

GMC 721 - Rayonnement acoustique des structures

Projet d'encoffrement acoustique

Maxime BILODEAU
Robin GUITEL
Pierre LECOMTE



Table des matières

1	Introduction - Objectifs du projet	2
2	Notions d'acoustique nécessaires	3
2.1	Transparence	3
2.2	Affaiblissement	3
2.3	Perte par insertion	3
2.4	Perte par insertion globale	3
3	Hypothèses pour la modélisation	4
3.1	Source omnidirectionnelle créant un champ diffus	4
3.2	Plaques infinies	4
3.3	Champ diffus	4
4	Orientations pour le choix du système de paroi	4
5	Système plaque seule	5
6	Système plaque-air-plaque	6
7	Utilisation du principe de résonateur de Helmholtz	9
8	Système plaque perforée-air-plaque	10
8.1	Système d'ondes	10
8.2	Équation de continuité	10
8.3	Équation du mouvement des plaques	11
8.4	Comportement de la plaque perforée	11
8.5	Système d'équation	12
8.6	Validité du modèle	12
8.7	Résultats	12
9	Matrice de transfert	12
9.1	Plaque	14
9.2	Fluide (lame d'air)	14
9.3	Poreux	15
9.4	Matrice de transfert totale et transparence	15
9.5	Choix des matériaux	15
9.6	Résultats	15
10	Conception et fabrication	17
10.1	Conception sous SOLIDWORKS ©	17
10.2	Fabrication de l'encoffrement	18
11	Résultats expérimentaux et discussion	19
11.1	Affaiblissement	19
11.2	Perte par insertion Globale (IL_G et IL_M)	21
12	Conclusions	22

1 Introduction - Objectifs du projet

Le présent document résume le travail effectué dans le cadre du projet final du cours GMC 721. L'objectif du projet était de concevoir et de tester un encoffrement dans le but d'isoler le rayonnement d'une source sonore sur une large bande de fréquences. La source en question est un haut-parleur M-AUDIO DX4 ©¹ de $21 \times 15 \times 16$ cm³. Le signal d'entrée consistera en un bruit blanc sur la bande 100 Hz - 10 000 Hz. Ainsi, l'objectif principal est de procurer une perte par insertion globale (IL_G) minimale de 15 dB tout en gardant une masse totale minimale. Cet indice est défini comme :

$$IL_G = 10 \log_{10} \left(\frac{\int \sum_i |P_{i,sans}(\omega)|^2 d\omega}{\int \sum_i |P_{i,avec}(\omega)|^2 d\omega} \right) \quad (1)$$

où les indices *sans* et *avec* font référence aux mesures des pressions acoustiques *sans* et *avec* la présence de l'encoffrement. Le haut-parleur sera installé en position verticale dans l'encoffrement et la mesure des pressions acoustiques se fera aux 5 points identifiés sur la figure 1. Les dimensions extérieures de l'encoffrement doivent être inférieures à 1 mètre dans les trois directions représentées sur la figure 1.

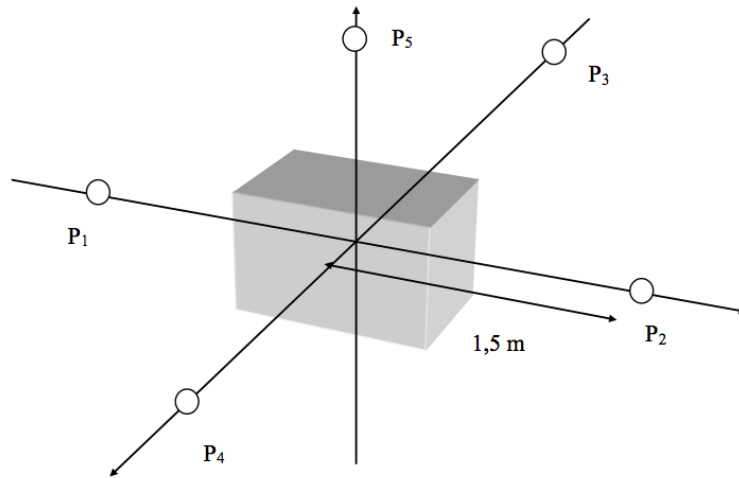


FIGURE 1 – Schématisation des points de mesure par rapport à l'encoffrement (figure tirée du protocole)

De plus, il est important de conserver une masse totale minimale puisque le métrique final utilisé pour quantifier le compromis entre isolation et masse est défini comme suit :

$$IL_M = IL_G - 10 \log_{10}(M^2) \quad (2)$$

À ces fins, ce document présente la démarche utilisée afin de réaliser un encoffrement satisfaisant ces critères. Pour débiter, des notions d'acoustique de base ainsi que les hypothèses de modélisation sont présentées. Par la suite, différents types de parois infinies sont étudiés et présentés afin de déterminer la configuration idéale de l'encoffrement. Pour continuer, les simulations basées sur ces notions sont présentées et permettent de déterminer la configuration de la boîte idéale en fonction du budget de 100 \$ qui nous étaient attribués afin de construire l'encoffrement. Ensuite, le résultat de la fabrication ainsi que le détail technique utile à la fabrication est présenté. Finalement, les performances de la boîte ainsi qu'une analyse des résultats seront suivies d'une conclusion.

1. http://www.m-audio.com/images/global/manuals/060816_DX4_UG_EN01.pdf

2 Notions d'acoustique nécessaires

2.1 Transparence

Par définition la transparence acoustique est définie par [Berry, 2014, p. 239]

$$\tau(\omega, \theta) = \frac{I_t(\omega, \theta)}{I_i(\omega, \theta)} \quad (3)$$

où I_t et I_i sont les intensités acoustiques de l'onde transmise et de l'onde incidente respectivement, normales à la paroi. Toutefois, un paramètre utile pour le traitement subséquent est la transparence en champ diffus (hypothèse appuyée plus loin). Le calcul de τ_d est effectué dans [Berry, 2014, p. 255] et permet d'obtenir :

$$\tau_d(\omega) = 2 \int_0^{\pi/2} \tau(\omega, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (4)$$

Ces transparences sont calculées pour tous les systèmes étudiés et présentées dans leurs sous-sections respectives. Elles permettent de déterminer l'affaiblissement que procure l'encoffrement ainsi que la perte par insertion.

2.2 Affaiblissement

L'affaiblissement permet de caractériser la capacité de l'encoffrement à atténuer le rayonnement de la source. En effet, l'affaiblissement est défini comme :

$$R = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{\tau_d} \right) \quad (5)$$

Ainsi, plus la transparence en champ diffus est petite, plus l'affaiblissement est élevé. Comme démontré dans la sous-section suivante, il intervient dans le calcul de la perte par insertion.

2.3 Perte par insertion

L'indice de perte par insertion quant à lui, permet de quantifier l'efficacité de l'encoffrement par la comparaison de la puissance transmise avec et sans encoffrement. Il est défini par :

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{\sum_i |P_{i,sans}(\omega)|^2}{\sum_i |P_{i,avec}(\omega)|^2} \right) \quad (6)$$

Toutefois, dans l'hypothèse du champ diffus et des ondes planes (voir section 3), on considère que toutes les plaques ont une influence équivalente et que les ondes de pression incidentes sans encoffrement sont normalisées en amplitude ce qui permet de réécrire :

$$IL = 10 \log_{10} \frac{1}{|P_{i,avec}(\omega)|^2} = 10 \log_{10} \frac{1}{(\tau_d)} \quad (7)$$

Puisque l'intensité acoustique incidente est proportionnelle à la pression au carré ($I = \frac{p^2}{\rho_0 c}$), on retrouve l'indice d'affaiblissement. Pour cette raison, l'efficacité des différents systèmes étudiés par la suite est basée sur les courbes d'affaiblissement en dB en fonction de la fréquence.

2.4 Perte par insertion globale

On rappelle la définition présentée à l'équation 6 :

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{\int \sum_i |P_{i,sans}(\omega)|^2 d\omega}{\int \sum_i |P_{i,avec}(\omega)|^2 d\omega} \right) \quad (8)$$

Ainsi, selon la relation 7, on obtient :

$$IL_G = 10 \log_{10} \left(\int \frac{1}{\tau_d} d\omega \right) \quad (9)$$

Finalement, le critère d'évaluation final (IL_M) fait intervenir la loi de masse :

$$IL_M = IL_G - 10 \log_{10}(M^2) \quad (10)$$

où M est la masse totale du système d'encoffrement.

3 Hypothèses pour la modélisation

La modélisation de l'affaiblissement de l'encoffrement acoustique est faite en appliquant un certain nombre d'hypothèses pour résoudre le problème de manière analytique.

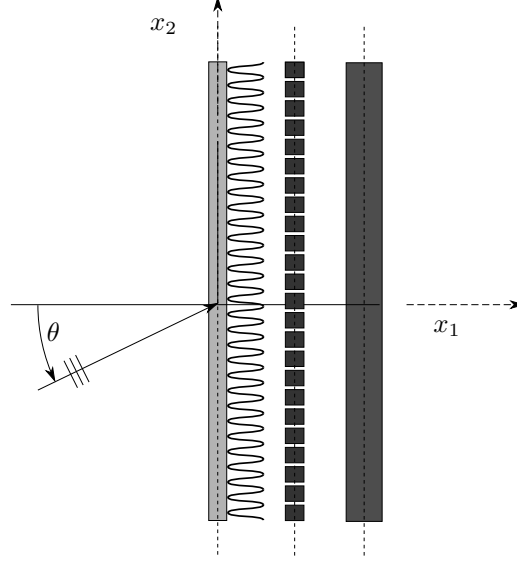


FIGURE 2 – Système de parois multicouche infinies en incidence quelconque

3.1 Source omnidirectionnelle créant un champ diffus

La première hypothèse concerne la source à traiter. Pour les simulations, la source sera considérée à directivité monopolaire et génératrice d'un champ diffus (voir section 3.3) Ainsi les différentes parois de l'encoffrement seront modélisées comme soumises à la même excitation acoustique.

3.2 Plaques infinies

Pour nos modèles, on ne fera l'étude que sur une paroi parmi toutes les parois de l'encoffrement. En effet comme on fait l'hypothèse que la source génère un champ diffus, toutes les parois sont soumises à la même excitation acoustique. Les parois étant choisies identiques, l'étude d'une seule d'entre elles pour caractériser la perte par insertion de l'encoffrement est suffisante.

On considère que les différentes couches qui composent la paroi sont infinies dans les directions x_2 et x_3 comme présentées dans le schéma 2. Cette hypothèse permet de traiter le problème sans considérer un comportement modal de la paroi, mais uniquement en propagation d'ondes. Il s'agit d'une simplification par rapport à la réalité où les dimensions finies de l'encoffrement induisent un comportement modal des parois. Cependant l'étude d'une plaque infinie permet d'obtenir une solution analytique qui donnera des résultats suffisants pour prévoir le comportement de l'encoffrement.

3.3 Champ diffus

Les différentes configurations de parois étudiées par la suite seront considérées en champ diffus. Le champ diffus est formé d'une infinité d'ondes planes d'incidences aléatoires. Ainsi lorsque la transparence de la paroi $\tau(\omega, \theta)$ est connue pour une onde plane d'incidence θ on a $\tau_d(\omega)$ qui est donné par l'équation 11 [Berry, 2014, p. 255], rappelée ici :

$$\tau_d(\omega) = 2 \int_0^{\pi/2} \tau(\omega, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (11)$$

4 Orientations pour le choix du système de paroi

La critère utilisé pour mesurer la performance de la paroi prend en compte l'affaiblissement et la loi de masse. Ainsi, plus la configuration retenue est lourde, plus la note sera basse. Au contraire, plus l'affaiblissement est grand, meilleure sera la note. On sait cependant que plus le système est massif, plus l'affaiblissement sera

grand [Berry, 2014]. Il faut alors trouver un bon compromis entre affaiblissement et masse. Dans les sections qui suivent plusieurs configurations sont modélisées et le meilleur compromis sera retenu.

5 Système plaque seule

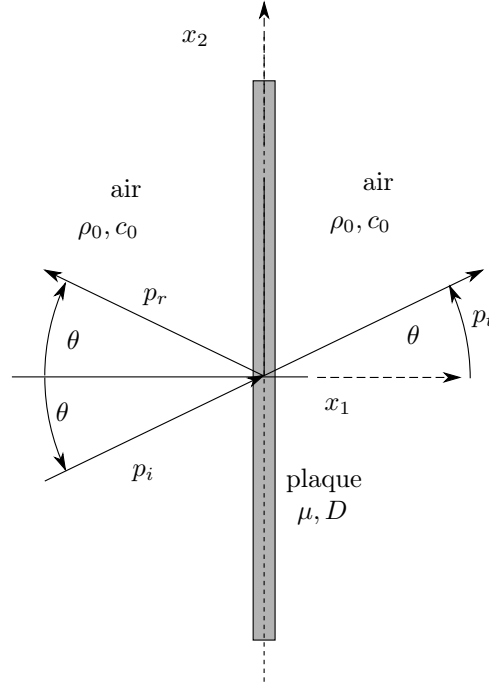


FIGURE 3 – Paroi composée d’une plaque seule


Le système plaque seule est schématisé sur la figure 3. La plaque de masse surfacique μ et de rigidité de flexion D est excitée par une onde plane p_i d’incidence θ et de nombre d’onde k . Une onde réfléchie p_r et une onde transmise p_t apparaissent alors. De même qu’une onde de flexion dans la plaque.

On rappelle ici le résultat de la transparence pour une plaque seule. Pour une démonstration, voir par exemple [Berry, 2014, p. 240] :

$$\tau_{\text{simple}}(\omega, \theta) = \omega^2 \frac{(\rho_0 c_0)^2}{\cos(\theta)^2} \frac{4}{\left| -\omega^2 \mu + D k^4 \sin(\theta)^4 + \frac{2\rho_0 c_0 \omega}{i \cos(\theta)} \right|^2} \quad (12)$$

On rappelle également la définition de la fréquence de coïncidence pour une plaque seule. A cette fréquence le nombre d’onde dans la plaque égale celui projeté dans le fluide [Berry, 2014, p. 250] :

$$f_{\text{coin}}(\theta) = \frac{c_0^2}{2\pi \sin(\theta)^2} \sqrt{\frac{\mu}{D}} \quad (13)$$

Sur  figure 4 on peut observer l’affaiblissement pour une plaque seule en bois avec les propriétés suivantes :

- $\rho_0 = 1.2 \text{ kg/m}^3$, masse volumique de l’air
- $c_0 = 340 \text{ m/s}$, vitesse du son dans l’air
- $h = 1.25 \text{ cm}$, épaisseur de la plaque
- $\rho = 664 \text{ kg/m}^3$, masse volumique de la plaque
- $\mu = \rho h$, masse surfacique de la plaque
- $E = 3 \times 10^9 \text{ Pa}$, module d’Young de la plaque
- $\nu = 0.6$, coefficient de Poisson de la plaque
- $D = \frac{E h^3}{12(1 - \nu^2)}$, rigidité de flexion de la plaque
- $\theta = 30^\circ$, pour le cas d’une onde plane d’incidence θ



La courbe en trait plein représente l’affaiblissement en champ diffus, et la courbe en trait discontinu l’affaiblissement pour une onde plane d’incidence 30° . Pour la paroi en incidence de 30° , les tendances sont alors les suivantes : Jusqu’à la fréquence de coïncidence, la paroi suit la loi de masse avec une augmentation de l’affaiblissement de +6 dB/octave pour le case d’une onde plane d’incidence fixée. Au delà de la fréquence de

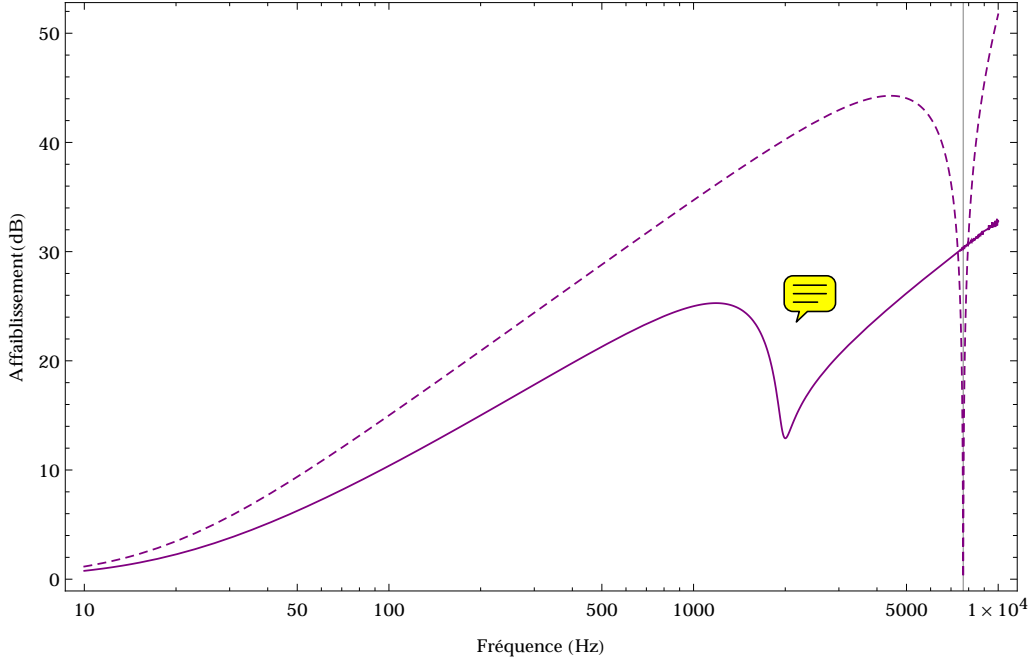


FIGURE 4 – Affaiblissement pour une plaque seule en champ diffus (trait plein) et pour une onde plane d’incidence 30° (trait discontinu). $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$. La fréquence de coïncidence vaut ici $f_{\text{coin}}(30^\circ) = 7676$ Hz.

coïncidence, l’affaiblissement suit la loi de raideur avec une augmentation de +18 dB/octave [Berry, 2014, p. 245].

Pour le champ diffus, la pente en basse fréquence est inférieure à +6 dB/octave [Berry, 2014, p. 256]. Le point d’inflexion est présent vers 1920 Hz, qui correspond à la fréquence de coïncidence pour une incidence rasante ($\theta = 90^\circ$), ou la fréquence critique. Le phénomène de coïncidence est étalé [Berry, 2014, p. 258]. Au delà, la pente croît de +9 dB/octave.

En conclusion, l’affaiblissement est assez faible en basse fréquence et n’augmente que lentement dans la présente configuration. La loi de masse régit principalement le comportement de la paroi dans les zones fréquentielles à traiter. Suivant l’indicateur de performance utilisé (voir section 2.4), cette configuration de paroi n’est pas la plus adaptée. On s’oriente par la suite sur des systèmes de paroi multicouches.

6 Système plaque-air-plaque

On s’oriente à présent vers un système de paroi plaque-air-plaque. Le schéma est présenté à la figure 5. Ce problème fait l’objet du devoir 6 du cours de GMC 721. On rappelle simplement les équations du problème et les résultats. Pour plus de détails se référer à [Berry, 2014].

Le système d’onde est le suivant : Une onde plane p_i d’incidence θ et d’amplitude unitaire excite la plaque 1. Une onde réfléchie $p_{1,2}$, une onde de flexion dans la plaque w_1 et une onde transmise $p_{2,1}$ apparaissent. Ceci excite alors la plaque 2 : une onde de flexion w_2 , transmise p_t et réfléchie $p_{2,2}$ sont également présentes. Les milieux acoustiques étant les mêmes (air : ρ_0, c_0), tous les angles sont identiques (loi de réfraction). Les différentes ondes avec les mêmes vecteurs d’onde sont combinées. On a alors (avec la convention temporelle $e^{-i\omega t}$) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} p_{1,1} = 1 e^{jk \cos(\theta)x_1 + jk \sin(\theta)x_2 - j\omega t} & \forall x_1 \in]-\infty, 0] \\ p_{1,2} = P_{1,2} e^{-jk \cos(\theta)x_1 + jk \sin(\theta)x_2 - j\omega t} & \forall x_1 \in]-\infty, 0] \\ p_{2,1} = P_{2,1} e^{jk \cos(\theta)x_1 + jk \sin(\theta)x_2 - j\omega t} & \forall x_1 \in [0, e] \\ p_{2,2} = P_{2,2} e^{-jk \cos(\theta)x_1 + jk \sin(\theta)x_2 - j\omega t} & \forall x_1 \in [0, e] \\ p_3 = P_3 e^{jk \cos(\theta)x_1 + jk \sin(\theta)x_2 - j\omega t} & \forall x_1 \in [e, +\infty[\\ w_1 = W_1 e^{jk_p x_2 - j\omega t} & x_1 = 0 \\ w_2 = W_2 e^{jk_p x_2 - j\omega t} & x_1 = e \end{array} \right. \quad (14)$$

L’équation des ondes dans l’air, la continuité des vitesses normales aux interfaces air-plaque, et l’équation du

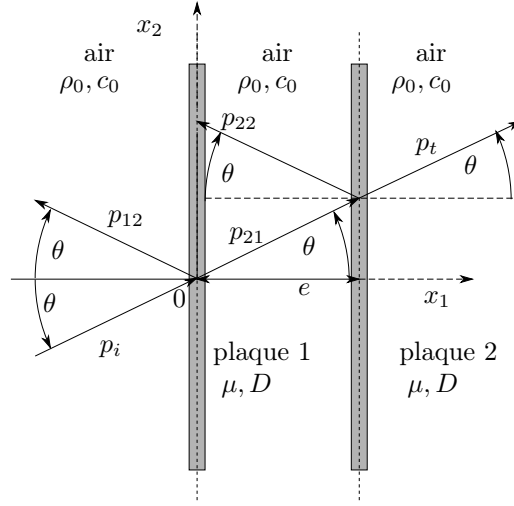


FIGURE 5 – Système de parois multicouches infinies en incidence quelconque

mouvement des plaques permettent d'obtenir le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} W_1(-\mu\omega^2 + Dk_p^4)e^{jk\sin(\theta)x_2} = (1 + P_{1,2} - P_{2,1} - P_{2,2})e^{jk\sin(\theta)x_2} \\ W_2(-\mu\omega^2 + Dk_p^4)e^{jk\sin(\theta)x_2} = (P_{2,1} + P_{2,2}e^{-2jk\cos(\theta)x_1} - P_3)e^{jk\sin(\theta)x_2 + jk\cos(\theta)e} \\ jk\cos(\theta)e^{jk\sin(\theta)x_2}(1 - P_{1,2}) = \rho_0\omega^2 W_1 e^{jk_p x_2} \\ jk\cos(\theta)e^{jk\sin(\theta)x_2}(P_{2,1} - P_{2,2}) = \rho_0\omega^2 W_1 e^{jk_p x_2} \\ jk\cos(\theta)e^{jk\sin(\theta)x_2 + jk\cos(\theta)e}(P_{2,1} - P_{2,2}e^{-2jk\cos(\theta)e}) = \rho_0\omega^2 W_2 e^{jk_p x_2} \\ jk\cos(\theta)e^{jk\sin(\theta)x_2 + jk\cos(\theta)e} P_3 = \rho_0\omega^2 W_2 e^{jk_p x_2} \end{cases} \quad (15)$$

Ces équations étant valables $\forall x_2$, on a la relation $k_p = k\sin(\theta)$ et les termes exponentielles fonctions de x_2 se simplifient :

$$\begin{cases} W_1(-\mu\omega^2 + D(k\sin(\theta))^4) = (1 + P_{1,2} - P_{2,1} - P_{2,2}) \\ W_2(-\mu\omega^2 + D(k\sin(\theta))^4) = (P_{2,1} + P_{2,2}e^{-2jk\cos(\theta)e} - P_3)e^{jk\cos(\theta)e} \\ jk\cos(\theta)(1 - P_{1,2}) = \rho_0\omega^2 W_1 \\ jk\cos(\theta)(P_{2,1} - P_{2,2}) = \rho_0\omega^2 W_1 \\ jk\cos(\theta)e^{jk\cos(\theta)e}(P_{2,1} - P_{2,2}e^{-2jk\cos(\theta)e}) = \rho_0\omega^2 W_2 \\ jk\cos(\theta)e^{jk\cos(\theta)e} P_3 = \rho_0\omega^2 W_2 \end{cases} \quad (16)$$

On résout ce système d'équation (MATHEMATICA ©) pour trouver $W_1, W_2, P_{1,2}, P_{2,1}, P_{2,2}, P_t$ et l'affaiblissement de la paroi. Sur la figure 6 on observe l'affaiblissement pour une paroi plaque-air-plaque en bleu et pour une paroi simple en violet. Les parois sont excitées par une onde plane d'incidence $\theta = 30^\circ$. Pour la double paroi, la distance entre les plaque est de $e = 7.5$ cm. Les paramètres du problème sont les mêmes que dans le cas d'une plaque seule (voir les paramètres section 5). Dans l'ensemble, l'affaiblissement du système double paroi est meilleur qu'un système à une seule paroi.

On définit les fréquences particulières suivantes :

$$\begin{cases} f_{\text{resp}}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\rho_0 c_0^2}{e\mu \cos(\theta)^2}} \\ f_n(\theta) = \frac{nc_0}{2e} \frac{1}{\cos(\theta)} \end{cases} \quad (17)$$

La fréquence f_{resp} est appelée fréquence de "respiration". Il s'agit de la fréquence où les deux parois vibrent en opposition de phase [Chazot, 2006]. Elle vaut ici $f_{\text{resp}} = 123$ Hz. En dessous de cette fréquence, l'affaiblissement croît de +6 dB par octave, puis de +18 dB par octave après cette fréquence [Chazot, 2006, p. 38]. À la fréquence de respiration, le système rayonne fortement d'où la diminution de l'affaiblissement. Plus loin, la fréquence de coïncidence $f_{\text{coïn}} = 7676$ Hz diminue également la réponse du système. Enfin, en plus hautes fréquences, on retrouve la croissance en +18 dB par octave (loi de raideur). Cependant, les résonances de la lame d'air entre les deux parois, qui se produisent aux fréquences f_n , diminuent l'affaiblissement et donc la performance de la paroi (en vert sur la figure 6). Sur la figure 7, on peut observer les résultats pour une paroi simple (violet) et

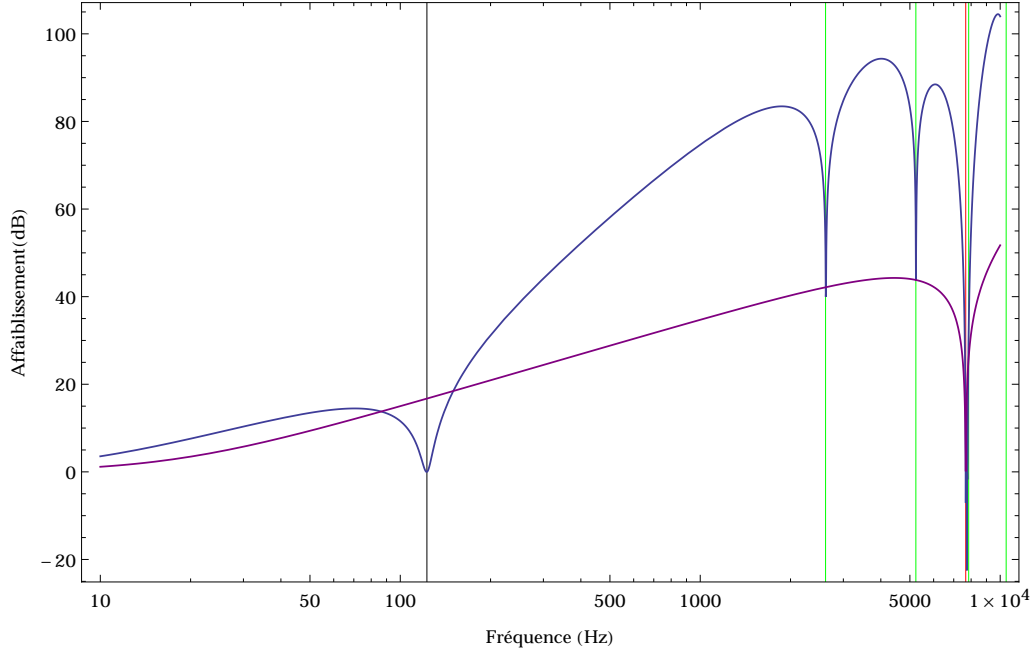


FIGURE 6 – Affaiblissement pour une double paroi (bleue) et pour une simple paroi (violet) pour une onde plane d’incidence 30° . $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm. La fréquence de coïncidence vaut ici $f_{\text{coin}}(30^\circ) = 7676$ Hz, la fréquence de respiration pour la double paroi $f_{\text{resp}}(30^\circ) = 123$ Hz

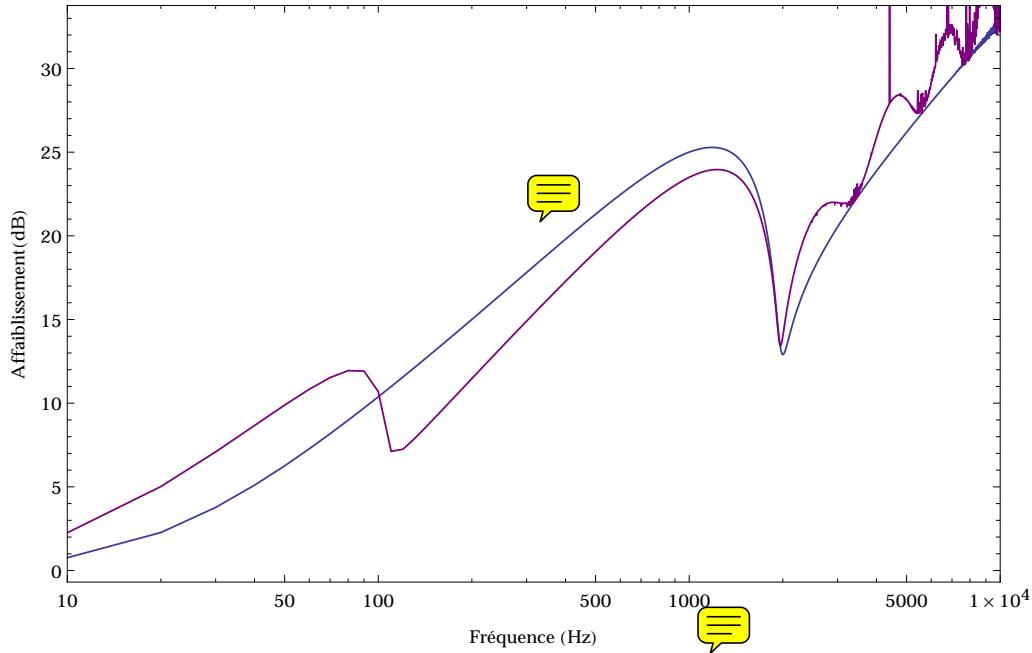


FIGURE 7 – Affaiblissement pour une double paroi (bleue) et pour une simple paroi (violet) en champ diffus. $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm.

double (bleue) excitées en champ diffus. Ces figures affichent les tendances importantes. Les résultats en hautes fréquences (> 2000 Hz) sont à considérer avec précaution. En effet, le calcul se fait à partir de la transparence en champ diffus (équation 11). C’est une moyenne sur toutes les incidences. Seulement, cette intégrale peut être difficile à évaluer numériquement [Berry, 2014, p. 255] car la fonction à intégrer peut varier énormément dans certaines régions fréquentielles. Le calcul est effectué sous MATHEMATICA © avec un temps de calcul raisonnable. Ainsi le résultat est obtenu rapidement au détriment de la précision. Deux fréquences sont à considérer pour l’analyse de ces résultats. La première est aux alentours de 120 Hz et correspond à la fréquence de respiration à l’incidence de $\theta = 90^\circ$. La seconde correspond à la fréquence de coïncidence pour cette même incidence. En effet, la paroi est la moins efficace en incidence rasante [Berry, 2014]. Pour contrer ces phénomènes

on pourrait employer un matériau absorbant entre les deux parois. L'amortissement alors introduit améliorerait l'affaiblissement aux fréquences de résonance de la lame d'air. De même, l'introduction d'amortissement dans les plaques améliorerait les performances à la fréquence de coïncidence et de respiration.

7 Utilisation du principe de résonateur de Helmholtz

Une autre approche qui permettrait de limiter la masse tout en augmentant l'efficacité d'un système double paroi est l'emploi de résonateur de Helmholtz pour contrôler l'affaiblissement aux fréquences de respiration, de coïncidence, voire de résonance de la lame d'air. Cette idée n'est pas nouvelle et a déjà fait l'objet de plusieurs recherches. Ainsi, dans [Prydz et Wirt, 1990] on propose d'utiliser un réseau de résonateurs d'Helmoltz à l'intérieur de la double paroi pour améliorer l'affaiblissement autour de la fréquence de respiration. Le dispositif proposé est visible sur figure 8. On retrouve un dispositif légèrement différent dans [Mao et Pietrzko, 2005] où les résonateurs sont réparties autour des parois, sur les côtés. De même dans [Mason et Fahy, 1988]. Dans [Mao et Pietrzko, 2005], l'auteur montre que la fréquence de résonance des résonateurs n'est pas forcément celle de respiration du système double paroi. Bien que ces systèmes peuvent améliorer l'affaiblissement autour de

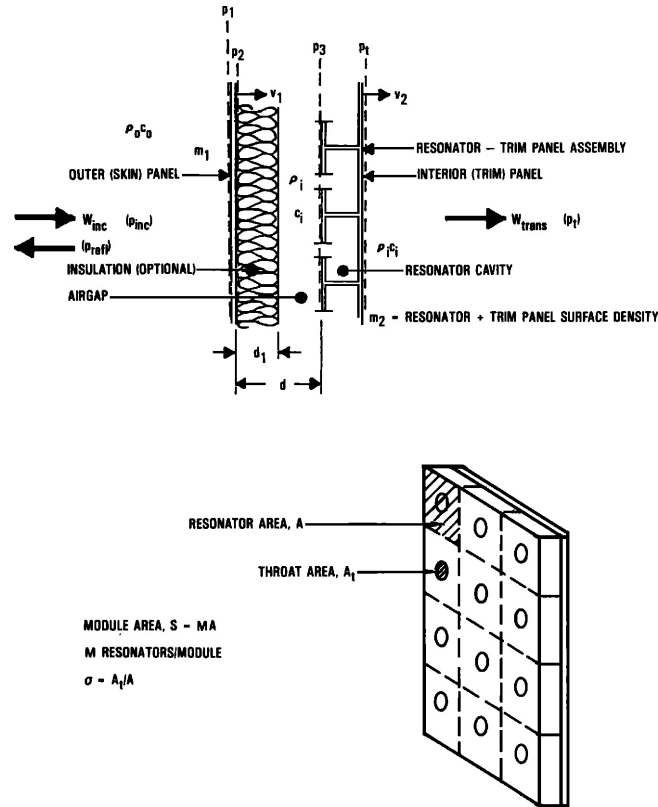


FIGURE 8 – Système de paroi proposé dans [Prydz et Wirt, 1990], utilisant des résonateurs de Helmholtz (graphique tiré du même article)

fréquences sélectionnées, il est observé que cela peut aussi détériorer l'affaiblissement en dehors de la bande fréquentielle à traiter [Prydz et Wirt, 1990].

Les panneaux perforés utilisent également le principe du résonateur d'Helmoltz. D'après [Everest, 2001, p. 218], on peut voir ces panneaux comme plusieurs résonateurs d'Helmoltz mis en réseau. Les parois entre chaque résonateur sont alors supprimées sans trop en affecter le comportement. Les résonateurs partageant alors la même cavité qui serait l'espace entre les plaques.

De récentes études montrent l'intérêt de l'utilisation de panneaux micro-perforés pour améliorer l'affaiblissement de système multi parois. Par exemple, [Sakagami *et al.*, 2010] [Putra et Ayob, 2011], [Ismail *et al.*, 2012] [Ismail *et al.*, 2011], [Toyoda *et al.*, 2010], [Putra *et al.*, 2013b] [Putra *et al.*, 2013a] [Putra et Ismail, 2014]

Dans le cadre de notre projet, pour le budget alloué de 100 \$, on cherche à s'orienter vers un système facilement réalisable. Un système à paroi perforée peut être envisageable. Une étude préliminaire est alors réalisé ci-après.



8 Système plaque perforée-air-plaque

Dans l'idée de contrôler certaines fréquences dans la courbe d'affaiblissement de la double paroi, on utilise l'approche proposée par [Putra *et al.*, 2013a]. La configuration choisie est visible sur la figure 9. A l'instar du problème précédent (plaque-air-plaque) où l'on travaillait en *pression-déplacement*, ici on choisit de travailler en *pression-vitesse*. La convention temporelle retenue pour ce problème est $e^{+i\omega t}$ pour rester cohérent avec le modèle de plaque perforée présenté dans [Putra *et al.*, 2013a].

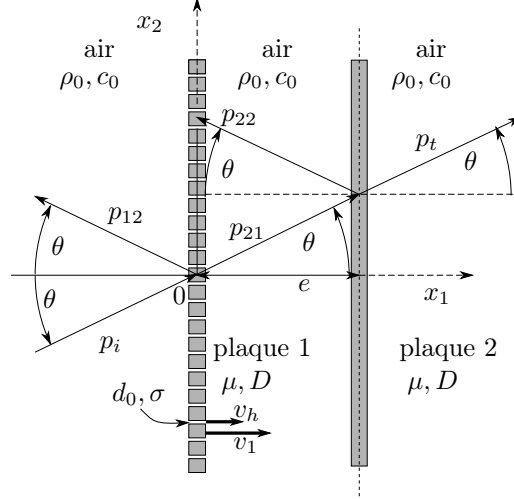


FIGURE 9 – Système de parois multicouches infinies en incidence quelconque

8.1 Système d'ondes

Le système d'ondes de ce problème est exprimé comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} p_{1,1} = 1 e^{-jk \cos(\theta)x_1 - jk \sin(\theta)x_2 + j\omega t} & \forall x_1 \in]-\infty, 0] \\ p_{1,2} = P_{1,2} e^{jk \cos(\theta)x_1 - jk \sin(\theta)x_2 + j\omega t} & \forall x_1 \in]-\infty, 0] \\ p_{2,1} = P_{2,1} e^{-jk \cos(\theta)x_1 - jk \sin(\theta)x_2 + j\omega t} & \forall x_1 \in [0, e] \\ p_{2,2} = P_{2,2} e^{+jk \cos(\theta)x_1 - jk \sin(\theta)x_2 + j\omega t} & \forall x_1 \in [0, e] \\ p_3 = P_3 e^{-jk \cos(\theta)x_1 - jk \sin(\theta)x_2 + j\omega t} & \forall x_1 \in [e, +\infty[\\ v_1 = V_1 e^{-jk_p x_2 + j\omega t} & x_1 = 0 \\ v_2 = V_2 e^{-jk_p x_2 + j\omega t} & x_1 = e \end{array} \right. \quad (18)$$

8.2 Équation de continuité

On exprime la continuité des vitesses particulière de chaque coté des plaques 1 et 2 en utilisant la relation d'Euler

$$v = -\frac{1}{i\rho_0\omega} \frac{\partial p}{\partial x_1} \quad (19)$$

On fait l'hypothèse que la pression entre les deux plaques est homogène et vaut $p_{2,1} + p_{2,2}$. C'est à dire $ke \ll 1$.

Pour la plaque 1

$$\left\{ \begin{array}{ll} Z_f V_m e^{-jk_p x_2} = \cos(\theta)(P_{1,2} - 1)e^{-ik \sin(\theta)x_2} & \text{En } x = 0^- \\ Z_f V_m e^{-jk_p x_2} = \cos(\theta)(P_{2,2} - P_{2,1})e^{-ik \sin(\theta)x_2} & \text{En } x = 0^+ \end{array} \right. \quad (20)$$

Avec $Z_f = \rho_0 c_0$ l'impédance caractéristique de l'air et V_m l'amplitude de la vitesse moyenne de la plaque 1 (voir section 8.4)

Pour la plaque 2

$$\left\{ \begin{array}{ll} Z_f V_2 e^{-jk_p x_2} = \cos(\theta)(P_{2,2} e^{ik \cos(\theta)e} - P_{2,1} e^{-ik \cos(\theta)e})e^{-ik \sin(\theta)x_2} & \text{En } x = e^- \\ Z_f V_2 e^{-jk_p x_2} = -\cos(\theta)P_3 e^{-ik \cos(\theta)e} e^{-ik \sin(\theta)x_2} & \text{En } x = e^+ \end{array} \right. \quad (21)$$

8.3 Équation du mouvement des plaques

Pour la plaque 1 qui est perforée, on considère une vitesse (équation (27) et figure 9) ou un déplacement qui est la moyenne du déplacement (ou de la vitesse) de la partie de la plaque non trouée et de la vitesse de l'air dans les trous. Ainsi la partie non trouée de la plaque 1 et la plaque 2 suivent l'équation du mouvement suivante :

$$\mu \frac{\partial^2 w_j}{\partial t^2} + D \nabla^4 w_j = \Delta p_j \quad (22)$$

où w_j est le déplacement transversal (suivant x_1) de la plaque $i = 1, 2$ et Δp_j est la différence de pression entre les deux cotés de la plaque j . La solution de cette équation est donnée par :

$$[-\omega^2 \mu + D(k \sin(\theta))^4] w_j = \Delta p_j \quad (23)$$

En exprimant cette équation en fonction des vitesses transversales $v_j = \frac{w_j}{i\omega}$ on obtient :

$$\underbrace{\frac{-\omega^2 \mu + D(k \sin(\theta))^4}{i\omega}}_{Z_j} V_j e^{-ik_p x_2} = \Delta p_j \quad (24)$$

Z_j représente l'impédance mécanique de la plaque j . En considérant le système d'onde du problème, on obtient les équations suivantes :

Pour la plaque 1

$$Z_1 V_1 e^{-ik_p x_2} = (1 + P_{1,2} - P_{2,1} - P_{2,2}) e^{-ik \sin(\theta) x_2} \quad (25)$$

Pour la plaque 2

$$Z_2 V_2 e^{-ik_p x_2} = (P_{2,1} e^{-ik \cos(\theta) e} + P_{2,2} e^{ik \cos(\theta) e} - P_3 e^{-ik \cos(\theta) e}) e^{-ik \sin(\theta) x_2} \quad (26)$$

8.4 Comportement de la plaque perforée

Le comportement acoustique de la plaque perforée suit le modèle de [Maa, 1975], utilisé dans [Putra *et al.*, 2013a]. Les paramètres de la plaque perforée sont les suivants :

- σ (%), le taux de perforation de la plaque
- d_0 (m), les diamètres des trous dans la plaque, considérés cylindriques



La vitesse moyenne de la plaque est composée de la vitesse de l'air dans les trous et de la vitesse particulière de la plaque [Takahashi et Tanaka, 2002].

$$v_m = v_1(1 - \sigma) + \sigma v_h \quad (27)$$

Le comportement de l'air dans les trous peut se caractériser par l'impédance donnée par Maa [Maa, 1975] :

$$\begin{cases} Z_0 = Z_{0,R} + Z_{0,I} \\ Z_{0,R} = 32 \frac{\nu_0 h}{d_0^2} \left(\left(1 + \frac{X_0^2}{32} \right)^{1/2} + \frac{\sqrt{2} X_0 d_0}{8 h} \right) \\ Z_{0,I} = i \rho_0 \omega h \left(1 + \left(9 + \frac{X_0^2}{2} \right)^{-1/2} + \frac{8 d_0}{3\pi h} \right) \\ X_0 = \frac{d_0}{2} \left(\frac{\omega \rho_0}{\nu_0} \right)^{1/2} \end{cases} \quad (28)$$

$\nu_0 = 1.8 \times 10^{-5}$ Ns/m² est la viscosité de l'air. La partie réelle $Z_{0,R}$ représente les effets visqueux alors que la partie imaginaire représente la réactance de l'inertie de l'air [Putra *et al.*, 2013a]. On a alors la différence de pression de part et d'autre de la plaque perforée donnée par :

$$Z_{0,R}(V_h - V_1) + Z_{0,I} V_h = \Delta p \quad (29)$$

En utilisant l'équation et (27) on obtient

$$\Delta p = (V_m - V_1 \gamma) \frac{Z_0}{\sigma} \quad (30)$$

avec $\gamma = 1 - \frac{Z_{0,I}}{Z_0}$. Finalement, en utilisant l'équation (24) on obtient :

$$Z_1 v_1 = (V_m - V_1 \gamma) \frac{Z_0}{\sigma} \quad (31)$$

8.5 Système d'équation

Le système d'équation obtenu est un système à 7 équations et 7 inconnues : $V_m, V_2, V_1, P_{1,2}, P_{2,2}, P_{2,1}, P_3$

$$\begin{cases} Z_f V_m e^{-jk_p x_2} = \cos(\theta)(P_{1,2} - 1)e^{-ik \sin(\theta)x_2} \\ Z_f V_m e^{-jk_p x_2} = \cos(\theta)(P_{2,2} - P_{2,1})e^{-ik \sin(\theta)x_2} \\ Z_f V_2 e^{-jk_p x_2} = \cos(\theta)(P_{2,2}e^{ik \cos(\theta)e} - P_{2,1}e^{-ik \cos(\theta)e})e^{-ik \sin(\theta)x_2} \\ Z_f V_2 e^{-jk_p x_2} = -\cos(\theta)P_3 e^{-ik \cos(\theta)e} e^{-ik \sin(\theta)x_2} \\ Z_1 V_1 e^{-ik_p x_2} = (1 + P_{1,2} - P_{2,1} - P_{2,2})e^{-ik \sin(\theta)x_2} \\ Z_2 V_2 e^{-ik_p x_2} = (P_{2,1}e^{-ik \cos(\theta)e} + P_{2,2}e^{ik \cos(\theta)e} - P_3 e^{-ik \cos(\theta)e})e^{-ik \sin(\theta)x_2} \\ Z_1 v_1 = (V_m - V_1 \gamma) \frac{Z_0}{\sigma} \end{cases} \quad (32)$$

Ces équations étant valables $\forall x_2$, on a $k_p = k$ et le système se simplifie en :

$$\begin{cases} Z_f V_m = \cos(\theta)(P_{1,2} - 1) \\ Z_f V_m = \cos(\theta)(P_{2,2} - P_{2,1}) \\ Z_f V_2 = \cos(\theta)(P_{2,2}e^{ik \cos(\theta)e} - P_{2,1}e^{-ik \cos(\theta)e}) \\ Z_f V_2 = -\cos(\theta)P_3 e^{-ik \cos(\theta)e} \\ Z_1 V_1 = (1 + P_{1,2} - P_{2,1} - P_{2,2}) \\ Z_2 V_2 = (P_{2,1}e^{-ik \cos(\theta)e} + P_{2,2}e^{ik \cos(\theta)e} - P_3 e^{-ik \cos(\theta)e}) \\ Z_1 v_1 = (V_m - V_1 \gamma) \frac{Z_0}{\sigma} \end{cases} \quad (33)$$

8.6 Validité du modèle

Pour tester la validité du modèle de plaque perforée, on observe le résultat obtenu pour une double paroi classique et une double paroi avec un plaque très peu perforée : diamètre des trous très petit $d_0 = 0.1$ mm et en très petite proportion $\sigma = 0.5$ %. Sur la figure 10 on observe que le modèle tend vers celui d'une paroi plaque-air-plaque lorsque les trous sont très peu nombreux et de très petit diamètre.

8.7 Résultats

Sur la figure 11 on peut observer l'affaiblissement d'une double paroi avec les mêmes paramètre que précédemment dont la première plaque est perforée avec $d_0 = 5$ mm et $\sigma = 5$ %. On remarque que l'affaiblissement à la fréquence de respiration est amélioré, mais au détriment du reste du spectre. Plusieurs configurations de perforations réalistes (réalisable en pratique avec une perceuse et un foret du commerce) ont été testées mais aucune n'a montré de résultats satisfaisant. En effet, compte tenu de l'indicateur de performance qui prend en compte la performance de la paroi sur une large bande fréquentielle, la solution avec une paroi perforée avec des trous réalisable facilement n'est finalement pas adaptée ici.

On cherchera par la suite à utiliser des parois multicouches composées de plaques, de couches de poreux, voire de lame d'air. L'estimation de l'affaiblissement obtenue est faite à l'aide de la méthode des matrices de transfert.

9 Matrice de transfert

Afin de déterminer la configuration idéale de l'encoffrement à construire, un modèle basé sur les matrices de transfert à été effectué. Les matrices de transfert consistent en une excellente approche afin de tester différentes configurations. En effet, en faisant une approche analytique comme décrite pour une double paroi (section 6) et une double paroi dont l'une est perforée (8), on obtient un système d'équations à résoudre de plus en plus conséquent. L'approche par matrice de transfert propose de travailler en *pression-vitesse* et à chaque sous système (lame d'air, parois, couche poreuse) est attribué une matrice de transfert reliant la pression acoustique ainsi que la vitesse des ondes à l'entrée de ce sous système avec la pression et vitesse en sortie.

L'hypothèse sous-jacente à cette approche est que les dimensions des systèmes étudiés sont telles que l'épaisseur est beaucoup plus petite que les deux autres dimensions (plaques infinies). Ainsi, la matrice de transfert (T) composée de 4 coefficients est défini comme :

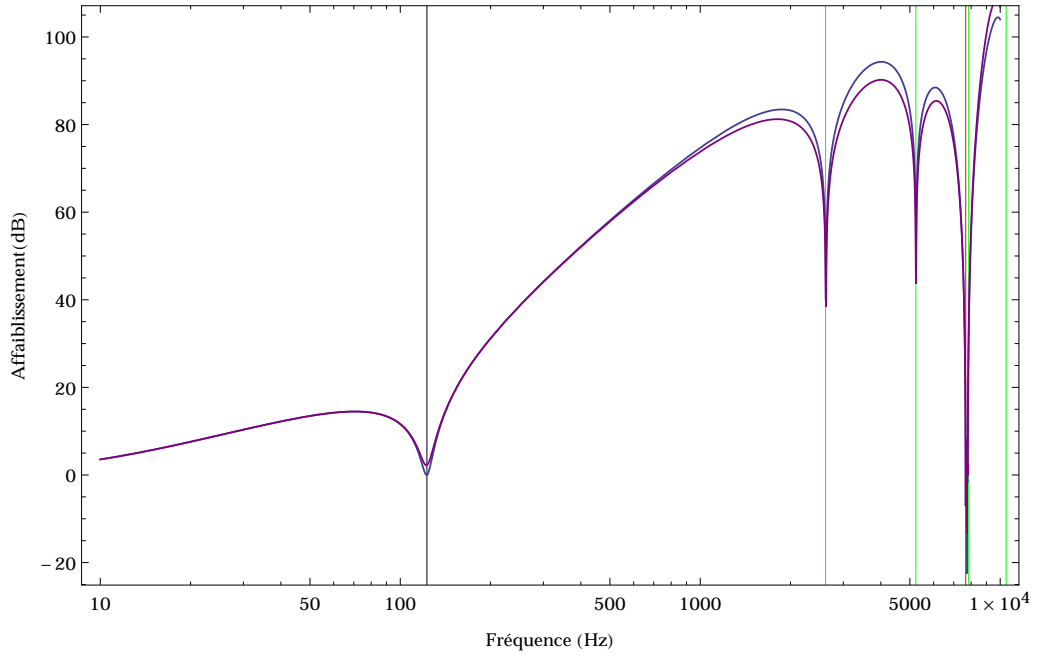


FIGURE 10 – Affaiblissement pour une plaque double (bleue) et une plaque double dont la première est très peu perforée (violet) : $\sigma = 0.5 \%$ $d_0 = 0.1$ mm. Les deux plaques sont excitées par une onde plane d'incidence 30° . $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm. La fréquence de coïncidence vaut ici $f_{\text{coin}}(30^\circ) = 7676$ Hz, la fréquence de respiration pour la double paroi $f_{\text{resp}}(30^\circ) = 123$ Hz

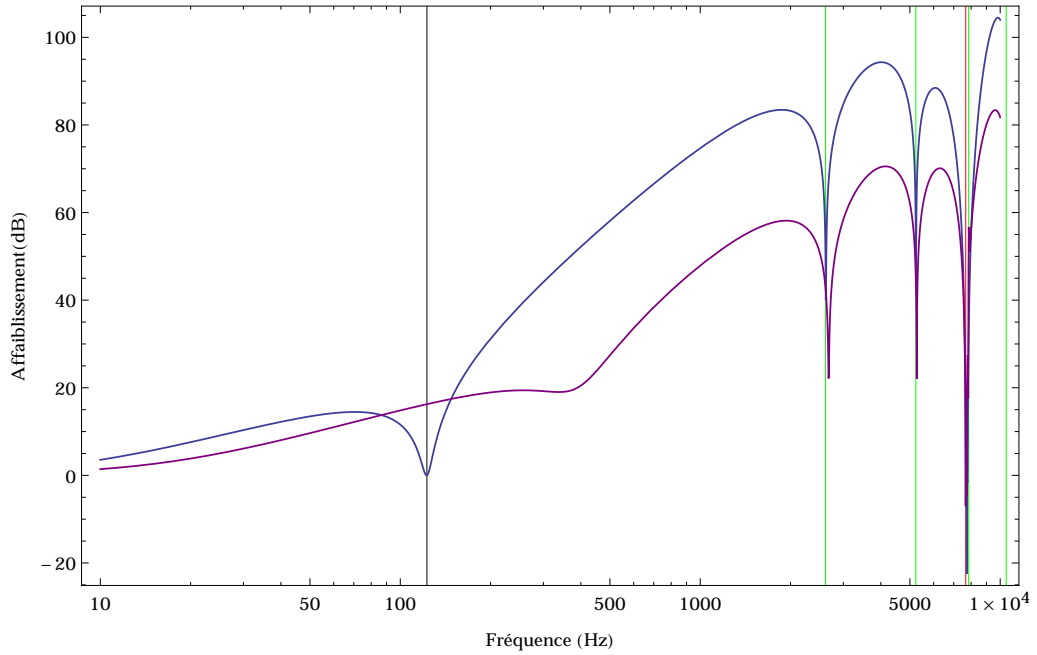


FIGURE 11 – Affaiblissement pour une plaque double (bleue) et une plaque double dont la première est perforée (violet) : $\sigma = 5 \%$ $d_0 = 5$ mm. Les deux plaques sont excitées par une onde plane d'incidence 30° . $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm. La fréquence de coïncidence vaut ici $f_{\text{coin}}(30^\circ) = 7676$ Hz, la fréquence de respiration pour la double paroi $f_{\text{resp}}(30^\circ) = 123$ Hz

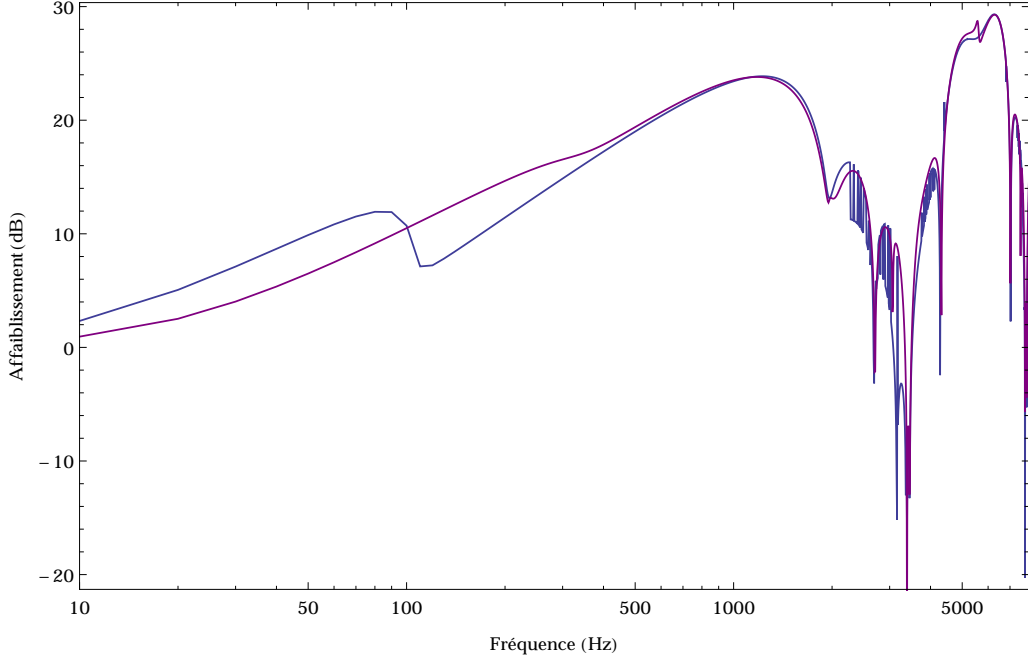


FIGURE 12 – Affaiblissement en champ diffus pour une plaque double (bleue) et une plaque double dont la première est perforée (violet) : $\sigma = 5 \%$ $d_0 = 5$ mm. $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm. La fréquence de coïncidence vaut ici $f_{\text{coïn}}(30^\circ) = 7676$ Hz, la fréquence de respiration pour la double paroi $f_{\text{resp}}(30^\circ) = 123$ Hz

$$\begin{bmatrix} p(M) \\ v(M) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p(M') \\ v(M') \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} p(M') \\ v(M') \end{bmatrix} \quad (34)$$

où le point M est à l'entrée du système étudié et le point M' à la sortie et où la vitesse considérée est la vitesse normale, celle dans la direction de l'épaisseur. Les matrices de transfert associées à des parois simples, à des lames d'air ainsi qu'à des couches de matériaux absorbants sont connues. Le développement afin d'obtenir ces matrices est effectué dans [Tageman, 2013] et ces résultats sont présentées dans les sous-sections suivantes.

9.1 Plaque

La matrice de transfert associée à une plaque seule est donnée par :

$$[T_{\text{panel}}] = \begin{bmatrix} 1 & Z_p \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (35)$$

où l'impédance Z_p est donnée par

$$Z_p = j\omega m \left[1 - (1 + j\eta) \sin^4 \theta \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right], \quad (36)$$

et où η est l'amortissement de la plaque, f la fréquence, f_c la fréquence critique et m la masse surfacique.

9.2 Fluide (lame d'air)

La matrice de transfert associée à l'effet du passage des ondes acoustiques à travers une lame d'air est présentée ci-bas.

$$[T_{\text{fluid}}] = \begin{bmatrix} \cos(kd \cos \theta) & j \frac{Z_f \sin(kd \cos \theta)}{\cos \theta} \\ j \frac{\sin(kd \cos \theta)}{Z_f} \cos \theta & \cos(kd \cos \theta) \end{bmatrix} \quad (37)$$

Dans cette matrice de transfert, Z_f est l'impédance caractéristique de l'air et d est l'épaisseur de la lame d'air.

9.3 Poreux



La matrice de transfert associée aux matériaux poreux est relativement semblable à celle associée aux couches de fluides. En effet, l'apparition de la porosité ($\sigma = V_{air}/V_{tt}$) et de l'impédance caractéristique du matériau poreux sont les seules différences entre les deux matrices de transfert .

$$\begin{bmatrix} T_{poreux} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kd \cos \theta) & j \frac{Z_c \sin(kd \cos \theta)}{\sigma \cos \theta} \\ j \frac{\sin(kd \cos \theta)}{Z_c} \sigma \cos \theta & \cos(kd \cos \theta) \end{bmatrix} \quad (38)$$

De plus, le modèle empirique de Delany & Bazley [Delany et Bazley, 1970] est utilisé afin de déterminer l'impédance caractéristique des matériaux poreux considérés (voir équation 39).

$$Z_c = \rho_0 c_0 [1 + E^{-0.754} - j \cdot 0.087 E^{-0.732}] \quad (39)$$

où $E = \rho_0 f / r$ avec f la fréquence et r la résistivité à l'écoulement.

9.4 Matrice de transfert totale et transparence

Ainsi, connaissant l'influence de chaque sous-système sur les pressions acoustiques et sur la vitesse des ondes, il est possible de tester les configurations désirées par la simple multiplication de ces matrices de transfert. Par exemple, si on s'intéresse à une double cloison (2 parois) séparées par une lame d'air, on obtient la matrice totale suivante :

$$\begin{bmatrix} T_{tot} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{panel} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} T_{fluid} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} T_{panel} \end{bmatrix} \quad (40)$$

Finalement, la transparence peut être obtenue par la relation suivante [Tageman, 2013] :

$$\tau = 4 \left| T_{11} + \frac{T_{12}}{Z_c} \cos \theta + \frac{Z_{c,1} T_{21}}{\cos \theta} + T_{22} \right|^{-2} \quad (41)$$

où les T_{ij} sont les coefficients de la matrice totale, respectivement notés comme dans l'équation 34.

9.5 Choix des matériaux

Afin de déterminer les différents paramètres de la boîte (matériaux, épaisseurs, largeurs, hauteurs), l'indice final IL_M a été implanté. La masse est obtenue en considérant la densité des matériaux choisies (les plaques sont de dimensions infinies). Après plusieurs simulations, en isolant les paramètres uns à uns, on obtient les meilleurs résultats en considérant :



- Laine de roche d'environ 10 cm d'épaisseur
- Plaque de contreplaqué de moins d'un cm
- Deuxième couche de laine de roche d'environ 10 cm d'épaisseur
- Deuxième plaque de contreplaqué de moins d'un cm

Toutefois, les choix étaient relativement restreints pour l'achat des matériaux. En raison du prix des plaques de contreplaqués, des plaques de MDF de 1.25 cm d'épaisseur ont été achetées. De plus en raison des épaisseurs disponibles en magasin, de la laine de roche de 7.5 cm d'épaisseur a été achetée (ROXUL ©Safe'n'Sound 16"). Les masses volumiques des plaques et de la mousse ont été estimées en prélevant des échantillons de volume connu et en mesurant leur masse. On obtient la masse volumique du MDF de 664 kg/m³ et celle de la laine de roche de 40.6 kg/m³.

Dans le modèle de poreux que l'on utilise ce n'est pas la masse volumique mais la résistance à l'écoulement ("*flow resistivity*" en anglais) qui est utilisée. On se réfère alors à [Wang et Torng, 2001, fig. 3] pour estimer ce paramètre. Ainsi pour une laine de roche de masse volumique $\simeq 40$ kg/m³ on obtient une résistance à l'écoulement de $\sigma_m = 7 \times 10^3$ Ns/m⁴.

Ces paramètres sont utilisés dans toutes les simulations à travers ce rapport.

9.6 Résultats

On observe sur les figures 13 et 14 les résultats pour un système plaque-air-plaque (bleue) un système poreux-plaque (vert) et un système poreux-plaque-poreux-plaque (violet) pour une onde plane d'incidence $\theta = 30^\circ$ (figure 13) et en champ diffus (figure 14).

L'affaiblissement est nettement meilleur dans le cas d'un système poreux-plaque-poreux-plaque. En tenant en compte la masse de trois systèmes dans l'indice IL_M , il en ressort que le système poreux-plaque-poreux-plaque est le plus performant. Nous nous lançons alors dans la réalisation d'un encoffrement basé sur cette configuration.

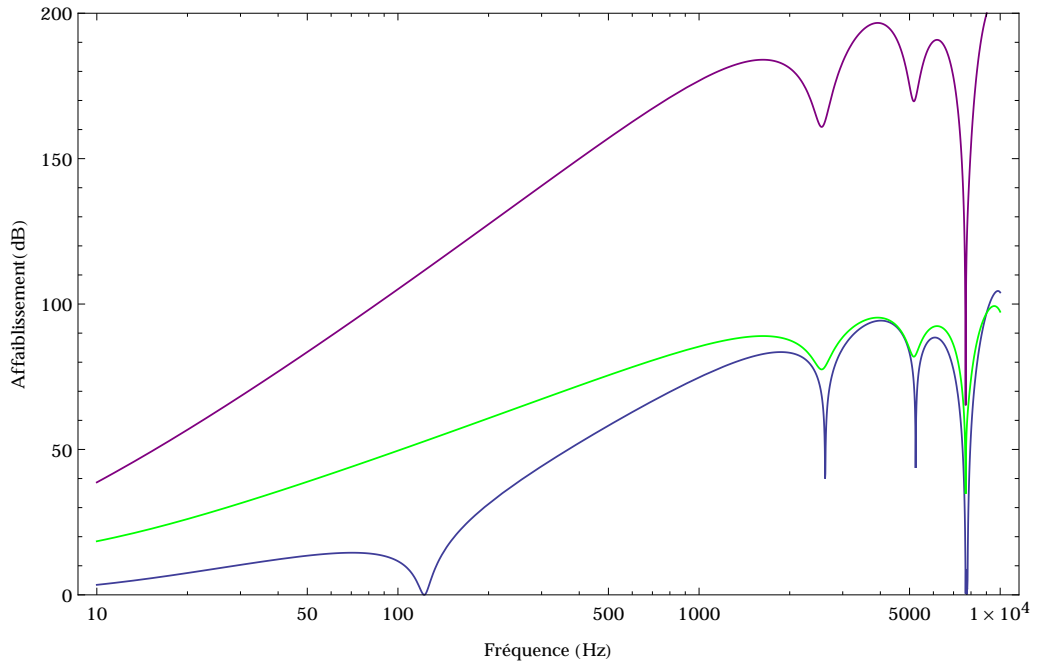


FIGURE 13 – Résultats obtenus par matrice de transfert pour un système plaque-air-plaque (bleue), un système poreux-plaque (vert) et un système poreux-plaque-poreux-plaque (violet). Les deux systèmes sont excités par une onde plane d'incidence $\theta = 30^\circ$. $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm (épaisseur du poreux), $\sigma_m = 7 \times 10^3$ Ns/m⁴.

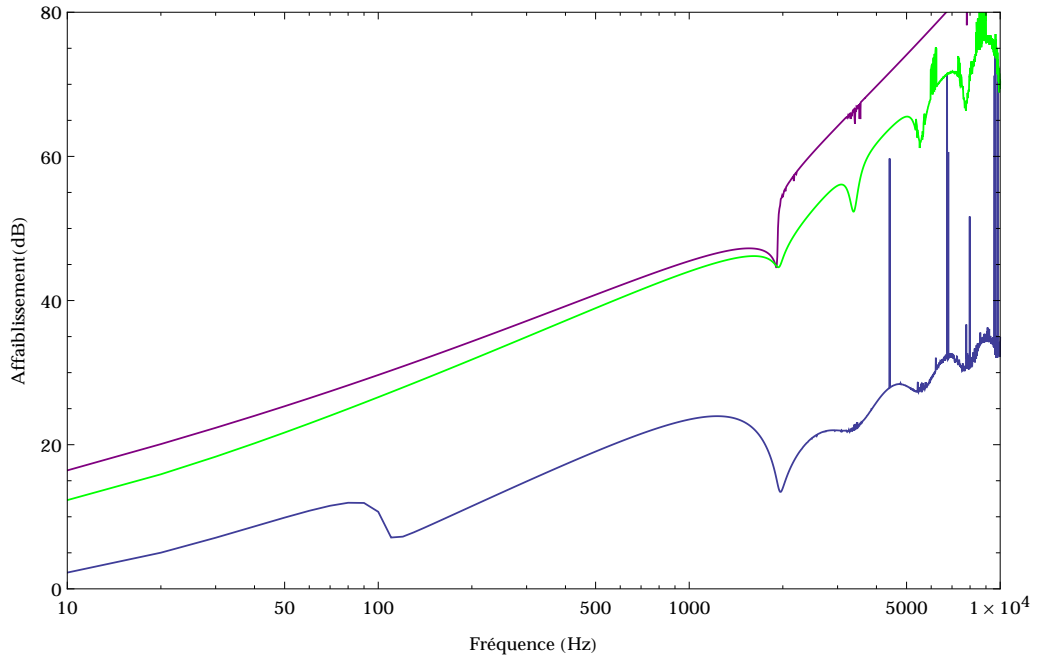


FIGURE 14 – Résultats obtenus par matrice de transfert pour un système plaque-air-plaque (bleue) et un système poreux-plaque-poreux-plaque (violet). Les deux systèmes sont excités en champ diffus. $h = 1.25$ cm, $\rho = 664$ kg/m³, $E = 3 \times 10^9$ Pa, $\nu = 0.6$, $e = 7.5$ cm (épaisseur du poreux), $\sigma_m = 7 \times 10^3$ Ns/m⁴.

10 Conception et fabrication

10.1 Conception sous SOLIDWORKS ©

Au vue des différentes simulations réalisées, la solution qui a été retenue est celle d'une double paroi, avec deux épaisseurs de laine de roche : l'une entre les deux plaques de MDF, et l'autre entre le haut-parleur et la paroi intérieure. La première étape avant la fabrication est de déterminer les dimensions de l'encoffrement sous le logiciel Solidworks ®. Lors du dimensionnement, il est important de garder en tête que l'un des critères important est la masse totale de l'encoffrement et qu'il est donc important d'éviter les charges inutiles. C'est pourquoi les différentes plaques de MDF et de laine de roche doivent être accolées les unes aux autres, sans toutefois comprimer les plaques de laines de verre afin de ne pas diminuer leurs performances acoustiques.

Le premier élément qui a été modélisé fut le haut-parleur (illustré en figure 15). Ensuite les plaques successives de laine de roche et de MDF furent ajoutées en respectant les contraintes précédentes. Le rendu final de l'encoffrement est illustré sur la figure 16.



FIGURE 15 – Modélisation du speaker.



FIGURE 16 – Modélisation sur ordinateur de l'encoffrement (vue intérieure de l'encoffrement).

Afin d'éviter de comprimer les plaques de laine de roche, des cylindres de mousse qui servent d'entretoise sont ajoutés entre les deux plaques inférieures des boîtes de MDF ainsi qu'en dessous du haut-parleur dans la plus petite boîte (figure 17). De plus, étant peu rigide, ces entretoises offrent l'avantage de limiter la transmission de vibrations solides.

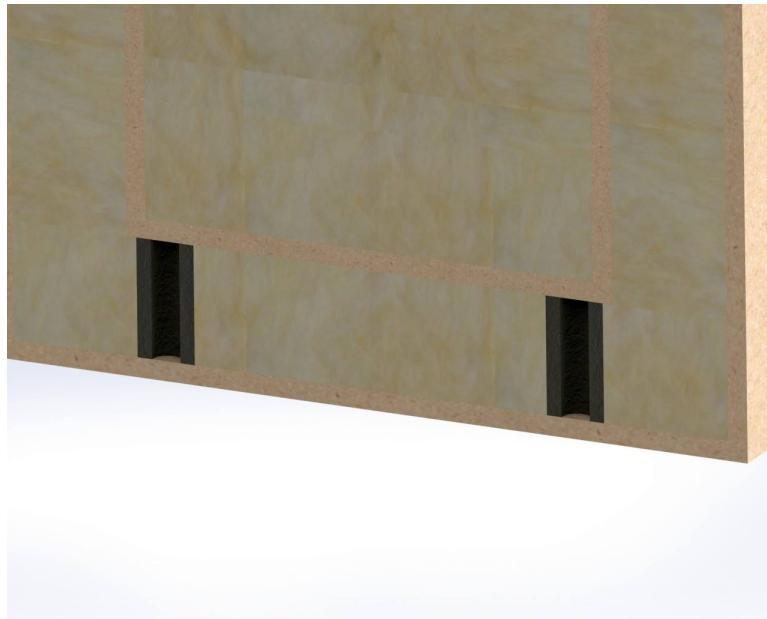


FIGURE 17 – Modélisation sur ordinateur des entretoises (cylindres de mousse).

10.2 Fabrication de l'encoffrement

L'étape suivante fut la fabrication de l'encoffrement. Pour cela nous avons dans un premier temps acheté les plaques de MDF et de laine de roche nécessaires. Connaissant la dimension d'une plaque entière de MDF disponible en magasin, nous avons pu déterminer grâce au plan suivant (figure 18) qu'une seule plaque était nécessaire. Concernant la laine de roche, étant donné qu'il est impossible d'acheter des plaques à l'unité, nous avons dû nous procurer un lot entier, ce qui nous assurait d'en avoir suffisamment.

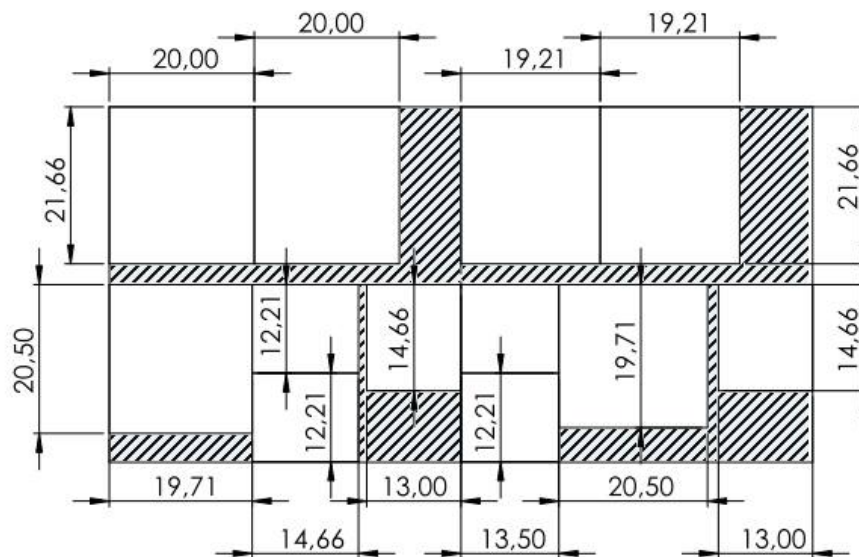


FIGURE 18 – Plan de la découpe réalisé sur la plaque de MDF.

Une fois les différentes plaques de MDF découpées, nous avons débuté par coller les plaques inférieures (i.e. sans le couvercle) à l'aide de colle à mastic PL PREMIUM ©, qui en plus d'être une colle adhésive extrêmement forte, aura l'avantage de servir de joint d'étanchéité au niveau des différents jointures entre les plaques. Ensuite, des vis ont été ajoutées entre chaque plaque afin de renforcer la structure. La laine de roche spéciale acoustique a ensuite été découpée soigneusement au stylet, et appliquée sur chaque paroi intérieure des boîtes. Les entretoises ont ensuite été ajoutées et nous avons pu mettre la boîte intérieure dans la plus grande. Des découpes ont été nécessaires pour assurer le passage des câbles d'alimentation du haut-parleur. Les couvercles des boîtes seront maintenus par des vis à bois, et l'étanchéité sera réalisée juste avant l'expérimentation par un

joint de silicone.

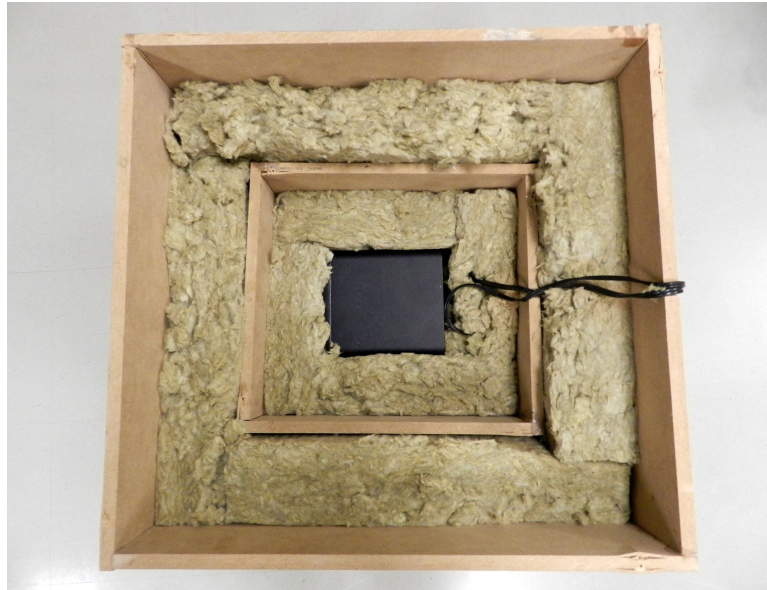


FIGURE 19 – Photo de la vue de dessus de l'encoffrement.



FIGURE 20 – Photo en vue isométrique de l'encoffrement.

11 Résultats expérimentaux et discussion

11.1 Affaiblissement

Les mesures ont été effectuées dans la chambre semi anéchoïque du laboratoire Jean Nicolas du Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS). Tel que présenté sur la figure 1, 5 micros entouraient l'encoffrement à une distance de 1.5 m. L'encoffrement était positionné sur une table recouverte d'un absorbant. De plus, de la laine de roche recouvrait le sol afin de diminuer les réflexions sur celui-ci. Des mesures ont été effectuées sans encoffrement et avec encoffrement afin de mesurer la perte par insertion de l'encoffrement. Les mesures avec encoffrement sont divisées en 2 parties : des mesures pour l'encoffrement complet (double cloison)

et d'autres mesures pour évaluer les performances de la cloison simple (coffre intérieur). Les résultats nous ont été envoyés sous forme d'histogrammes en bandes tiers d'octaves.

La figure 21 compare l'indice de perte par insertion pour les deux types d'encoffrement testés (paroi simple et double cloison) avec les résultats de simulation obtenus à l'aide des matrices de transfert en champ diffus.

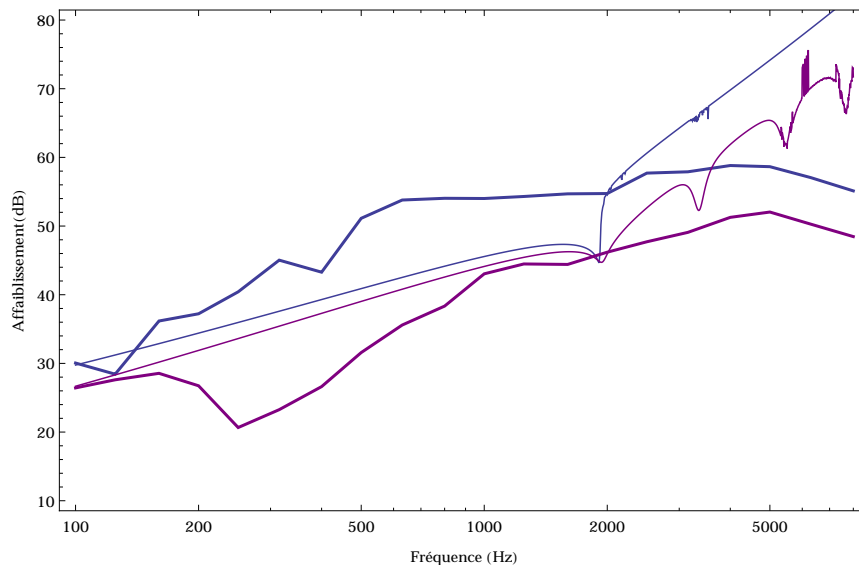


FIGURE 21 – Comparaison des simulations numériques (courbes fines) et mesures expérimentales (courbes épaisses) pour (a) l'encoffrement complet constitué d'une double cloison (courbes bleues) et (b) l'encoffrement intérieur constitué d'une seule cloison (courbes mauves).

En premier lieu, il est notable que les courbes associées à la double cloison sont supérieures aux courbes associées à la paroi simple. Il est donc possible d'affirmer, comme attendu, que la double cloison est plus performante que la simple cloison pour atténuer la source. Les simulations et les résultats expérimentaux restent dans les mêmes ordres de grandeur. Toutefois, les pentes et tendances des courbes mesurées se dissocient, parfois de manière notable, des résultats attendus.

Plusieurs facteurs influencent la représentativité des simulations effectuées. Premièrement, les mesures sont effectuées en bandes tiers d'octaves, contre une simulation effectuée de manière continue sur la bande fréquentielle considérée. Il est donc normal de percevoir de brusques variations le long des courbes de mesure.

Deuxièmement, il est probable que l'hypothèse de champ diffus, par laquelle le rayonnement incident sur toutes les plaques est équivalent, puisse être non applicable pour cette étude. En effet, les deux figures 22 et 23 présentent l'affaiblissement à deux positions autour de l'encoffrement. La figure 22 permet la visualisation de l'affaiblissement mesuré à l'aide du micro placé en face de la source tandis que la figure 23 la mesure réalisée par le micro placé derrière la source. Le comportement des différentes plaques n'est visiblement pas le même. L'affaiblissement mesuré par le micro placé derrière le haut-parleur est beaucoup plus faible que pour le micro placé en face de la source. Il semble y avoir une diminution de l'affaiblissement en haute fréquence. Par exemple, une différence de près de 20 dB est percevable sur ces différentes courbes autour de 8000 Hz. Les différentes plaques de l'encoffrement ne sont donc pas soumises à la même excitation acoustique. Cette différence peut remettre en question la validité de l'hypothèse du champ diffus.

Troisièmement, il est probable que nous ayons "trop" atténué la source et que nous ne mesurons que le bruit de fond de la pièce. En effet, le bruit de la source n'était plus du tout perceptible lors de la mesure avec l'encoffrement complet. Les microphones mesuraient alors le bruit de fond de la salle, du moins en haute fréquence. Ceci limitait alors le calcul de perte par insertion. En effet, en hautes-fréquences, on ne pouvait pas estimer de combien de décibel la source avait été atténuée par l'insertion de l'encoffrement. On observe bien sur les différentes figures que l'affaiblissement n'augmente presque plus après 2000 Hz et reste aux alentours de 60 dB. Malgré une tentative en augmentant le niveau de la source à son maximum (ce qui entraînait des non-linéarités significative de la réponse du haut-parleur), la mesure n'a pas été représentative. Une source plus puissante conjointe à l'utilisation de microphones à plus grande dynamique aurait permis de calculer un indice de perte par insertion plus réaliste.

Finalement, divers paramètres des modèles n'ont pas été considérés avec exactitude dans les simulations. Les masses volumiques ont été rapidement évaluées en mesurant le volume d'un échantillon de laine de roche et de MDF et en les pesant par la suite. De plus, la résistivité à l'écoulement de la laine de roche utilisée n'a pas été mesurée mais choisie dans un article de la littérature [Wang et Torng, 2001]. De même, les paramètres comme le coefficient de Poisson ou le module d'Young ont été choisis à partir de valeurs trouvées dans la littérature.

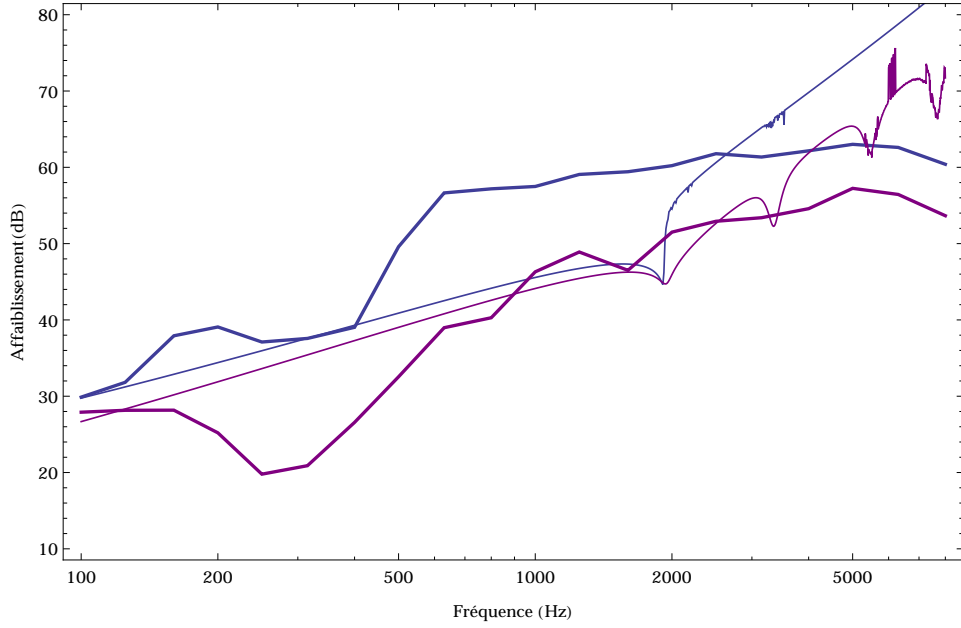


FIGURE 22 – Comparaison des simulations numériques (courbes fines) et mesures expérimentales (courbes épaisses) pour (a) l’encoffrement complet constitué d’une double cloison (courbes bleues) et (b) l’encoffrement intérieur constitué d’une seule cloison (courbes mauves) en ne considérant que le micro placé face à la source.

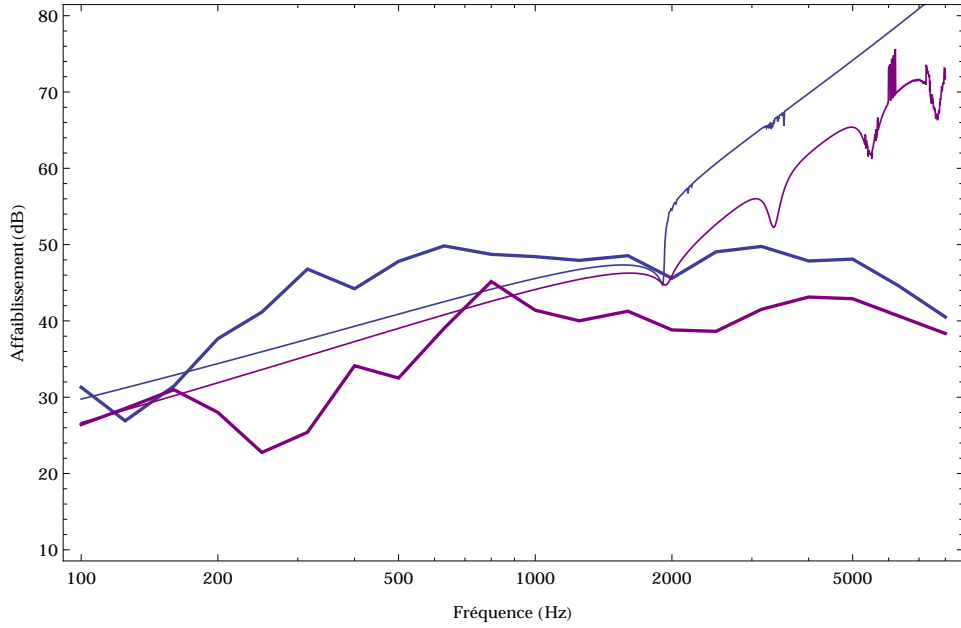


FIGURE 23 – Comparaison des simulations numériques (courbes fines) et mesures expérimentales (courbes épaisses) pour (a) l’encoffrement complet constitué d’une double cloison (courbes bleues) et (b) l’encoffrement intérieur constitué d’une seule cloison (courbes mauves) en ne considérant que le micro placé derrière la source.

Enfin, aucun amortissement n’a été modélisé dans les plaques. Cette accumulation d’approximation peut donc éloigner les simulations des résultats expérimentaux.

11.2 Perte par insertion Globale (IL_G et IL_M)

La perte par insertion telle que définit par l’équation 6, est évaluée pour les deux types d’encoffrement. Ils sont évalués à :

$$IL_{G,1parois} = 31.9 \text{ dB} \quad \text{et} \quad IL_{G,2parois} = 44.2 \text{ dB} . \quad (42)$$

On obtient une performance globale supérieure par la boîte constituée d’une double cloison devant celle à une seule cloison. Ayant mesuré les masses directement après les essais de performances des encoffrements, il est

possible de déterminer l'indicateur IL_M 10, rappelé ici :

$$IL_M = IL_G - 10 \log_{10}(M^2) \quad (43)$$

La masse totale de l'encoffrement à parois simple (incluant la laine de roche) a été mesurée à : 7.24 kg et la masse totale de l'encoffrement à double cloison avec la laine de roche a été mesurée à : 25.14 kg. Ainsi, les indicateurs de performances finaux sont de :

$$IL_{M,1parois} = 31.9 - 10 \log_{10}(7.24^2) \quad (44)$$

$$\approx 14.7 \text{ dB} \quad (45)$$

$$IL_{M,2parois} = 44.2 - 10 \log_{10}(25.14^2) \quad (46)$$

$$\approx 16.2 \text{ dB} \quad (47)$$

Au final, il est notable que l'encoffrement complet constitué d'une double cloison est plus performant que le simple encoffrement à une cloison pour atténuer le bruit blanc provenant d'un haut-parleur M-AUDIO DX4 © sur la gamme de fréquence considérée (100 Hz - 10000 Hz).

12 Conclusions

À travers toutes les étapes de conception et de fabrication d'un encoffrement idéal pour isoler le rayonnement d'une source sonore sur une large bande de fréquence, ce projet nous a permis de mettre en pratiques plusieurs notions pertinentes du cours GMC 721 : "Rayonnement acoustique des structures". L'étude de l'affaiblissement de parois multicouches en incidence quelconque et en champ diffus ont permis de déterminer un système d'encoffrement basé sur des parois poreux-plaque-poreux-plaque. En raison du budget de 100 \$ nous étant octroyé, l'encoffrement a été fabriqué à l'aide de plaques de MDF ainsi que de laine de roche. Les simulations effectuées à l'aide des matrices de transfert permette de prédire les tendances de l'affaiblissement sur toute la gamme de fréquence en considération. Au final, l'indicateur de performance de l'encoffrement réalisé a été évalué à 16,2. A la phase de conception, une idée originale était d'utiliser le résonateur de Helmholtz pour améliorer les performances d'une double paroi classique. Une paroi perforée s'est montré cependant inefficace si l'on considère l'affaiblissement sur une large bande. Une solution utilisant un réseau de résonateur à l'intérieur d'une double paroi aurait pu se relever plus efficace. Cependant la réalisation pratique n'a pas été retenu pour la simple raison qu'elle dépassait le budget autorisé (utilisation de parois en nids d'abeilles).

Annexe

Code *Mathematica*

Constantes

Air

```
In[1]:= c0 = 340; (* Vitesse de l'air *)
        ρ0 = 1.2; (* Masse volumique de l'air *)
        ν0 = 1.8 * 10-5; (* Viscosité de l'air *)
```

Plaques

```
In[4]:= h = 1.25 * 10-2; (* Épaisseur plaques *)
        ρ = 664; (* Masse volumique de la plaque 7850 : acier; 710 : bois *)
        ν = 0.6; (* Coefficient de poisson *)
        Young = 3 * 109; (* Module d'Young 3*109:bois *)
        μ = ρ * h; (* Masse surfacique *)
        DFlex =  $\frac{\text{Young} * h^3}{12 (1 - \nu^2)}$ ; (* Rigidité de flexion *)
        e = 7.5 * 10-2; (* Distance entre plaques *)
```

Paroi Simple

```
In[11]:= k = ω / c0;
```

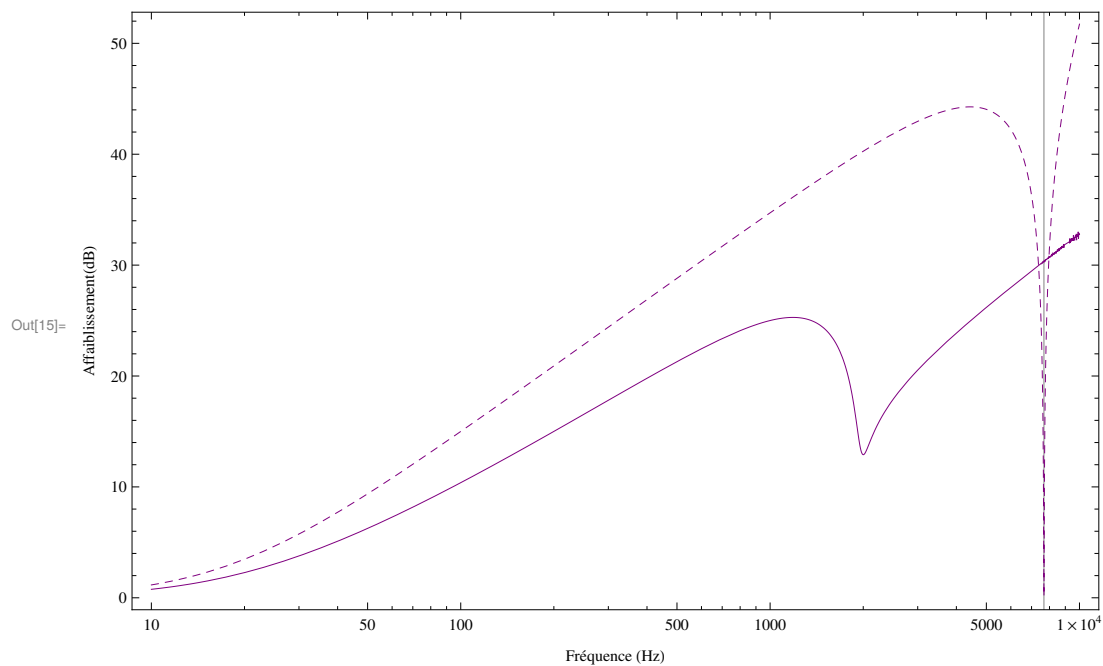
```
In[12]:= τsimple[f_, θ_] := ω2 *  $\frac{(\rho_0 c_0)^2}{\text{Cos}[\theta]^2}$  *  $\frac{4}{\text{Abs}[-\omega^2 \mu + \text{DFlex} k^4 \text{Sin}[\theta]^4 + \frac{2 \rho_0 \omega c_0}{i \text{Cos}[\theta]}]^2}$  /. ω → 2 π f
```

```
In[13]:= fcoin[θ_] :=  $\frac{c_0^2}{2 \pi \text{Sin}[\theta]^2} \sqrt{\frac{\mu}{\text{DFlex}}}$  ;
```

```
In[14]:= τsimplifiediffus[f_] :=
        2 * NIntegrate[τsimple[f, θ] * Cos[θ] * Sin[θ], {θ, 0 Degree, 90 Degree}];
```



```
In[15]:= Show[LogLinearPlot[-10 Log10[τsimple[f, 30 Degree]], {f, 10, 10 000},
  PlotStyle → {Purple, Dashed}, GridLines → {{fcoin[30 Degree]}, None}],
  LogLinearPlot[-10 Log10[τsimplifiediffus[f]], {f, 10, 10 000}, PlotStyle → {Purple}],
  ImageSize → Large, Frame → True,
  FrameLabel → {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement(dB)"}] // Quiet
```



```
In[16]:= fcoin[90 Degree]
```

```
Out[16]= 1918.99
```

Plaque perforée-air-plaque

```
In[17]:= Zf = ρ0 * c0;
```

$$Z2 = \frac{D\text{Flex}(k \sin[\theta])^4 - \mu \omega^2}{i \omega};$$

```
Zp = Z2;
```

```
In[20]:= sol = Solve[
```

```
  Zf vm == Cos[θ] (1 - P12) &&
```

```
  Zf vm == Cos[θ] (P21 - P22) &&
```

```
  Zf v2 == Cos[θ] (P21 Exp[-i k Cos[θ] e] - P22 Exp[i k Cos[θ] e]) &&
```

```
  Zf v2 == + P3 Cos[θ] Exp[-i Cos[θ] e] &&
```

```
  Zp vp == (vm - vp γ) Zo / σ &&
```

```
  Z2 v2 == P21 Exp[-i k Cos[θ] e] + P22 Exp[i k Cos[θ] e] - P3 Exp[-i k Cos[θ] e] &&
```

```
  Zp vp == 1 + P12 - P21 - P22, {vm, v2, vp, P12, P22, P21, P3}];
```

```

In[21]:= vp = vp /. sol[[1]];
vm = vm /. sol[[1]];
v2 = v2 /. sol[[1]];
P12 = P12 /. sol[[1]];
P21 = P21 /. sol[[1]];
P22 = P22 /. sol[[1]];
P3 = P3 /. sol[[1]];

```

Perforation

$$\text{In[28]:= } X_o = \frac{d_o}{2} \left(\frac{\omega \rho_0}{v_0} \right)^{1/2};$$

$$Z_{oi} = i \rho_0 \omega h \left(1 + \left(9 + \frac{X_o^2}{2} \right)^{-1/2} + \left(\frac{8}{3\pi} \right) \frac{d_o}{h} \right);$$

$$Z_{or} = (32 v_0 h) / d_o^2 \left((1 + X_o^2 / 32)^{1/2} + ((\sqrt{2} X_o) / 8) d_o / h \right);$$

$$Z_o = Z_{oi} + Z_{or};$$

$$Z = Z_o / \sigma;$$

$$\gamma = 1 - (Z_{oi} / Z);$$

```

In[34]:= rdouble[f_, ψ_, υ_, δ_] := Abs[P3]^2 /. ω → 2 π f /. σ → υ /. d_o → δ /. θ → ψ;

```

```

In[35]:= rdoublediffus[f_, υ_, δ_] :=
  2 * NIntegrate[rdouble[f, θ, υ, δ] * Cos[θ] * Sin[θ], {θ, 0 Degree, 90 Degree},
    Method → "GlobalAdaptive", MaxRecursion → 1000, AccuracyGoal → 50];

```

$$\text{In[36]:= } \text{fn}[n_, \theta_] := \frac{n c_0}{2 e} * \frac{1}{\text{Cos}[\theta]};$$

$$\text{fresp}[\theta_] := \frac{1}{2 \pi} \sqrt{\frac{2 \rho_0 c_0^2}{e \mu \text{Cos}[\theta]^2}};$$

```

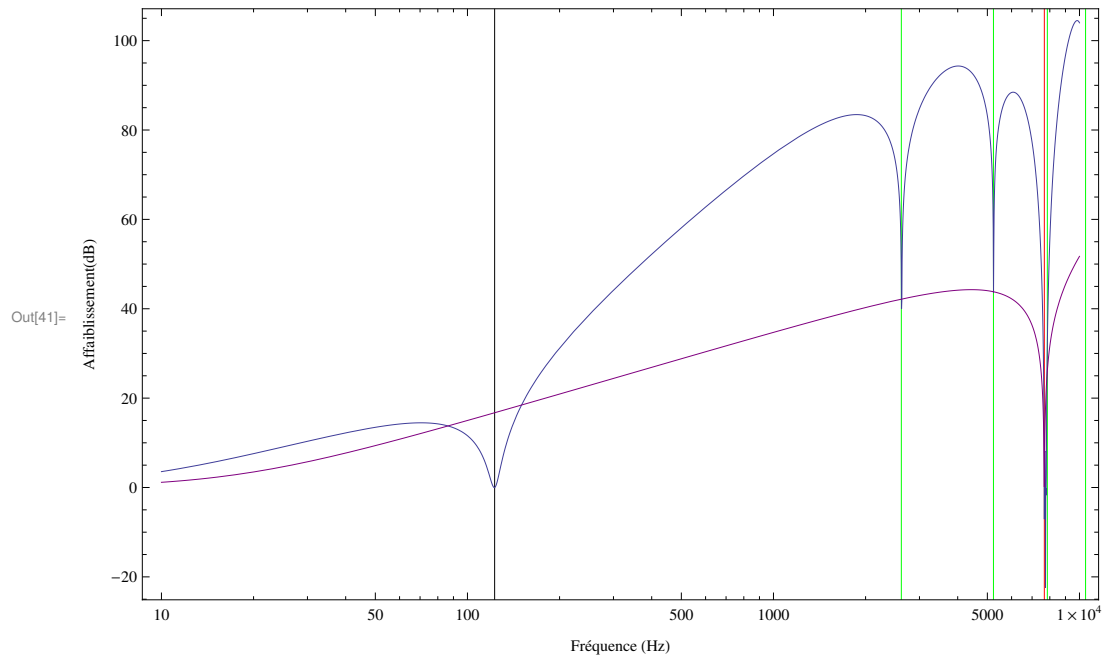
In[38]:= a = Table[{fn[i, 30 Degree], Green}, {i, 1, 10}];
a = Append[a, {fcoin[30 Degree], Red}];
a = Append[a, {fresp[30 Degree], Black}];

```

```

In[41]:= Show[LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau_{\text{double}}[f, 30 \text{ Degree}, 1 \times 10^{-9}, 1 \times 10^{-9}]$ ],
  {f, 10, 10 000}, GridLines -> {a, None}],
  LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau_{\text{simple}}[f, 30 \text{ Degree}]$ ],
  {f, 10, 10 000}, PlotStyle -> {Purple}],
  ImageSize -> Large, Frame -> True, FrameLabel ->
  {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)"}] // Quiet

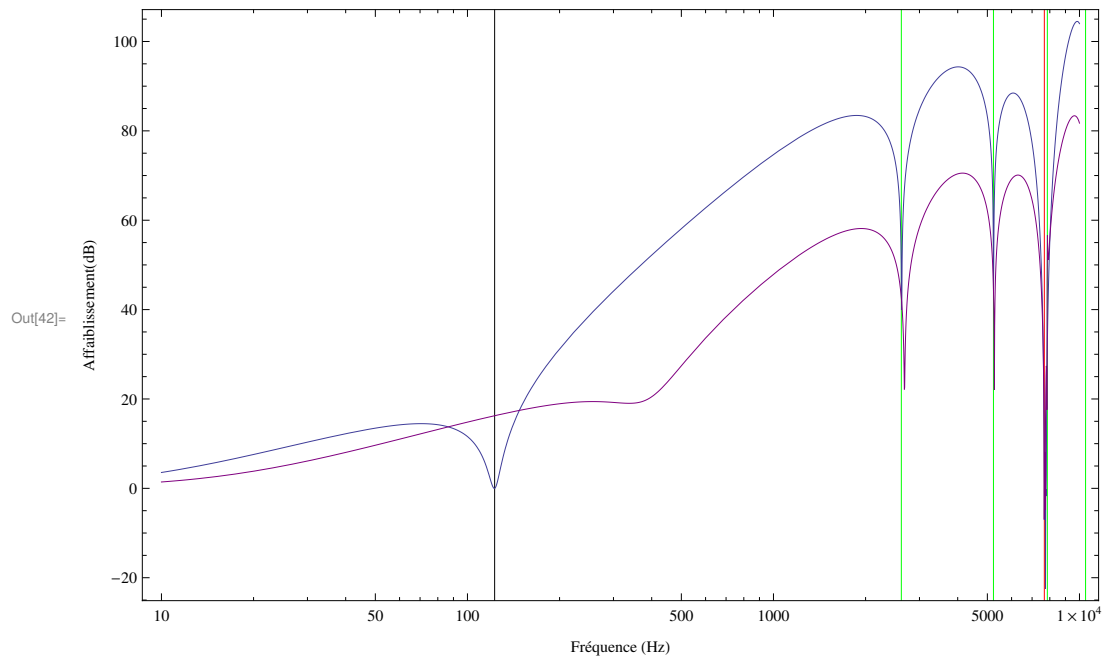
```



```

In[42]:= Show[LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau$ double[f, 30 Degree,  $1 \times 10^{-9}$ ,  $1 \times 10^{-9}$ ]],
  {f, 10, 10 000}, GridLines -> {a, None}],
  LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau$ double[f, 30 Degree,  $5 \times 10^{-2}$ ,  $5 \times 10^{-3}$ ]],
  {f, 10, 10 000}, PlotStyle -> Purple],
  ImageSize -> Large, Frame -> True, FrameLabel ->
  {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)}] // Quiet

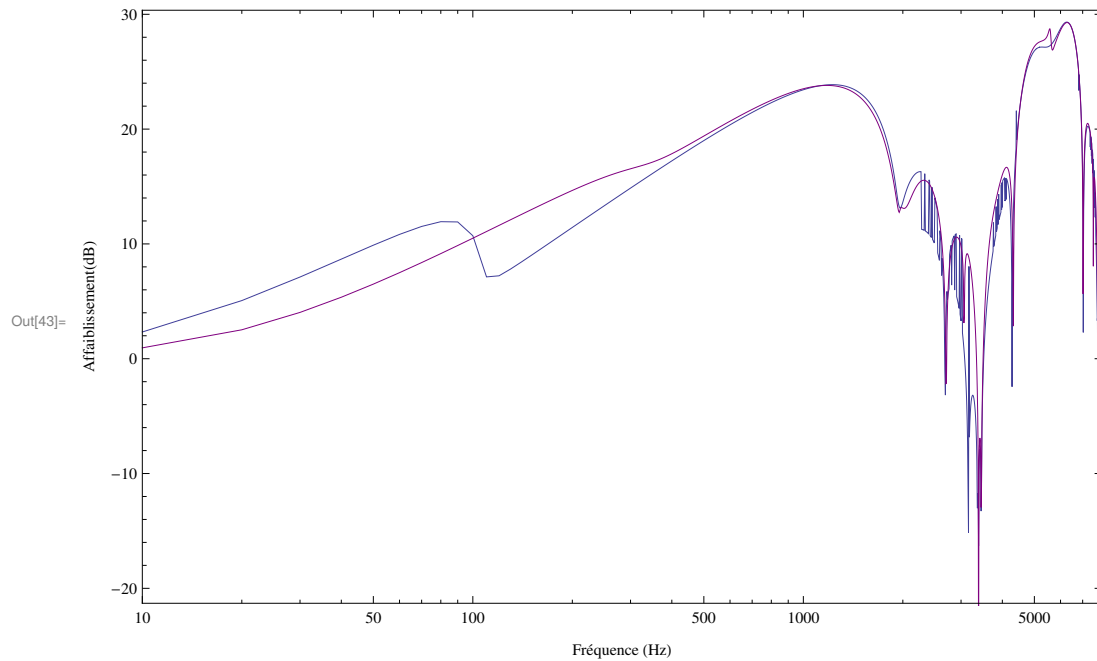
```



```

In[43]:= Show[ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ doublediffus[f,  $1 \cdot 10^{-9}$ ,  $1 \cdot 10^{-9}$ ]]}],
  {f, 10, 8000, 10}], Joined  $\rightarrow$  True, PlotRange  $\rightarrow$  {{10, 8000}, Automatic}],
  ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ doublediffus[f,  $5 \cdot 10^{-2}$ ,  $5 \cdot 10^{-3}$ ]]}],
  {f, 10, 8000, 10}], Joined  $\rightarrow$  True, PlotStyle  $\rightarrow$  Purple], ImageSize  $\rightarrow$  Large,
  Frame  $\rightarrow$  True, FrameLabel  $\rightarrow$  {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)"}] // Quiet

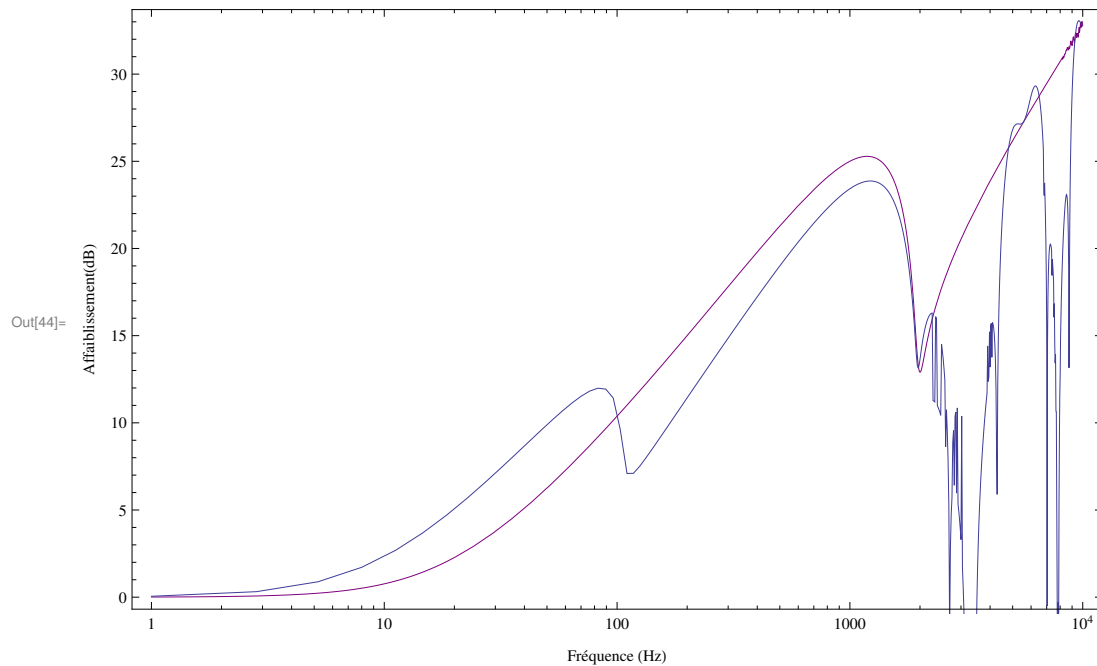
```



```

In[44]:= Show[
  LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau$ simplifiediffus[f]], {f, 1, 10 000}, PlotStyle -> {Purple}],
  ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ doublediffus[f,  $5 \cdot 10^{-9}$ ,  $5 \cdot 10^{-9}$ ]]},
    {f, Table[N[i^1.5], {i, 0, 10 000^(1 / 1.5)}]}],
    Joined -> True, PlotRange -> All], ImageSize -> Large, Frame -> True,
  FrameLabel -> {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)"}] // Quiet

```



```

In[45]:= (*Show[LogLogPlot[1/ $\tau$ simplifiediffus[f], {f, 10, 2000}, PlotStyle -> Purple],
  LogLogPlot[1/ $\tau$ doublediffus[f,  $1 \cdot 10^{-20}$ ,  $1 \cdot 10^{-20}$ ], {f, 10, 2000}], ImageSize -> Large,
  Frame -> True, FrameLabel -> {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)"}] // Quiet*)

```

```

In[46]:= fresp[30 Degree]

```

Out[46]= 122.689

```

In[47]:=
(*Import[
  "/Users/maximebilodeau/Desktop/Rapport/Mesures/The_Box/The_Box_complete/
  Complete_IL_moyenne_micros.mat"]

Import[
  "/Users/maximebilodeau/Desktop/Rapport/Mesures/The_Box/The_Box_interieur/
  Interior_IL_moyenne_micros.mat"]
*)

```

```
In[48]:= ydouble = {30.05329532798295`, 28.43085901370941`,
  36.172859224855586`, 37.22556935746367`, 40.42121598328929`,
  45.033708426682786`, 43.282162687403385`, 51.12875985536958`,
  53.78975052984976`, 54.042614375128665`, 54.01222201266496`,
  54.306148881388715`, 54.69024662113911`, 54.73454984084415`,
  57.71035248599294`, 57.90064041580494`, 58.8142852947264`,
  58.64608037682516`, 57.048881921763005`, 55.120711880887164`};
ysimple = {26.43057390443147`, 27.61017165385949`, 28.553483208375063`,
  26.73926569268677`, 20.659620769189758`, 23.26227587788749`,
  26.61985618788448`, 31.57784626000086`, 35.58817971476963`, 38.34527249455718`,
  43.04306496754174`, 44.47951703497695`, 44.411482852207406`,
  46.194951235938014`, 47.71157917592629`, 49.08010534186881`, 51.26694926682568`,
  52.04116174798223`, 50.27149946877198`, 48.46555937528112`};
```

```
In[50]:= x = {100, 125, 160, 200, 250, 315, 400, 500, 630,
  800, 1000, 1250, 1600, 2000, 2500, 3150, 4000, 5000, 6300, 8000}
```

```
Out[50]= {100, 125, 160, 200, 250, 315, 400, 500, 630, 800,
  1000, 1250, 1600, 2000, 2500, 3150, 4000, 5000, 6300, 8000}
```

```
In[51]:= (*Show[ListLogLinearPlot[
  Table[{ToExpression["x"<>ToString[i]],ydouble[[i]]},{i,1,20}],Joined→ True],
ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]],ysimple[[i]]},{i,1,20}],
  Joined→ True,PlotStyle→Purple],
LogLinearPlot[-10Log10[rsimplifiediffus[f]],{f,100,8000},PlotStyle→ {Purple}],
ListLogLinearPlot[Table[{f,-10Log10[rdoublediffus[f,1*10-9,1*10-9]]},
  {f,Table[N[i*(1.5*)],{i,100,8000*(1/1.5*)},10]}],
  Joined→True,PlotRange→ All],
ImageSize→ Large,Frame→ True,FrameLabel→
  {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)"}]//Quiet*)
```

Porous Layer

```
In[52]:= om = 7.103; (* Voir JSV 107(2) p 325 *)
```

$$\text{In[53]: } \Gamma = \frac{\omega}{c0} \left(0.189 * \left(\frac{\rho0 \omega}{2 \pi om} \right)^{-0.59} + i \left(1 + 0.0978 \left(\frac{\rho0 \omega}{2 \pi om} \right)^{-0.7} \right) \right);$$

```
d = 7.5 * 10-2; (* Epaisseur poreux *)
```

```
e = 7.5 * 10-2; (* Epaisseur lame d'air *)
```

Matrix Transfert Method

```
In[56]:= Clear[θ]
```

```

In[57]:= Tpanel =  $\begin{pmatrix} 1 & Zp \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ;

Tfluid =  $\begin{pmatrix} \cos[k e \cos[\theta]] & i \frac{\sin[k e \cos[\theta]]}{\cos[\theta]} Zf \\ i \frac{\sin[k e \cos[\theta]]}{Zf} \cos[\theta] & \cos[k e \cos[\theta]] \end{pmatrix}$ ;

Tporous =  $\begin{pmatrix} \cosh[r d \cos[\theta]] & \frac{\sinh[r d \cos[\theta]]}{\sigma m \cos[\theta]} Zf \\ \frac{\sinh[r d \cos[\theta]]}{Zf} \sigma m \cos[\theta] & \cosh[r d \cos[\theta]] \end{pmatrix}$ ;

In[60]:=  $\tau M[f_, \theta2_, Ttot_] :=$ 

$$4 * \text{Abs} \left[ Ttot[[1, 1]] + \frac{Ttot[[1, 2]]}{Zf} \cos[\theta] + \frac{Zf Ttot[[2, 1]]}{\cos[\theta]} + Ttot[[2, 2]] \right]^{-2} /.$$


$$\omega \rightarrow 2 \pi f /. \theta \rightarrow \theta2;$$

 $\tau Mdiffus[f_, Ttot_] := 2 * \text{NIntegrate}[\tau M[f, \theta, Ttot] * \cos[\theta] * \sin[\theta],$ 

$$\{\theta, 0 \text{ Degree}, 90 \text{ Degree}\}];$$


In[62]:= TtotSimple = Tporous.Tpanel;
TtotDouble = Tporous.Tpanel.Tporous.Tpanel;

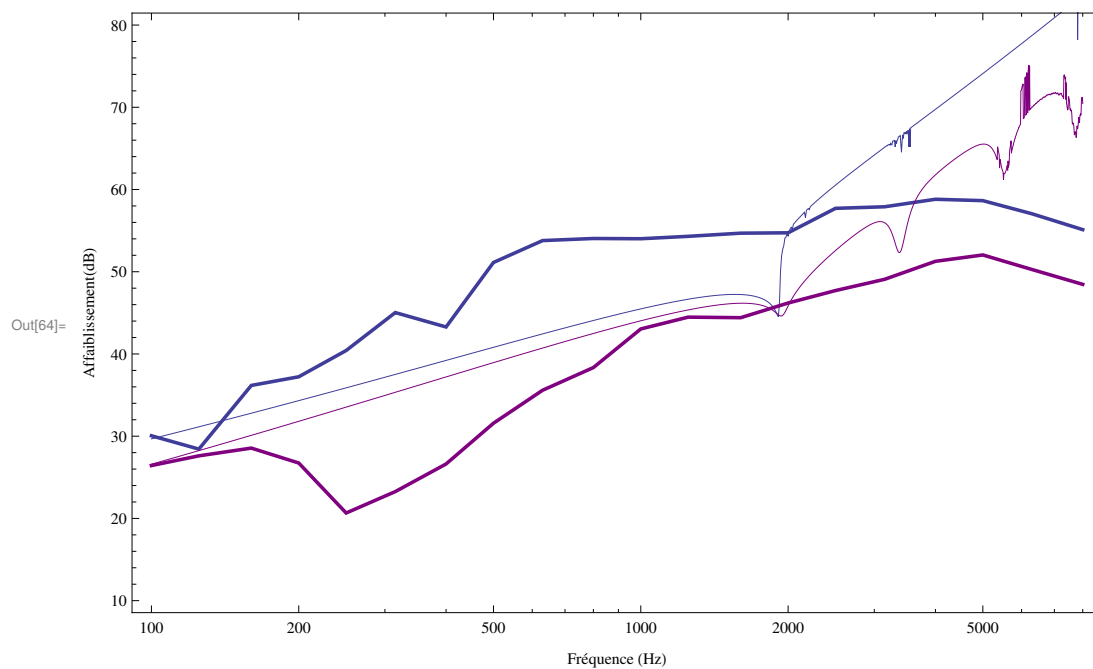
```



```

In[64]:= Show[ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ Mdiffus[f, TtotDouble]]},
    {f, 100, 8000, 10}], Joined → True] // Quiet,
ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]], ydouble[[i]]}, {i, 1, 20}],
    Joined → True, PlotStyle → Thick],
ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ Mdiffus[f, TtotSimple]]},
    {f, 100, 8000, 10}], Joined → True, PlotStyle → {Purple}] // Quiet,
ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]], ysimple[[i]]}, {i, 1, 20}],
    Joined → True, PlotStyle → {Purple, Thick}],
ImageSize → Large, Frame → True, FrameLabel → {"Fréquence (Hz)",
    "Affaiblissement (dB)"}, PlotRange → {Automatic, {10, 80}}] // Quiet

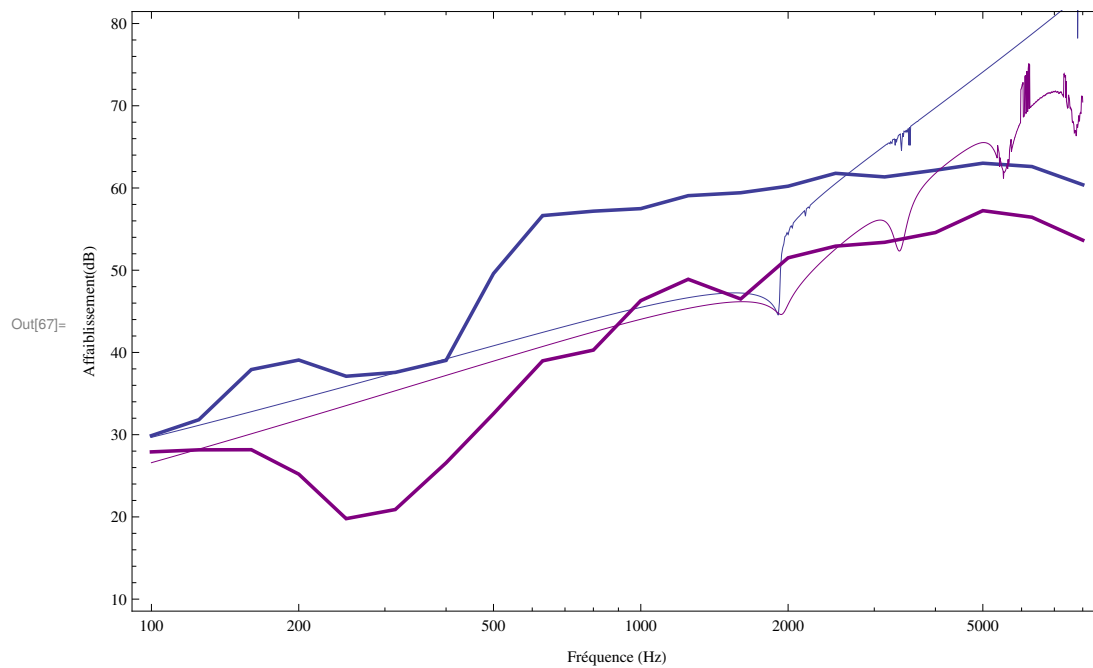
```



```

In[65]:= microavantD =
  Flatten[Import[NotebookDirectory[] <> "/Complete_microAvant_IL.mat"]];
microavantS = Flatten[
  Import[NotebookDirectory[] <> "/Interior_microAvant_IL.mat"];
Show[ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ Mdiffus[f, TtotDouble]]},
  {f, 100, 8000, 10}], Joined → True] // Quiet,
  ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]], microavantD[[i]]}, {i, 1, 20}],
  Joined → True, PlotStyle → Thick],
  ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ Mdiffus[f, TtotSimple]]},
  {f, 100, 8000, 10}], Joined → True, PlotStyle → {Purple}] // Quiet,
  ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]], microavantS[[i]]}, {i, 1, 20}],
  Joined → True, PlotStyle → {Purple, Thick}],
  ImageSize → Large, Frame → True, FrameLabel → {"Fréquence (Hz)",
  "Affaiblissement (dB)"}, PlotRange → {Automatic, {10, 80}}] // Quiet

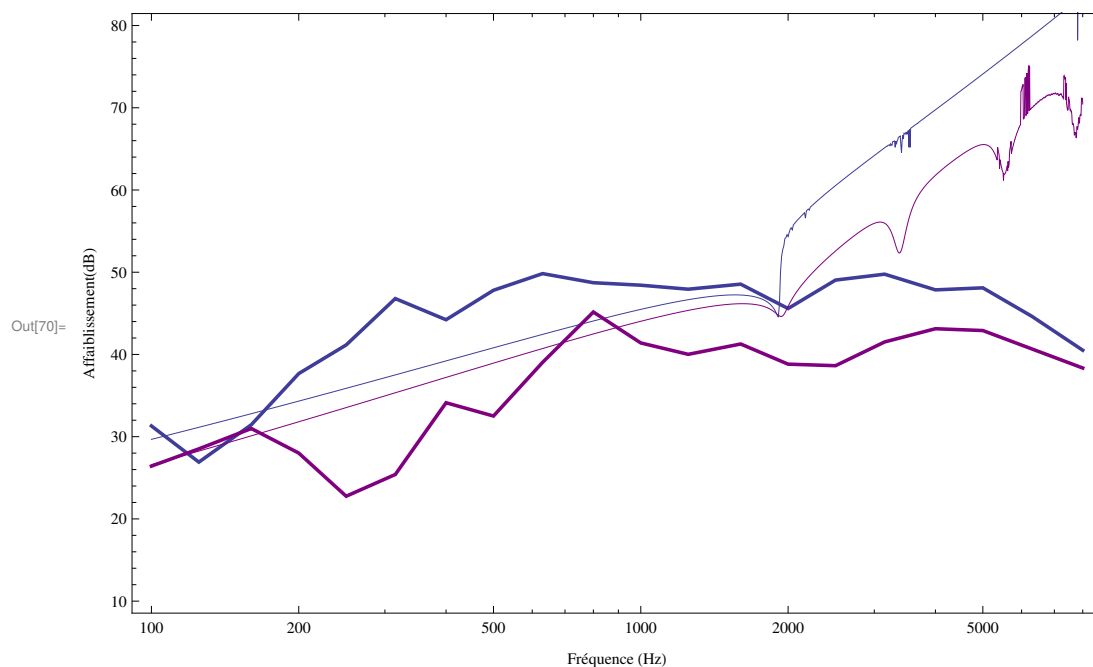
```



```

In[68]:= microarriereD =
  Flatten[Import[NotebookDirectory[] <> "/Complete_microDerriere_IL.mat"]];
microarriereS = Flatten[
  Import[NotebookDirectory[] <> "/Interior_microDerriere_IL.mat"];
Show[ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ Mdiffus[f, TtotDouble]]},
  {f, 100, 8000, 10}], Joined → True] // Quiet,
  ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]], microarriereD[[i]]}, {i, 1, 20}],
  Joined → True, PlotStyle → Thick],
  ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[ $\tau$ Mdiffus[f, TtotSimple]]},
  {f, 100, 8000, 10}], Joined → True, PlotStyle → {Purple}] // Quiet,
  ListLogLinearPlot[Table[{x[[i]], microarriereS[[i]]}, {i, 1, 20}],
  Joined → True, PlotStyle → {Purple, Thick}],
  ImageSize → Large, Frame → True, FrameLabel → {"Fréquence (Hz)",
  "Affaiblissement (dB)"}, PlotRange → {Automatic, {10, 80}}] // Quiet

```



```

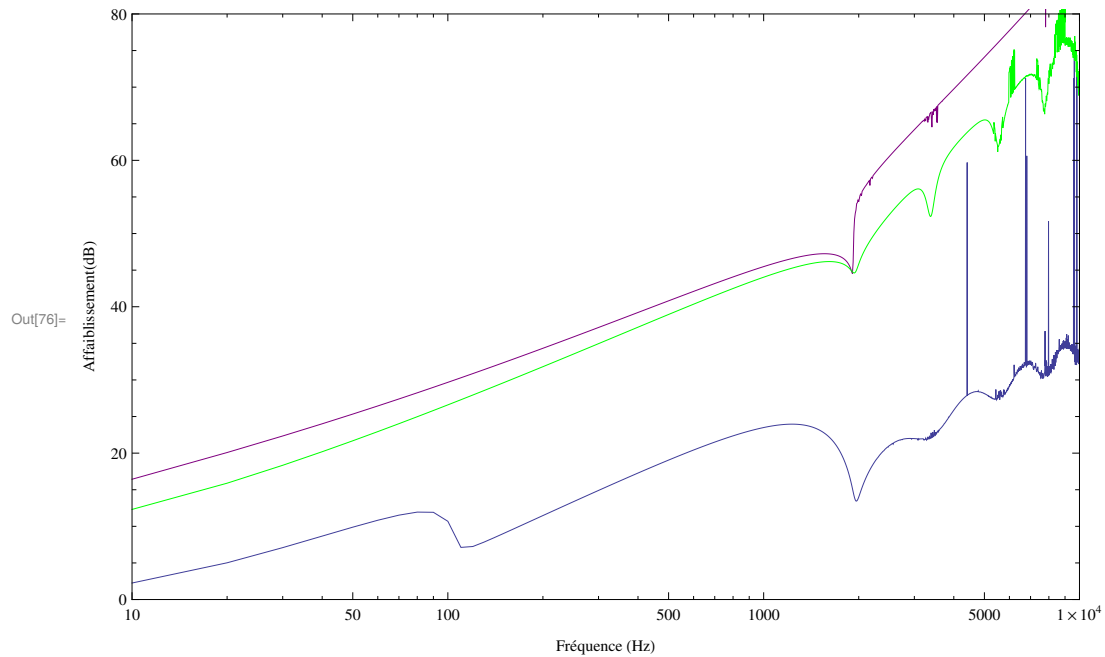
In[71]:= Ttot4 = Tporous.Tpanel.Tporous.Tpanel;
Ttot3 = Tpanel.Tfluid.Tpanel;
Ttot5 = Tporous.Tpanel;

```

```

In[76]:= Show[ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[τMdiffus[f, Ttot3]]}, {f, 10, 10 000, 10}],
  Joined → True, PlotRange → {{10, 10 000}, {0, 80}}] // Quiet,
  ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[τMdiffus[f, Ttot4]]}, {f, 10, 10 000, 10}],
  Joined → True, PlotStyle → Purple] // Quiet,
  ListLogLinearPlot[Table[{f, -10 Log10[τMdiffus[f, Ttot5]]}, {f, 10, 10 000, 10}],
  Joined → True, PlotStyle → Green] // Quiet, ImageSize → Large,
  Frame → True, FrameLabel → {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement(dB)"}]

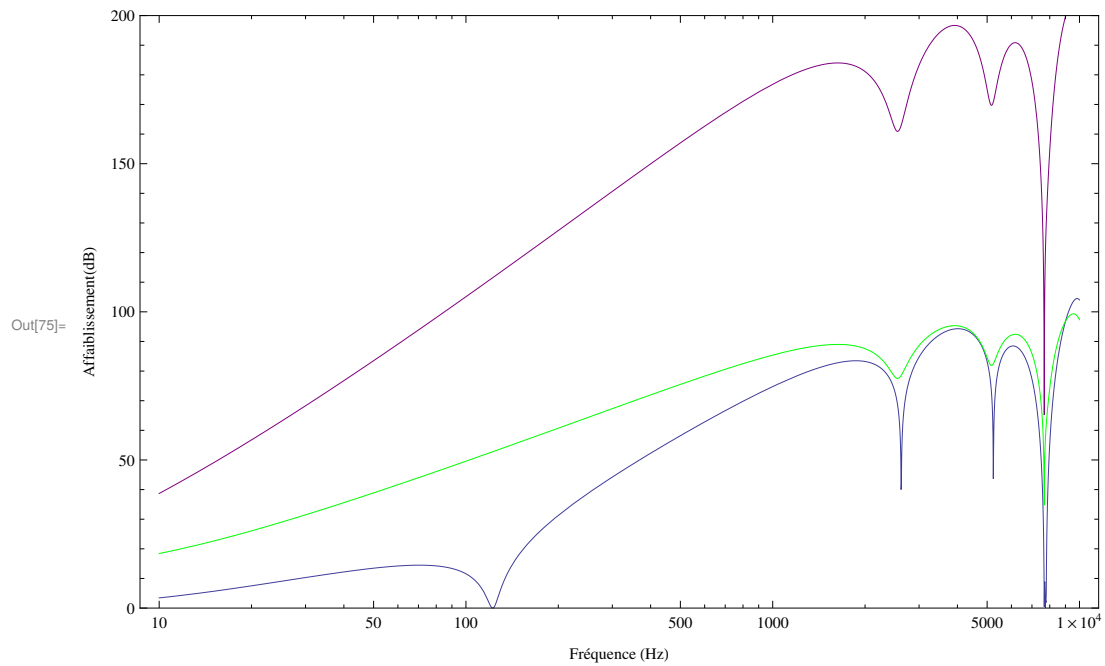
```



```

In[75]:= Show[LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau$ M[f, 30 Degree, Ttot4]],
  {f, 10, 10 000}, PlotStyle → Purple, PlotRange → {Automatic, {0, 200}}],
  LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau$ M[f, 30 Degree, Ttot3]], {f, 10, 10 000}],
  LogLinearPlot[-10 Log10[ $\tau$ M[f, 30 Degree, Ttot5]],
  {f, 10, 10 000}, PlotStyle → Green], ImageSize → Large,
  Frame → True, FrameLabel → {"Fréquence (Hz)", "Affaiblissement (dB)"}]

```



Références

- [Berry, 2014] BERRY, A. (2014). GMC 721 - Rayonnement acoustique des structures. Rapport technique, Université de Sherbrooke.
- [Chazot, 2006] CHAZOT, J. (2006). *Transparence acoustique de doubles parois remplies de matériaux granulaires*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- [Delany et Bazley, 1970] DELANY, M. et BAZLEY, E. (1970). Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*, 3(3):105–116.
- [Everest, 2001] EVEREST, F. (2001). *The master handbook of acoustics - fourth edition*. McGraw-Hill, 4 édition.
- [Ismail et al., 2011] ISMAIL, A., PUTRA, A. et AYOB, M. (2011). Application of Micro-perforated Panel (MPP) in a Vehicle Vabin : Overcoming the 'Mass-Air-Mass' Resonance. *Hari Penyelidikan 2011, Fakulti Kejuruteraan Mekanikal, Universiti Teknikal Malaysia Melaka*, pages 46–51.
- [Ismail et al., 2012] ISMAIL, A., PUTRA, A. et AYOB, M. (2012). Insertion Of A Micro-Perforated Panel To Improve Sound Transmission Loss Of A Double-Leaf Partition. *The 3rd International Conference of Engineering & ICT*.
- [Maa, 1975] MAA, D. Y. (1975). Theory and design of microperforated panel sound absorbing constructions. *Scientia Sinica*, (18):55–71.
- [Mao et Pietrzko, 2005] MAO, Q. et PIETRZKO, S. (2005). Control of sound transmission through double wall partitions using optimally tuned Helmholtz resonators. *Acta acustica united with acustica*, 91:723–731.
- [Mason et Fahy, 1988] MASON, J. et FAHY, F. (1988). The use of acoustically tuned resonators to improve the sound transmission loss of double-panel partitions. *Journal of sound and vibration*.
- [Prydz et Wirt, 1990] PRYDZ, R. et WIRT, L. (1990). Transmission loss of a multilayer panel with internal tuned Helmholtz resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 87(April 1990):1597–1602.
- [Putra et Ayob, 2011] PUTRA, A. et AYOB, M. (2011). Sound Transmission Loss Of A Double-Leaf Solid-Microperforated Partition Under Normal Incidence Of Acoustic Loading. *IJUM Engineering Journal*, (Special Issue):162–174.
- [Putra et Ismail, 2014] PUTRA, A. et ISMAIL, A. (2014). Normal Incidence of Sound Transmission Loss from Perforated Plates with Micro and Macro Size Holes. *Advances in Acoustics and Vibration*, 2014.
- [Putra et al., 2013a] PUTRA, A., ISMAIL, A. et AYOB, M. (2013a). Sound Transmission Loss Of A Double-Leaf Partition With Mico-Perforated Plate Insertion Under Diffuse Field Incidence. *International Journal of Automotive and Mechanical Engineering*, 7(June):1086–1095.
- [Putra et al., 2013b] PUTRA, A., ISMAIL, A. et RAMLAN, R. (2013b). Normal incidence of sound transmission loss of a double-leaf partition inserted with a microperforated panel. *Advances in Acoustics and Vibration*, 2013.
- [Sakagami et al., 2010] SAKAGAMI, K., MATSUTANI, K. et MORIMOTO, M. (2010). Absorption of a double-leaf micro-perforated panel with an air-back cavity and a rigid-back wall : Detailed analysis with a Helmholtz–Kirchhoff integral formulation. *Applied Acoustics*, 71(5):411–417.
- [Tageman, 2013] TAGEMAN, K. (2013). *Master's Thesis : Modelling of sound transmission through multilayered elements using the transfer matrix method*. Thèse de doctorat, Chalmers University Of Technology.
- [Takahashi et Tanaka, 2002] TAKAHASHI, D. et TANAKA, M. (2002). Flexural vibration of perforated plates and porous elastic materials under acoustic loading. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(4):1456–1464.
- [Toyoda et al., 2010] TOYODA, M., MU, R. et TAKAHASHI, D. (2010). Relationship between Helmholtz-resonance absorption and panel-type absorption in finite flexible microperforated-panel absorbers. *Applied Acoustics*, 71(4):315–320.
- [Wang et Torng, 2001] WANG, C.-N. et TORNG, J.-H. (2001). Experimental study of the absorption characteristics of some porous fibrous materials. *Applied Acoustics*, 62:447–459.