessus d'une cavité (source excentrée)

La figure 7 présente le profil de pression acoustique simulé et mesuré au-dessus d'une cavité rectangulaire de dimensions  $0.46 \times 0.48 \times 0.21 \text{ m}^3$ . La source est placée à l'aplomb du centre de la cavité à une distance de 1 m. Les coordonnées selon les axes  $[x; y; z]$  peuvent être notées ainsi :  $S_1 = [0; 0; 1] \text{ m}$ . La figure 8 présente un cas similaire avec une cavité de dimensions  $0.46 \times 0.48 \times 0.12 \text{ m}^3$  et une source excentrée selon l'axe  $x$  aux coordonnées :  $S_2 = [-0.51; 0; 0.89] \text{ m}$ . Les résultats présentés ici montrent une concordance assez bonne entre les résultats obtenus antérieurement par Khanfir [2] et les résultats de simulations obtenus par la méthode ARD. Les deux cas présentés ici (source centrée et excentrée) servent aussi à illustrer que l'angle d'incidence de l'onde par rapport à la paroi n'a pas d'influence sur la validité des résultats obtenus via la méthode ARD.

## 5 Conclusion

Les travaux présentés ont eu pour objectif de développer une méthode de simulation numérique de propagation du son en milieu confiné tout en prenant en compte de manière précise la diffusion et la diffraction induites par la présence de relief géométrique au niveau des parois du domaine simulé. Pour ce faire, la méthode ARD [4] s'est révélée être la plus adaptée car elle permet de simuler la propagation en milieu confiné de manière plus rapide que la méthode FDTD tout en s'affranchissant de certains inconvénients comme la dispersion numérique. Il a été montré qu'il est possible d'intégrer, au sein d'une même partition simulée, des PML ainsi que des parois présentant du relief géométrique. Cette amélioration a permis, d'une part, de réduire l'erreur apportée par l'utilisation des PML et, d'autre part, de pouvoir simuler des parois à relief possédant un coefficient de réflexion dépendant de la fréquence. Ce dernier élément a pu être introduit dans la méthode de simulation via l'utilisation de filtres d'impédance numériques [9].

L'étape de validation a permis de montrer que les résultats de simulation, à la fois, en termes de propagation en milieu confiné mais aussi en termes de réflexion et de diffusion sur des parois géométriquement complexes concordent avec des résultats obtenus par d'autres méthodes (SI [10] et KP [2]) ainsi que par des expérimentations [2]. Une campagne de mesure est actuellement en cours afin de comparer le modèle présenté ici à des mesures expérimentales effectuées dans un local réel contenant des parois à relief géométrique.

## Références

- [1] L. Bos, « Caractérisation acoustique des parois épaisses périodiques dans les locaux industriels », Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré Nancy 1, Nancy, 2006.
- [2] A. Khanfir, A. Faiz, J. Ducourneau, J. Chatillon, et S. Skali-Lami, « Scattered acoustic field above a grating of non-parallel rectangular cavities », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 361, p. 251- 260, janv. 2016.
- [3] J. Ducourneau, L. Bos, V. Planeau, A. Faiz, S. Skali-Lami, et A. Nejade, « Prediction of the acoustic pressure above periodically uneven facings in industrial workplaces », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 329, n° 11, p. 2276- 2290, mai 2010.
- [4] N. Raghuvanshi, R. Narain, & M. C. Lin, « Efficient and Accurate Sound Propagation Using Adaptive Rectangular Decomposition », *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, vol. 15, no 5, p. 789 801, sept. 2009.
- [5] R. Mehra, N. Raghuvanshi, L. Savioja, M. C. Lin, & D. Manocha, « An efficient GPU-based time domain solver for the acoustic wave equation », *Applied Acoustics*, vol. 73, no 2, p. 83 94, févr. 2012.
- [6] K. S. Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, n° 3, p. 302- 307, mai 1966.
- [7] T. Yokota, S. Sakamoto, et H. Tachibana, « Visualization of sound propagation and scattering in rooms », *Acoustical Science and Technology*, vol. 23, n° 1, p. 40- 46, 2002.
- [8] L. Savioja, T. Rinne, et T. Takala, « Simulation of room acoustics with a 3-D finite difference mesh », *ResearchGate*.
- [9] K. Kowalczyk et M. van Walstijn, « Modeling Frequency-Dependent Boundaries as Digital Impedance Filters in FDTD and K-DWM Room Acoustics Simulations », *JAES*, vol. 56, n° 7/8, p. 569- 583, août 2008.
- [10] S. G. McGovern, « Fast image method for impulse response calculations of box-shaped rooms », *Applied Acoustics*, vol. 70, n° 1, p. 182- 189, janv. 2009.
- [11] H. Kuttruff, *Room Acoustics*, Fifth Edition. CRC Press, 2009.
- [12] R. Courant, K. Friedrichs, et H. Lewy, « On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics », *IBM Journal of Research and Development*, vol. 11, n° 2, p. 215- 234, mars 1967.
- [13] J.-P. Berenger, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal of Computational Physics*, vol. 114, n° 2, p. 185- 200, oct. 1994.
- [14] P. Filippi, J. P. Lefebvre, D. Habault, A. Bergassoli, J. L. Guyader, et C. Lesueur, *Acoustique générale*. Les Editions de Physique, 1994.
- [15] D. M. Sullivan, *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method*, First edition. New York: Wiley-IEEE Press, 2000.
- [16] T. Parks et J. McClellan, « Chebyshev Approximation for Nonrecursive Digital Filters with Linear Phase », *IEEE Transactions on Circuit Theory*, vol. 19, n° 2, p. 189- 194, mars 1972.