

# Couplage des méthodes FEM et DGM

---

## Rapport de projet

M1 Acoustique

Année universitaire 2014-2015



## Remerciements

---

# Sommaire

---

<b>I</b>	<b>Méthode des Éléments finis</b>	<b>2</b>
I.	Généralités . . . . .	3
A)	Formulation Variationnelle . . . . .	3
B)	Fonctions de forme . . . . .	3
C)	Matrices Booléennes et Vecteurs Globaux . . . . .	4
II.	Fonctions d'interpolation classiques . . . . .	5
A)	Éléments Linéaires . . . . .	5
B)	Éléments quadratiques . . . . .	6
C)	Note sur l'implémentation . . . . .	6
III.	Problème 1D . . . . .	7
A)	Position du Problème . . . . .	7
B)	Solution par éléments finis . . . . .	7
C)	Prise en compte de l'excitation . . . . .	8
D)	Solution analytique . . . . .	8
E)	Convergence . . . . .	9
<b>II</b>	<b>Méthode de Galerkin Discontinue avec Ondes Planes</b>	<b>11</b>
I.	Généralités . . . . .	12
II.	Discretisation des champs . . . . .	13
III.	Problème 1D . . . . .	13
A)	Condition limite à droite . . . . .	14
B)	Condition limite à gauche . . . . .	14
C)	Simulation . . . . .	15
<b>III</b>	<b>Couplage – Caractéristiques et Conditions aux Limites</b>	<b>16</b>
I.	Retour sur les conditions aux limites en MEF . . . . .	17
A)	Utilisation de la formulation de Galerkin . . . . .	17
B)	Condition en $x = 0$ . . . . .	17
C)	Interpolation des caractéristiques . . . . .	18
D)	Influence sur la convergence . . . . .	19
<b>IV</b>	<b>Amélioration de la convergence</b>	<b>21</b>
I.	Une nouvelle interpolation : les splines d'Hermite . . . . .	22

A)	Formulation classique . . . . .	22
B)	Méthode des caractéristiques . . . . .	22
II.	Étude de convergence . . . . .	23
<b>A</b>	<b>Splines d'Hermite</b>	<b>28</b>

## Introduction

---

À mesure que la puissance des ordinateurs explose et que la science avance, les méthodes numériques représentent un enjeu de plus en plus important. Aujourd'hui, la complexité des problèmes engagés est telle que les solutions analytiques sont parfois impossibles à déterminer.

Après des années de recherche, de plus en plus de méthodes ont vu le jour pour pallier ce manque et ce dans quasiment tous les domaines scientifiques. Depuis les méthodes spectrales jusqu'aux algorithmes évolutifs, la science moderne est avide de méthodes d'approximation et d'automatisation efficaces et celles-ci sont en constant développement. De plus, la comparaison entre les différentes méthodes présente un intérêt majeur pour réaliser ensuite des choix avisés [GGH11].

Connues depuis des décennies, les méthodes visant à discrétiser le milieu de travail ou le temps sont un des cas d'étude classiques, la méthode des éléments finis (FEM) en fait partie. Pourquoi ne pas résoudre plein de petits problèmes simples plutôt qu'un unique problème complexe ? La discrétisation des variables n'est toutefois pas l'unique solution envisageable...

Mises au point au début du XX<sup>ème</sup> siècle, les méthodes de Galerkin suivent, elles, un autre chemin vers le problème discret : en plus d'une discrétisation en espace, elles proposent aussi de chercher la solution du problème sous la forme d'une somme de fonctions plus simples. Améliorées dans les années 1970 en méthodes de Galerkin discontinues (DGM), elles permettent alors la résolution d'équations aux dérivées partielles (EDP).

Ces deux méthodes sont classiques et bien connues des chercheurs, elles sont toutefois leurs spécificités quant aux problèmes qu'elles permettent de résoudre de manière consistante.

L'objectif de ce projet est de s'intéresser au couplage entre la FEM et la DGM en se basant sur la ré-écriture des conditions limites de la FEM.

Dans un premier temps, les deux méthodes sont succinctement présentées et un exemple d'utilisation est proposé. Dans un second temps, la possibilité de ré-écriture des conditions aux limites du domaine FEM est analysée et une nouvelle formulation basée sur le parallélisme avec les caractéristiques utilisées dans la DGM avec ondes planes est proposée. Une réflexion sur la convergence de cette méthode modifiée amène ensuite à considérer la dernière partie de ce rapport. Afin de rendre la méthode proposée réellement intéressante, une nouvelle base de fonctions d'interpolation pour les champs FEM est introduite et son influence sur la convergence est analysée.

Première partie

Méthode des Éléments finis

Parmi les méthodes de discrétisation les plus souvent citées, la méthode des éléments finis tient certainement une des meilleurs places. Dans cette partie, la méthode est succinctement présentée ainsi que les fonctions d'interpolation courantes. Enfin, la simulation d'une cavité acoustique 1D est implémentée avec un double objectif : discuter de la prise en compte des conditions limites en éléments finis d'une part et introduire la notion de convergence et son enjeu d'autre part.

## I. Généralités

---

### A) Formulation Variationnelle

Le problème est régi par l'équation d'Helmholtz sans source telle que présentée en (1) (avec  $k = \omega/c$  le nombre d'onde,  $c$  la célérité du son dans le milieu, et  $\omega$  la pulsation).

$$(\Delta + k^2)p(x, \omega) = 0 \quad (1)$$

En faisant usage de la formulation variationnelle (avec  $\delta p$  le champ variationnel), puis d'une intégration par parties, le problème s'exprime comme en (2).

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \Delta p \, \delta p \, d\Omega + k^2 \int_{\Omega} p \, \delta p \, d\Omega &= 0, \quad \forall \delta p \\ - \int_{\Omega} \nabla p \cdot \nabla \delta p \, d\Omega + k^2 \int_{\Omega} p \, \delta p \, d\Omega &= - \int_{\partial\Omega} \nabla p \cdot \delta p \, d\Gamma, \quad \forall \delta p \end{aligned} \quad (2)$$

### B) Fonctions de forme

Supposant que les champs  $p$  et  $\delta p$  sont décomposables sur un intervalle  $[x_i, x_j]$  en une combinaison linéaire de fonctions  $\varphi_k$  (dites fonctions de forme) assorties des valeurs du champ à des points particuliers  $x_k$  du domaine, il vient (cas 1D) :

$$\begin{cases} p = \sum_{k=1}^N \varphi_k(x) p(x_k) \\ p' = \sum_{k=1}^N \varphi'_k(x) p(x_k) \end{cases}, \quad \begin{cases} \delta p = \sum_{k=1}^N \varphi_k(x) \delta p(x_k) \\ \delta p' = \sum_{k=1}^N \varphi'_k(x) \delta p(x_k) \end{cases} \quad (3)$$

Pour alléger les notations, on pose  $\alpha_k \Leftrightarrow \alpha(x_k)$ , où  $\alpha$  est un champ et  $x_k$  un point.

Il est possible de ré-écrire les équations de (3) sous forme vectorielle comme présenté en (4).

$$p = [\varphi_1 | \cdots | \varphi_N] \begin{Bmatrix} p_i \\ \vdots \\ p_j \end{Bmatrix} = [\varphi_1 | \cdots | \varphi_N] \underline{p} \quad (4)$$

Et de même pour les champs  $p'$ ,  $\delta p$  et  $\delta p'$ . On note dans la suite  $\underline{\varphi}$  et  $\underline{\varphi}'$  les vecteurs des fonctions de forme et de leurs dérivées respectivement.

En considérant une partition du domaine  $\Omega$  telle que  $\Omega = \sum_e \Omega_e$  où (1) est vérifiée sur chacune  $\Omega_e$  et en utilisant cette dernière équation (4) — cf. (2) :



$$\begin{aligned}
& - \int_{\Omega} \nabla p \nabla \delta p \, d\Omega + k^2 \int_{\Omega} p \delta p \, d\Omega = - \int_{\partial\Omega} \nabla p \delta p \, d\Gamma, \quad \forall \delta p \\
& \Leftrightarrow \sum_e \left\{ - \int_{\Omega_e} \nabla p_e \nabla \delta p_e \, d\Omega + k^2 \int_{\Omega_e} p_e \delta p_e \, d\Omega \right\} = - \int_{\partial\Omega} \nabla p \delta p \, d\Gamma, \quad \forall \delta p \\
& \Leftrightarrow \sum_e \left\{ - \int_{\Omega_e} \underline{\delta p_e^T} \underline{\varphi'^T} \underline{\varphi'_e} \, d\Omega + k^2 \int_{\Omega_e} \underline{\delta p_e^T} \underline{\varphi^T} \underline{\varphi_e} \, d\Omega \right\} = - \int_{\partial\Omega} \nabla p \delta p \, d\Gamma, \quad \forall \delta p
\end{aligned}$$

Dans les équations précédentes, les quantités indicées d'un  $e$  sont valables sur un élément. Les quantités soulignées une fois sont des vecteurs, celles soulignées deux fois des matrices<sup>1</sup>. Après calcul des produits  $\underline{\varphi^T} \underline{\varphi}$  et  $\underline{\varphi'^T} \underline{\varphi'}$  et passage des intégrales dans les matrices ainsi obtenues, il vient :

$$\sum_e \left\{ - \underline{\delta p_e^T} \underline{K_e} \underline{p_e} + k^2 \underline{\delta p_e^T} \underline{M_e} \underline{p_e} \right\} = - \int_{\partial\Omega} \nabla p \delta p \, d\Gamma, \quad \forall \delta p \quad (5)$$

avec :

$$\underline{M_e} = \begin{bmatrix} \int_{\Omega_e} \varphi_1^2 d\Omega & \int_{\Omega_e} \varphi_1 \varphi_2 d\Omega & \cdots & \int_{\Omega_e} \varphi_1 \varphi_N d\Omega \\ \int_{\Omega_e} \varphi_2 \varphi_1 d\Omega & \int_{\Omega_e} \varphi_2^2 d\Omega & & \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \int_{\Omega_e} \varphi_N \varphi_1 d\Omega & & \cdots & \int_{\Omega_e} \varphi_N^2 d\Omega \end{bmatrix}$$

La matrice  $\underline{K_e}$  est obtenue en considérant les dérivées  $(\varphi'_1, \dots, \varphi'_N)$  des fonctions de forme plutôt que les fonctions elles-mêmes. Ces matrices sont appelées matrices élémentaires.

### C) Matrices Booléennes et Vecteurs Globaux

L'objectif est maintenant d'exprimer l'intérieur de la somme non plus en fonction des extrémités de l'éléments en cours  $\underline{p_e}$  et  $\underline{\delta p_e}$  mais des vecteurs globaux  $\underline{\mathbb{P}}$  et  $\underline{\delta \mathbb{P}}$ .

En remarquant que  $\underline{p_e}$  sur le premier élément s'exprime en fonction de  $\underline{\mathbb{P}}$  *via* :

$$\underline{p_e} = \underbrace{\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix}}_{\underline{L_e}} \underline{\mathbb{P}}$$

De même,  $\underline{\delta p_e}$  d'obtient *via*  $\underline{\delta p_e^T} = \underline{\delta \mathbb{P}^T} \underline{L_e^T}$ . En remplaçant dans (5), il vient :

$$\sum_e \left\{ \underline{\delta \mathbb{P}^T} \underline{L_e^T} \underline{K_e} \underline{L_e} \underline{\mathbb{P}} \, d\Omega - k^2 \underline{\delta \mathbb{P}^T} \underline{L_e^T} \underline{M_e} \underline{L_e} \underline{\mathbb{P}} \, d\Omega \right\} = - \int_{\partial\Omega} \nabla p \delta p \, d\Gamma, \quad \forall \underline{\delta \mathbb{P}} \quad (6)$$

Si on considère un problème 1D de longueur L (tel que présenté en figure 3), alors le second membre peut s'écrire :

$$- \int_{\partial\Omega} \nabla p \delta p \, d\Gamma = - \left( \nabla p \Big|_L \underline{\delta \mathbb{P}_N} - \nabla p \Big|_0 \underline{\delta \mathbb{P}_0} \right)$$

1. Le nombre de soulignements correspondant à l'ordre tensoriel de la quantité.

Comme ni  $\underline{\mathbb{P}}$  ni  $\underline{\delta\mathbb{P}}$  ne dépendent de l'élément, il est possible de les sortir de la somme, qui est ensuite distribuée sur les deux termes comme suit :

$$\underline{\delta\mathbb{P}}^T \left[ \underbrace{\sum_e \{ \underline{L}_e^T \underline{K}_e \underline{L}_e \}}_{\underline{K}} - k^2 \underbrace{\sum_e \{ \underline{L}_e^T \underline{M}_e \underline{L}_e \}}_{\underline{M}} \right] \underline{\mathbb{P}} = - \left( \nabla p \Big|_L \underline{\delta\mathbb{P}}_N - \nabla p \Big|_0 \underline{\delta\mathbb{P}}_0 \right), \quad \forall \underline{\delta\mathbb{P}}$$

Le fait que cette expression soit valable pour tout  $\underline{\delta\mathbb{P}}$ , implique :

$$\left[ -\underline{K} + k^2 \underline{M} \right] \underline{\mathbb{P}} = \begin{pmatrix} \nabla p \Big|_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ -\nabla p \Big|_L \end{pmatrix} \quad (7)$$

## II. Fonctions d'interpolation classiques

---

La précision et l'efficacité de la méthode des éléments finis repose grandement sur le choix judicieux des fonctions de forme  $\varphi$ .

Communément, le choix, pour des problèmes en traction/compression, se fait entre des fonctions linéaires et quadratiques.

Il est nécessaire, lors de la comparaison de ces deux alternatives, de prendre en compte non pas le nombre d'éléments mais bien le nombre de degrés de liberté<sup>2</sup>. En effet, le concept derrière l'interpolation avec des polynômes est toujours le même : pour un polynôme de degré  $N$ , il faut  $N + 1$  points.

### A) Éléments Linéaires

La première interpolation possible utilise des fonctions affines. L'idée est alors d'écrire :

$$p = p_1 \varphi_1(x) + p_2 \varphi_2(x)$$

avec  $p_{1,2}$  les valeurs du champ à chaque extrémité  $x_{1,2}$  et  $\varphi_{1,2}$  nulles en  $x_{2,1}$  et égales à l'unité en  $x_{1,2}$ . Ainsi, les deux fonctions ont le profil présenté en figure 1.

Pour un élément de longueur  $h$ , les expressions des fonctions de forme linéaires sont donc :

$$\varphi_1(x) = 1 - \frac{x}{h} \quad ; \quad \varphi_2(x) = \frac{x}{h}$$

---

2. Points où sont calculées les valeurs des champs utilisées ensuite pour l'interpolation.

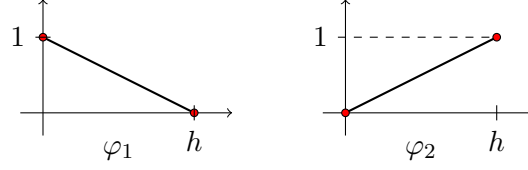


FIGURE 1 – Présentation des fonctions de forme linéaires utilisées. L'élément est ici considéré de longueur  $h$ .

## B) Éléments quadratiques

Une deuxième possibilité est d'utiliser une interpolation quadratique (polynôme de degré 2). Pour ce faire, en plus des deux points précédemment considérés, il faudra en utiliser un troisième situé au centre de l'élément. Les fonctions de formes sont alors au nombre de trois et le champ est approximé par :

$$p(x) = p_1\varphi_1(x) + p_2\varphi_2(x) + p_3\varphi_3(x)$$

Les expressions des fonctions d'ordre 2 sont données ci-après : elles sont calculées en utilisant le polynôme interpolateur de Lagrange. Les profils sont présentés en figure 2.

$$\varphi_1(x) = \frac{(h-2x)(h-x)}{h^2} \quad , \quad \varphi_2(x) = \frac{-4x(x-h)}{h^2} \quad , \quad \varphi_3(x) = \frac{x(2x-h)}{h^2}$$

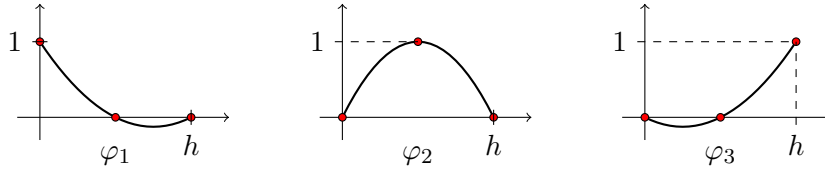


FIGURE 2 – Présentation des fonctions de forme quadratiques utilisées. L'élément est ici considéré de longueur  $h$ .

Avec trois fonctions d'interpolation, les matrices élémentaires seront de taille  $3 \times 3$  (comportant ainsi neuf éléments).

## C) Note sur l'implémentation

La méthode des éléments finis fait appel aux intégrales des produits de fonction de forme.

Dans le cas où tous les éléments sont les mêmes, il est possible de calculer une seule fois les matrices élémentaires (à la main par exemple) et de réaliser l'assemblage à partir de ces résultats.

Il est intéressant de noter que les matrices élémentaires sont symétriques et que les symétries inhérentes aux fonctions de forme permettent de réduire grandement le nombre de calculs à effectuer : de neuf éléments dans la matrice élémentaire pour des éléments quadratiques, seuls cinq devront être calculés pour la remplir complètement.

Si toutefois l'objectif est d'étudier la convergence de la méthode, alors il faudra recalculer les fonctions pour les  $N$  itérations<sup>3</sup> ou paramétrer les fonctions de forme avec un paramètre  $h$ .

Enfin, il est aussi possible de s'épargner des calculs parfois rébarbatifs en utilisant des techniques d'intégration numérique pour obtenir les valeurs des intégrales : dans la suite et les scripts utilisés pour obtenir les résultats ici, l'intégration est faite soit à la main — rare, ou plus généralement en utilisant la quadrature de Gauss.

### III. Problème 1D

Dans cette partie, l'objectif est d'exprimer le problème de la propagation acoustique dans une cavité unidimensionnelle en utilisant le formalisme "éléments finis".

Le schéma du problème est présenté en figure 3.

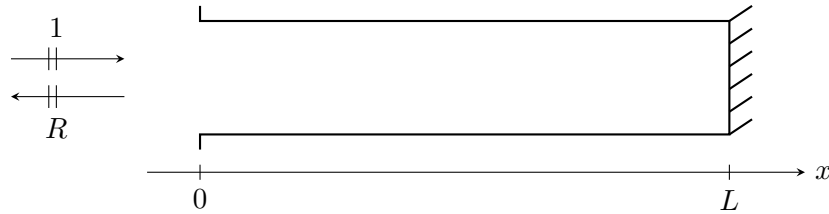


FIGURE 3 – Schéma du problème de propagation dans une cavité 1D de longueur  $L$ .

#### A) Position du Problème

Les hypothèses sont alors :

- paroi en  $x = L$  parfaitement rigide ;
- entrée excitée par une onde plane d'amplitude unitaire ;
- effets viso-thermiques négligés ;
- les effets de diffraction ou de rayonnement ne sont pas pris en compte.

Enfin, à l'extérieur du guide :

$$\begin{cases} p_i(x) = 1e^{-jk_x x} \\ p_r(x) = Re^{+jk_x x} \end{cases} \quad (8)$$

Les conditions aux limites en  $x = 0$  et  $x = L$  imposent donc :

$$\begin{cases} \nabla p|_{x=L} = 0 \\ p|_{x=0} = 1 + R \quad p|_{x=0} = jk(R - 1) \end{cases} \quad (9)$$

#### B) Solution par éléments finis

En se plaçant dans le formalisme éléments finis et en utilisant la condition en  $x = L$ , il vient — d'après (7) :

---

3. Le nombre d'éléments modifiant la longueur des éléments considérés

$$\left[ -\underline{\underline{K}} + k^2 \underline{\underline{M}} \right] \underline{\mathbb{P}} = \left\{ \begin{array}{c} \nabla p|_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ -\nabla p|_L \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \nabla p|_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{array} \right\} \quad (10)$$

### C) Prise en compte de l'excitation

La continuité des pressions et des vitesses normales en  $x = 0$  amène — d'après (9) :

$$\nabla|_{x=0} p'(0) = jk(R - 1)$$

En remplaçant ce dernier résultat dans (7), il vient :

$$\left[ \underline{\underline{K}} - k^2 \underline{\underline{M}} \right] \underline{\mathbb{P}} = \left\{ \begin{array}{c} jk(R - 1) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{array} \right\}$$

Il est alors intéressant de rassembler les inconnues sur la gauche de l'équation en introduisant le vecteur étendu suivant :

$$\underline{\underline{X}} = [\underline{\mathbb{P}} \mid R]^T$$

Il est aussi nécessaire d'étendre la matrice de la partie gauche d'une colonne. Pour maintenir des dimensions cohérentes dans le système d'équations, il faudra enfin retranscrire la condition de continuité suivante sur la dernière ligne :

$$\underline{\mathbb{P}}_0 = 1 + R$$

soit :

$$\underbrace{\left( \begin{array}{cccc|c} & & & & -jk \\ & & & & 0 \\ & & & & \vdots \\ \underline{\underline{K}} - k^2 \underline{\underline{M}} & & & & 0 \\ \hline 1 & 0 & \dots & 0 & -1 \end{array} \right)}_{\underline{\underline{A}}} \underbrace{\left\{ \begin{array}{c} \underline{\mathbb{P}} \\ R \end{array} \right\}}_{\underline{\underline{X}}} = \underbrace{\left\{ \begin{array}{c} -jk \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 1 \end{array} \right\}}_{\underline{\underline{b}}} \Rightarrow \underline{\underline{X}} = \underline{\underline{A}}^{-1} \underline{\underline{b}}$$

### D) Solution analytique

Afin d'apprécier la qualité de l'approximation par éléments finis, il est nécessaire de disposer d'une solution analytique. Le problème est ici posé de sorte que l'impédance en  $x = L$  est connue (voir équation (11)).

$$Z_L = Z(L) \rightarrow \infty \quad (11)$$

En utilisant la théorie des lignes (et en particulier la formule de l'impédance ramenée), il vient (avec  $Z_0 = \rho c$  l'impédance caractéristique) :

$$Z_i = Z(0) = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(kL)}{Z_0 + jZ_L \tan(kL)} \Leftrightarrow Z_0 \frac{Z_L}{Z_L} \frac{1 + jZ_0/Z_L \tan(kL)}{Z_0/Z_L + j \tan(kL)} \underset{Z_L \rightarrow \infty}{\approx} Z_0 \frac{1}{j \tan(kL)} \quad (12)$$

En considérant une onde incidente d'amplitude 1 (en incidence normale) générant, à l'interface, une onde transmise (dans le résonateur) et une onde réfléchie d'amplitude  $R$  (voir le système d'équations (8)), puis en écrivant les conditions de continuité, il vient :

$$R = \frac{Z_i - Z_0}{Z_i + Z_0}$$

En remplaçant (12) dans l'équation précédente :

$$R = \frac{Z_0}{j \tan(kL)} \quad (13)$$

## E) Convergence

La suite compare la phase du coefficient de réflexion analytique et celle du coefficient calculé par éléments finis. L'étude vise à comparer les courbes de convergence pour des éléments linéaires et quadratiques.

La fonction d'erreur utilisée mesure l'erreur sur la phase du coefficient de réflexion :

$$err = \frac{|\arg(R) - \arg(\hat{R})|^2}{|\arg(R)|^2} \quad (14)$$

Les résultats sont présentés en figure 4.

Le passage d'éléments linéaires à des éléments quadratiques augmente d'un ordre la convergence de la méthode, comme le montre le diagramme de convergence (figure 4).

Il faut noter toutefois que dans un cas comme dans l'autre, l'approximation tend vers la solution exacte en augmentant le nombre d'éléments.

Une autre limite apparaît lorsqu'est considérée l'influence de la fréquence : en effet, pour une bonne précision de l'approximation, il est nécessaire de disposer d'au moins 2 éléments par longueur d'onde : les méthodes par éléments finis sont donc très gourmandes aux hautes fréquences de part la nécessité de disposer d'un maillage toujours plus fin et donc d'augmenter drastiquement la taille des structures de donnée.

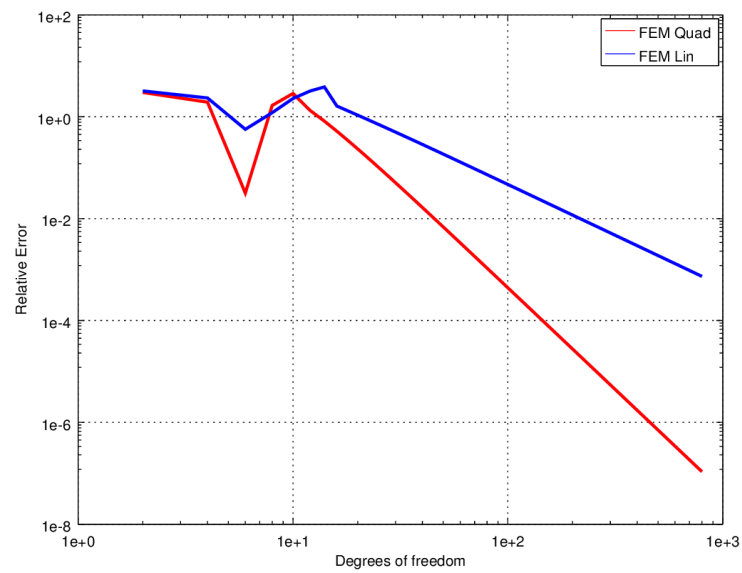


FIGURE 4 – Valeurs des fonctions d’erreur en fonction du nombre de degrés de liberté. En rouge, les résultats pour des éléments quadratiques en bleu pour des éléments linéaires : on remarque une meilleure convergence des premiers. Dans les deux cas, la valeur théorique est correctement approchée si l’on augmente le nombre d’éléments.

Deuxième partie

# Méthode de Galerkin Discontinue avec Ondes Planes



Les méthodes de Galerkin, mises au point dans les années 1910, permettent de chercher des solutions à des équations différentielles en utilisant des hypothèses sur la forme de la solution. Plus tard, dans les années 1970, la méthode de Galerkin discontinue fut introduite pour résoudre des équations aux dérivées partielles (EDP). Enfin, très récemment, l'utilisation des caractéristiques de l'EDP comme base pour la formulation des champs (test et solution) a été introduite [GGH11].

## I. Généralités

---

Soit un milieu de propagation où sont valables les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 \begin{cases} j\omega\rho v = -\nabla p \\ p = -\rho c^2 \nabla u \end{cases} &\Leftrightarrow \begin{cases} j\omega\rho v = -\nabla p \\ j\omega p = -\rho c^2 \nabla v \end{cases} \\
 &\Leftrightarrow j\omega \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 1/\rho \\ \rho c^2 & 0 \end{bmatrix} \nabla \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix} = 0 \\
 &\Leftrightarrow \left( j\omega + \underline{\underline{A}} \frac{\partial}{\partial x} \right) \underline{u} = 0
 \end{aligned} \tag{15}$$

L'idée est alors de découpler les équations précédentes en diagonalisant  $\underline{\underline{A}}$ , il vient :

$$\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{P}} \underline{\underline{\Lambda}} \underline{\underline{Q}} \quad , \quad \underline{\underline{P}} = \underline{\underline{Q}}^{-1}$$

En posant

$$\tilde{\underline{u}} = \begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix} = \underline{\underline{Q}} \underline{u} \tag{16}$$

l'équation (15) devient :

$$j\omega \tilde{\underline{u}} + \underline{\underline{\Lambda}} \nabla \tilde{\underline{u}} = 0$$

En isolant les valeurs positives et négatives de  $\underline{\underline{\Lambda}}$  (notées  $\Lambda^{+,-}$ ) ainsi que les vecteurs associés  $\underline{\underline{P}}^{+,-}$  et  $\underline{\underline{Q}}^{+,-}$ , il est possible d'écrire :

$$\begin{cases} \tilde{u}^+ = \underline{\underline{Q}}^+ \underline{u} \\ \tilde{u}^- = \underline{\underline{Q}}^- \underline{u} \end{cases} \Leftrightarrow \underline{u} = \underline{\underline{P}}^+ \tilde{u} + \underline{\underline{P}}^- \tilde{u} \tag{17}$$

Les champs  $\tilde{u}^\pm$  sont les caractéristiques du problème (??).

**Formulation variationnelle** En utilisant la formulation variationnelle et une intégration par parties, il vient :

$$\begin{aligned}
 \int_{\Omega} \underline{v}^T \left( j\omega + \underline{\underline{F}} \nabla \right) \underline{u} d\Omega &= 0 \quad , \quad \forall \underline{v} \\
 \Leftrightarrow - \left( \int_{\Omega} j\omega \underline{v} + \underline{\underline{A}}^T \nabla \underline{v} \right)^T \underline{u} d\Omega + \int_{\partial\Omega} \underline{v}^T \underline{\underline{A}} \underline{u} d\Gamma &= 0 \quad , \quad \forall \underline{v}
 \end{aligned} \tag{18}$$

**Nota Bene** Le symbole  $\bullet^T$  représente une transposition Hermitienne.

L'objectif est alors de choisir le champ de test  $\underline{v}$  permettant d'annuler l'intégrale sur  $\Omega$  :

$$(j\omega + \underline{\underline{A}}^T \nabla) \underline{v} = 0 \quad (19)$$

De toute l'équation (18), il reste alors :

$$\int_{\partial\Omega} \underline{v}^T \underline{\underline{A}} u d\Gamma = 0 \quad , \quad \forall \underline{v} \quad (20)$$

## II. Discrétisation des champs

Le choix des fonctions du champ de test un enjeu prépondérant dans la méthode de Galerkin discontinue. La suite cherche à discrétiser les champs de tests *via* une base d'ondes planes, comme proposé par Gabard *et al.*[GO15].

Les expressions des champs discrétisés sont tirées directement de la résolution des équations différentielles (15) et (19). Il faut noter que le problème à résoudre pour  $\underline{v}$  est l'adjoint de celui à résoudre pour  $\underline{u}$  (la matrice  $\underline{\underline{A}}$  n'étant pas symétrique).

Les solutions recherchés sont donc composées d'une somme d'ondes planes :

$$\xi(x) = \xi_+ e^{-jkx} + \xi_- e^{+jkx}$$

La solution pour  $\underline{u}$  est donc de la forme :

$$\underline{u} = \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/Z_0 & -1/Z_0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jkx} & 0 \\ 0 & e^{+jkx} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A \\ B \end{Bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} e^{-jkx}/Z_0 & -e^{+jkx}/Z_0 \\ e^{-jkx} & e^{+jkx} \end{bmatrix}}_{\underline{\underline{U}}_u(x)} \underbrace{\begin{Bmatrix} A \\ B \end{Bmatrix}}_{\mathbb{U}} \quad (21)$$

Le champ de test  $\underline{v}$  est solution du problème adjoint (19), la solution pour  $\underline{v}$  est donc de la forme

$$\underline{v} = \begin{bmatrix} Z_0 & -Z_0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jkx} & 0 \\ 0 & e^{+jkx} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \delta A \\ \delta B \end{Bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} Z_0 e^{-jkx} & -Z_0 e^{+jkx} \\ e^{-jkx} & e^{+jkx} \end{bmatrix}}_{\underline{\underline{U}}_v(x)} \underbrace{\begin{Bmatrix} \delta A \\ \delta B \end{Bmatrix}}_{\mathbb{V}} \quad (22)$$

## III. Problème 1D

En repartant de (20) et en considérant un problème 1D (voir figure 3), il vient :

$$\int_{\partial\Omega} \underline{v}^T \underline{\underline{A}} u d\Gamma = 0 \Leftrightarrow \underbrace{\underline{v}^T(L) \underline{\underline{A}} u(L)}_{\text{droite}} - \underbrace{\underline{v}^T(0) \underline{\underline{A}} u(0)}_{\text{gauche}} \quad , \quad \forall \underline{v} \quad (23)$$

### A) Condition limite à droite

A droite, la paroi rigide implique :

$$\begin{aligned}
 v(L) = 0 &\Leftrightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v \\ p \end{pmatrix} = 0 \\
 &\Leftrightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ Z_0 & -Z_0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{pmatrix} \\
 &\Leftrightarrow \tilde{u}^+ = -\tilde{u}^- \Leftrightarrow \tilde{u}^+ = R^- \tilde{u}^-
 \end{aligned}$$

En utilisant maintenant (17), et en réutilisant le résultat précédent :

$$\begin{aligned}
 \underline{u} = \underline{P}^+ \tilde{u}^+ + \underline{P}^- \tilde{u}^- &\Leftrightarrow \underline{u} = \underline{P}^+ \tilde{u}^+ + \underline{P}^- R^- \tilde{u}^+ \\
 &\Leftrightarrow \underline{u} = (\underline{P}^+ + \underline{P}^- R^-) \underline{Q}^+ u
 \end{aligned} \tag{24}$$

### B) Condition limite à gauche

A gauche, les conditions de continuité impliquent :

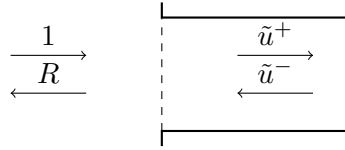


FIGURE 5 – Interface à gauche du problème.

$$\begin{aligned}
 P \begin{Bmatrix} 1 \\ R \end{Bmatrix} &= P \begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix} \\
 \Leftrightarrow \begin{cases} \tilde{u}^+ = 1 \\ \tilde{u}^- = R = \underline{Q}^- \underline{u} \end{cases}
 \end{aligned}$$

En ré-exprimant  $u$ , il vient :

$$\underline{u} = \underline{P}^+ \tilde{u}^+ + \underline{P}^- \tilde{u}^- \Leftrightarrow \underline{u} = \underline{P}^+ + \underline{P}^- \underline{Q}^- \underline{u} \tag{25}$$

En remettant (24) et (25) dans (23) et en utilisant les expressions discrétisées des champs, il vient :

$$\begin{aligned}
 \mathbb{V}^T \left[ \underline{\underline{U}}_v^T(L) \underline{\underline{P}} \underline{\underline{\Lambda}} \underline{\underline{Q}} (\underline{P}^+ + \underline{P}^- R^-) \underline{\underline{Q}}^+ \underline{\underline{U}}_u(L) - \underline{\underline{U}}_u(0) \underline{\underline{P}} \underline{\underline{\Lambda}} \underline{\underline{Q}} \underline{\underline{P}}^- \underline{\underline{Q}}^- \underline{\underline{U}}_u(0) \right] \mathbb{U} \\
 = \mathbb{V}^T \underline{\underline{U}}_v^T(0) \underline{\underline{P}} \underline{\underline{\Lambda}} \underline{\underline{Q}} \underline{\underline{P}}^+ , \quad \forall \mathbb{V}
 \end{aligned} \tag{26}$$

L'équation précédente étant valable pour tout vecteur  $\mathbb{V}$  il est possible de supprimer ce terme. La solution pour  $\mathbb{U}$  est alors calculable par simple division matricielle.

### C) Simulation

En 1D, la DGM avec ondes planes présentée ici conduit à une solution exacte. Pour cette simulation, plutôt que l'analyse de la convergence pour le calcul du coefficient, c'est le tracé du profil de pression qui est réalisé. Le résultat est présenté en figure 6.

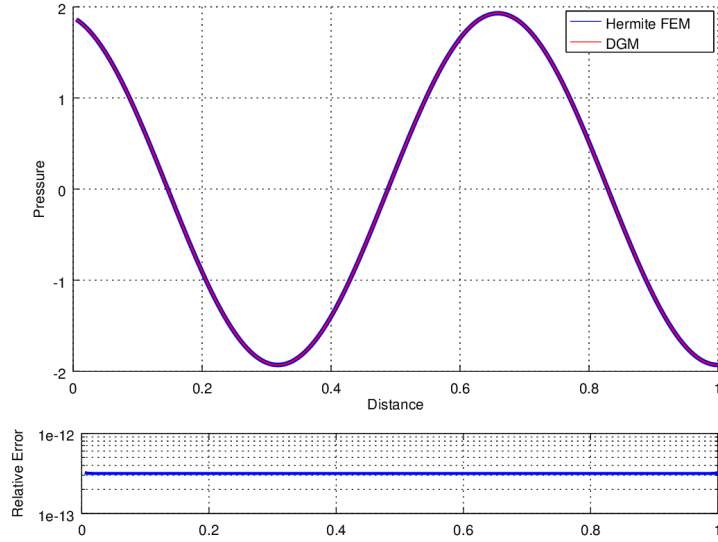


FIGURE 6 – En haut : profil de pression dans la cavité par méthode de Galerkin discontinue (en rouge) et profil de référence (en bleu). En bas : erreur relative (norme  $L_2$  des pressions) pour chaque point.

Aucune différence n'est visuellement constatable entre les deux courbes. Qui plus est, l'erreur, à presque  $10^{-13}$ , s'approche du bruit numérique.

## Troisième partie

# Couplage – Caractéristiques et Conditions aux Limites

Dans cette section, l'objectif est de proposer une formulation de la condition en limite en  $x = 0$  du problème présenté en figure 7 qui n'impose pas de rajouter une ligne au système d'équations de la FEM.

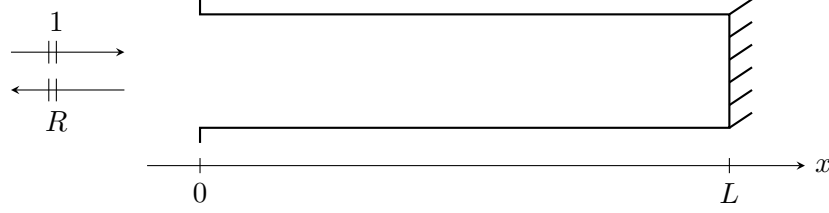


FIGURE 7 – Schéma du problème de propagation dans une cavité acoustique 1D de longueur  $L$ .

## I. Retour sur les conditions aux limites en MEF

Pour ce problème et en utilisant le formalisme des éléments finis, le système à résoudre avant l'application de la condition limite en  $x = 0$  mais après celle de la condition en  $x = L$  est tel que présenté en (10) :

$$[-\underline{\underline{K}} + k^2 \underline{\underline{M}}] \mathbb{P} = \begin{Bmatrix} \nabla p|_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (27)$$

### A) Utilisation de la formulation de Galerkin

Sous le formalisme de la méthode de Galerkin, il vient :

$$j\omega \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & 1/\rho \\ \rho c^2 & 0 \end{bmatrix}}_{\underline{\underline{F}}} \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix} \Leftrightarrow j\omega \underline{u} + \underline{\underline{P}} \underline{\underline{\Lambda}} \underline{Q} \underline{u} = 0 \quad (28)$$

Où  $\underline{\underline{P}} \underline{\underline{\Lambda}} \underline{Q}$  est une diagonalisation de  $\underline{\underline{F}}$  telle que :

$$\underline{\underline{P}} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ Z_0 & -Z_0 \end{bmatrix}, \quad \underline{\underline{\Lambda}} = \begin{bmatrix} c & 0 \\ 0 & -c \end{bmatrix}, \quad \underline{\underline{Q}} = \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2 Z_0 \\ 1/2 & -1/2 Z_0 \end{bmatrix}$$

En posant  $\tilde{\underline{u}} = \underline{\underline{Q}} \underline{u}$ , le système (28) s'écrit simplement  $j\omega \tilde{\underline{u}} + \underline{\underline{\Lambda}} \tilde{\underline{u}} = 0$  et les conditions aux limites peuvent s'écrire sous la forme

$$\underline{\underline{C}} \underline{u} = \underline{s} \Leftrightarrow \underline{C} \underline{P} \tilde{\underline{u}} = \underline{s}$$

### B) Condition en $x = 0$

Les conditions de continuité sur  $p$  et  $v$  permettent d'écrire :

$$\begin{cases} p(0) = 1 + R \\ v(0) = \frac{1}{Z_0}(1 - R) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix}_0 = \begin{bmatrix} 1/Z_0 & -1/Z_0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 \\ R \end{Bmatrix}$$

Soit, en insérant le produit  $\underline{PQ}$  :

$$\begin{aligned} \underline{P} \begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix}_0 &= \begin{bmatrix} 1/Z_0 & -1/Z_0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 \\ R \end{Bmatrix} \\ \Leftrightarrow \begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix}_0 &= \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2Z_0 \\ 1/2 & -1/2Z_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/Z_0 & -1/Z_0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 \\ R \end{Bmatrix} \\ \Leftrightarrow \begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix}_0 &= \begin{bmatrix} 1/Z_0 & 0 \\ 0 & -1/Z_0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 \\ R \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

Les relations d'intérêt sont donc :

$$\begin{cases} \tilde{u}_0^+ = 1/Z_0 \\ \tilde{u}_0^- = -R/Z_0 \end{cases} \quad (29)$$

### C) Interpolation des caractéristiques

Le système (29) est écrit en fonction des caractéristiques  $\tilde{u}^\pm$ , et il conviendrait de l'exprimer en utilisant les fonctions de forme  $(\varphi_1, \dots, \varphi_N)$  introduites par la méthode des éléments finis.

**Nota Bene** Dans la suite de la démonstration, ne sont utilisés que des éléments linéaires pour alléger les calculs. Le concept est exactement le même pour des éléments quadratiques.

Ainsi, il vient<sup>4</sup> :

$$p(0) = \varphi_1(0)\mathbb{P}_1 + \varphi_2(0)\mathbb{P}_2 \quad \text{et} \quad v(0) = \frac{-1}{j\omega\rho} (\varphi_1'(0)\mathbb{P}_1 + \varphi_2'(0)\mathbb{P}_2)$$

Soit :

$$\begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix}_0 = \underbrace{\begin{bmatrix} -\frac{\varphi_1'(0)}{j\omega\rho} & -\frac{\varphi_2'(0)}{j\omega\rho} \\ \varphi_1(0) & \varphi_2(0) \end{bmatrix}}_W \begin{Bmatrix} \mathbb{P}_1 \\ \mathbb{P}_2 \end{Bmatrix}$$

En reprenant enfin la définition des  $\tilde{u}^{+,-}$ , il vient :

$$\begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix}_0 = Q \begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix}_0 = QW \begin{Bmatrix} \mathbb{P}_1 \\ \mathbb{P}_2 \end{Bmatrix}$$

En développant il vient notamment :

$$\tilde{u}_0^- = -\frac{1}{2Z_0} \left[ \left( \varphi_1(0) + \frac{\varphi_1'(0)}{jk} \right) \mathbb{P}_1 + \left( \varphi_2(0) + \frac{\varphi_2'(0)}{jk} \right) \mathbb{P}_2 \right] \quad (30)$$

---

4. La seconde étant déduite de la première *via* l'équation d'Euler.

Finalement, la quantité d'intérêt est  $\nabla p|_0$ , accessible depuis  $v(0)$  via l'équation d'Euler. D'après la définition des  $\tilde{u}^\pm$  :

$$\begin{Bmatrix} v \\ p \end{Bmatrix}_0 = W \begin{Bmatrix} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{Bmatrix}_0 \Leftrightarrow v = \tilde{u}_0^+ + \tilde{u}_0^-$$

En prenant  $\tilde{u}_0^+$  tel que défini en (29) et  $\tilde{u}_0^-$  comme indiqué en (30) il vient :

$$\begin{aligned} v(0) &= \frac{1}{Z_0} - \frac{1}{2Z_0} \left[ \left( \varphi_1(0) + \frac{\varphi_1'(0)}{jk} \right) \mathbb{P}_1 + \left( \varphi_2(0) + \frac{\varphi_2'(0)}{jk} \right) \mathbb{P}_2 \right] \\ \Leftrightarrow \nabla p|_0 &= -jk - \frac{jk}{2} \left[ \left( \varphi_1(0) + \frac{\varphi_1'(0)}{jk} \right) \mathbb{P}_1 + \left( \varphi_2(0) + \frac{\varphi_2'(0)}{jk} \right) \mathbb{P}_2 \right] \end{aligned}$$

En retranscrivant cette condition dans le système (27), il est alors possible de résoudre le problème sans faire apparaître  $R$ . Cette quantité servant (dans le cadre de ce document) de référence pour les comparaisons, il est bon de remarquer que  $R$  peut facilement être retrouvé en utilisant (30) et la seconde équation de (29).

## D) Influence sur la convergence

La simulation présentée ici utilise des éléments quadratiques. En effet, cette méthode demandant de dériver les fonctions de forme, elle ne pourrait qu'être désastreuse avec des fonctions d'interpolation linéaires.

En figure 8 est présentée l'évolution de l'erreur relative commise par l'approximation en fonction du nombre d'éléments.

La courbe noire représente l'erreur commise par la méthode classique, avec l'ajout du  $R$  aux inconnues. La courbe rouge présente l'erreur que commet la méthode basée sur les caractéristiques pour l'écriture des conditions aux limites. Il est à noter que l'utilisation de la formulation par caractéristiques semble donner de moins bons résultats : en effet, le fait de devoir dériver les fonctions de forme fait qu'un ordre de convergence est perdu.



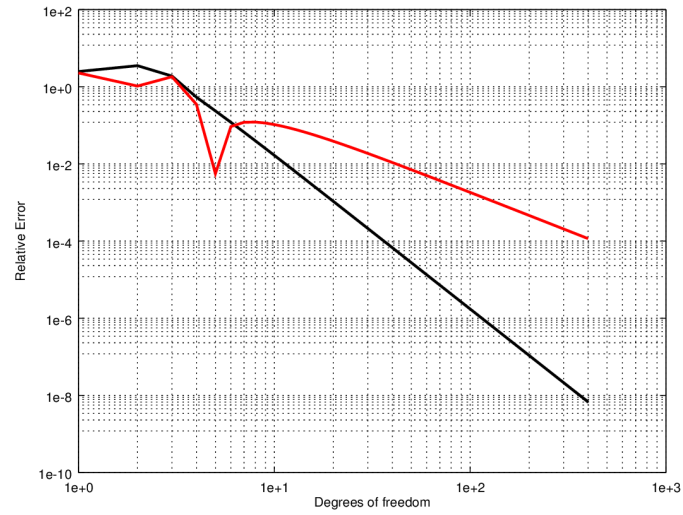


FIGURE 8 – Erreur commise par les deux méthodes (ajout du coefficient de réflexion aux inconnues et caractéristiques) en fonction du nombre d'éléments utilisé. L'étude est réalisée uniquement pour des éléments quadratiques. Il faut noter que l'utilisation des caractéristiques donne de moins bons résultats dans ce cas.

## Quatrième partie

# Amélioration de la convergence

Comme dit à la fin de la partie III, la formulation des conditions limites au moyen des caractéristiques conduit à la dérivation des fonctions de forme classiques. Ce point est clairement un désavantage pour cette méthode car il force la perte d'un ordre de convergence.

Dans cette partie, un nouveau jeu de fonctions d'interpolation est proposé dans le but de pallier ce problème. Afin d'évaluer la pertinence de la proposition, la comparaison est réalisée entre des éléments quadratiques et la base proposée pour une formulation avec les caractéristiques d'une part et sans d'autre part.

## I. Une nouvelle interpolation : les splines d'Hermite

---

Un moyen d'éviter la perte d'un ordre de convergence à l'utilisation de la méthode par caractéristiques serait d'utiliser un ensemble de fonctions d'interpolation permettant l'accès direct à la dérivée de la quantité.

L'interpolation par splines d'Hermite utilise quatre «degrés de liberté» répartis sur les deux extrémités du segment à interpoler : deux pour le champ lui-même et deux pour sa dérivée.

Le champ interpolé pour un segment  $e$  d'extrémités 1 et 2 est défini tel que :

$$p_e(x) = \underbrace{[h_{00}(x)|h_{10}(x)|h_{01}(x)|h_{11}(x)]}_H \begin{Bmatrix} p_1 \\ p'_1 \\ p_2 \\ p'_2 \end{Bmatrix}$$

Il en va de même pour  $v_e$  en remplaçant simplement les valeurs dans le vecteur colonne et  $p'_e$  ou  $v'_e$  en reprenant le vecteur colonne de leur homologue non dérivé et en dérivant les fonctions d'interpolation<sup>5</sup>.

Les expressions desdites fonctions sont explicitées en annexe A.

En suivant une méthode tout à fait analogue à celle développée pour le calcul des matrices élémentaires en partie I, il vient :

$$\underline{\underline{M_e}} = H^T H \quad , \quad \underline{\underline{K_e}} = H'^T H'$$

### A) Formulation classique

La formulation classique revient, une fois de plus, à considérer le coefficient de réflexion  $R$  comme une inconnue.

Cette méthode ayant déjà été détaillée en partie I, elle ne sera pas ré-expliquée ici. Le fait de considérer une interpolation par splines d'Hermite change en effet l'implémentation mais pas les expressions fonctionnelles.

### B) Méthode des caractéristiques

De manière tout à fait semblable à ce qui a été mis en place en partie III, il vient :

---

5. Le vecteur est alors noté  $H'$ .

$$\begin{aligned}
p_e(0) &= \underbrace{\left[ \tilde{h}_{00}(0) | \tilde{h}_{10}(0) | \tilde{h}_{01}(0) | \tilde{h}_{11}(0) \right]}_H \left\{ \begin{array}{c} \mathbb{P}_1 \\ \mathbb{P}_2 \\ \mathbb{P}_3 \\ \mathbb{P}_4 \end{array} \right\} \\
v_e(0) = -\frac{1}{j\omega\rho} \nabla p \Big|_0 &= -\frac{1}{j\omega\rho} \underbrace{\left[ \tilde{h}_{00}(0) | \tilde{h}_{10}(0) | \tilde{h}_{01}(0) | \tilde{h}_{11}(0) \right]}_H \left\{ \begin{array}{c} \mathbb{P}_1 \\ \mathbb{P}_2 \\ \mathbb{P}_3 \\ \mathbb{P}_4 \end{array} \right\}
\end{aligned}$$

Le seul point important étant ici de bien comprendre que le vecteur  $\mathbb{P}$  contient les valeurs du champ de pression aux points voulus entrelacées avec les valeurs de la dérivée de ce même champ.

En évaluant les polynômes et leurs dérivées en 0, et avec  $\tilde{u}_0 = \underline{Q}u_0$  :

$$\begin{aligned}
\left\{ \begin{array}{c} \tilde{u}^+ \\ \tilde{u}^- \end{array} \right\}_0 &= \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2Z_0 \\ 1/2 & -1/2Z_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{j\omega\rho} & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} \mathbb{P}_1 \\ \mathbb{P}_2 \\ \mathbb{P}_3 \\ \mathbb{P}_4 \end{array} \right\} \\
&= \begin{bmatrix} 1/2Z_0 & -\frac{1}{2j\omega\rho} & 0 & 0 \\ -1/2Z_0 & -\frac{1}{2j\omega\rho} & 0 & 0 \end{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} \mathbb{P}_1 \\ \mathbb{P}_2 \\ \mathbb{P}_3 \\ \mathbb{P}_4 \end{array} \right\}
\end{aligned}$$

Sachant que (29) et (??) sont toujours valables, il vient :

$$\begin{aligned}
v(0) &= \tilde{u}_0^+ + \tilde{u}_0^- = \frac{1}{Z_0} - \frac{1}{2Z_0} \mathbb{P}_1 - \frac{1}{j\omega\rho} \mathbb{P}_2 \\
\nabla p \Big|_0 &= -j\omega\rho v(0) = -jk + \frac{jk}{2} \mathbb{P}_1 + \frac{1}{2} \mathbb{P}_2
\end{aligned}$$

Cette expression est alors à remplacer dans le second membre de (10) et la résolution peut se faire par simple division.

## II. Étude de convergence

Afin d'évaluer au mieux l'amélioration apportée par l'utilisation des splines d'Hermite, il est intéressant de comparer les résultats rendus par les éléments quadratiques d'une part et les splines d'Hermite d'autre part et ce pour la méthode classique et la méthodes basée sur les caractéristiques.

La convergence des différentes méthodes est évaluée en utilisant la formule d'erreur proposée en (14). Les résultats sont présentés en figure 9 qui permet de comparer plusieurs configurations.

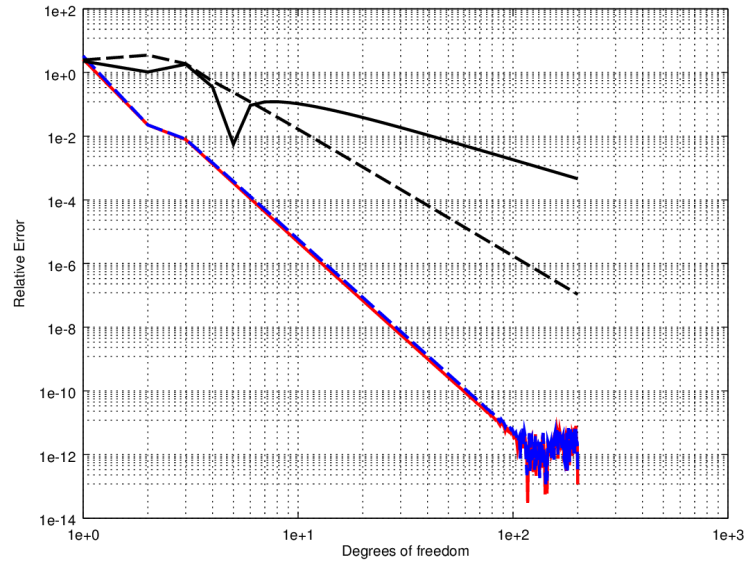


FIGURE 9 – Erreur relative commise avec des éléments quadratiques en noir (tireté, méthode classique; plein, méthode des caractéristiques) et avec des splines d’Hermite (en rouge et bleu).

**Entre éléments quadratiques et splines d’Hermite** Dans tous les cas, les splines d’Hermite donnent de meilleurs résultats que les éléments quadratiques. Les courbes de convergence pour les méthodes basées sur des splines ont, en effet, un ordre de pente supplémentaire par rapport aux éléments quadratiques. De ce point de vue au moins, le passage à des splines d’Hermite est un gain.

**Entre méthode classique et méthode par caractéristiques** Alors que pour des éléments quadratiques la méthode classique convergeait plus vite, pour les splines d’Hermite, ce n’est pas le cas. Le fait de pouvoir immédiatement accéder à la dérivée de la pression comme inconnue du problème permet de s’affranchir de la perte d’un ordre de convergence lors du passage aux caractéristiques. Les résultats entre la méthode classique et la nouvelle méthode proposée pour une interpolation des champs par splines d’Hermite ont exactement la même alors. Si les courbes pour ce système d’interpolation sont observées de plus près (voir figure 10), il est notable que la courbe de convergence pour la méthode par caractéristiques est d’ailleurs en dessous de celle pour la méthode classique, ce qui suggère une erreur plus faible.

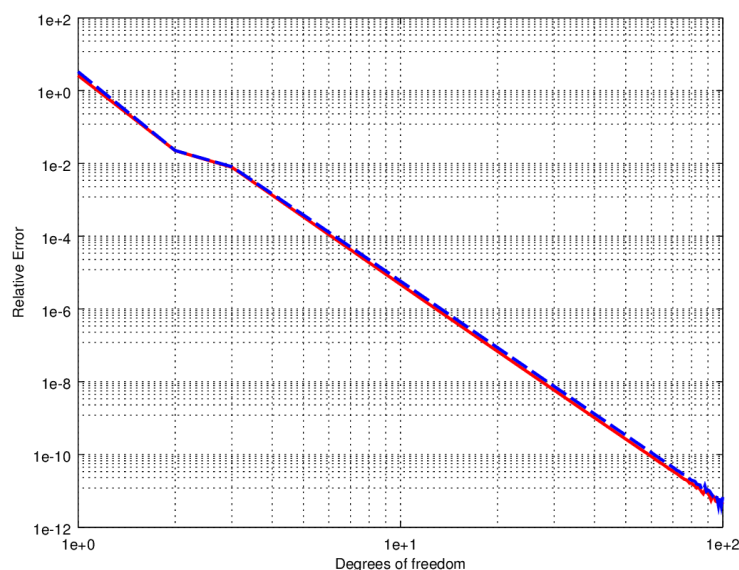


FIGURE 10 – Erreur relative commise avec des splines d’Hermite (en rouge méthodes des caractéristiques et en bleu, méthode classique).

## Conclusion

La présentation et l’introduction aux méthodes considérées, qui devait être accessoire initialement est finalement devenu le point principal de ce projet. Les méthodes étant nouvelles il aura fallu les prendre en main et apprendre à s’en servir, ce qui n’était pas forcément aisé.

Le second temps, à savoir le couplage entre ces deux méthodes, s’est avéré au moins aussi instructif que le premier et a conduit à une réflexion autour des effets liés au couplage numérique. Plus qu’écrire des équations, cela aura demandé d’asseoir les connaissances sur les méthodes en jeu et de prendre en compte des petits détails qu’il est souvent agréable de passer sous silence.

Cette conclusion marque ainsi la fin d’un projet extrêmement instructif et intéressant mais aussi — et surtout — le début d’une suite. En effet, beaucoup de pistes sont envisageables pour poursuivre la quête du couplage idéal : aucune vraie expérience n’a été menée dans ce projet qui se contente de poser les bases du concept. De plus, tous les cas présentés ici sont des cas 1D, le passage en 2D, s’il est avant tout technique, demandera très certainement un travail supplémentaire pour écrire les équations du couplage. Une analyse de la rapidité d’une méthode mixte aurait aussi un intérêt non négligeable et passera probablement par la mise en place de tests objectifs ; suivant les résultats, certains pans des scripts devront peut être être réécrits pour accélérer le tout. Pour finir sur une touche plus informatique, l’analyse des maillages aura aussi une importance capitale pour choisir automatiquement la méthode la plus adaptée à chaque partie du maillage.

Au fur et à mesure des années, je tends à me rapprocher du monde des numériciens et ce projet m’a beaucoup plu pour ça. Les discussions avec Olivier Dazel concernant les mathématiques et l’analyse numérique m’ont fait entrevoir qu’il y avait, derrière une pre-

mière couche un peu difficile d'accès, un monde d'ingéniosité pour contourner de manière élégante les limites de la science. Ce projet a définitivement eu l'avantage de me forcer à creuser plus avant des points que je pensais commencer à maîtriser : la remise en question est toujours un bon moteur.

# Bibliographie

- [GGH11] G. Gabard, P. Gamallo, and T. Huttunen. A comparison of wave-based discontinuous galerkin, ultra-weak and least-square methods for wave problems. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 85(3) :380–402, 2011.
- [GO15] G. Gabard and Dazel O. A discontinuous galerkin method with plane waves for sound absorbing material. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 85(3) :380–402, 2015.
- [Wik] Wikipedia. Cubic hermite spline. <https://en.wikipedia.org/wiki/CubicHermiteSpline>.



## Annexe A

# Splines d'Hermite

Les fonctions utilisées pour l'interpolation par spline d'Hermite sont définies telles que[Wik] :

$$\begin{cases} h_{00}(t) = 2t^3 - 3t^2 + 1 \\ h_{10}(t) = t^3 - 2t^2 + t \\ h_{01}(t) = -2t^3 + 3t^2 \\ h_{11}(t) = t^3 - t^2 \end{cases}$$

L'approximation sur le segment  $(0, h)$  demande d'utiliser une version adaptée des polynômes :

$$\begin{cases} \tilde{h}_{00}(t) = 2(t/h)^3 - 3(t/h)^2 + 1 \\ \tilde{h}_{10}(t) = (t/h)^3 - 2(t/h)^2 + (t/h) \\ \tilde{h}_{01}(t) = -2(t/h)^3 + 3(t/h)^2 \\ \tilde{h}_{11}(t) = (t/h)^3 - (t/h)^2 \end{cases}$$