

Découplage Mécanique

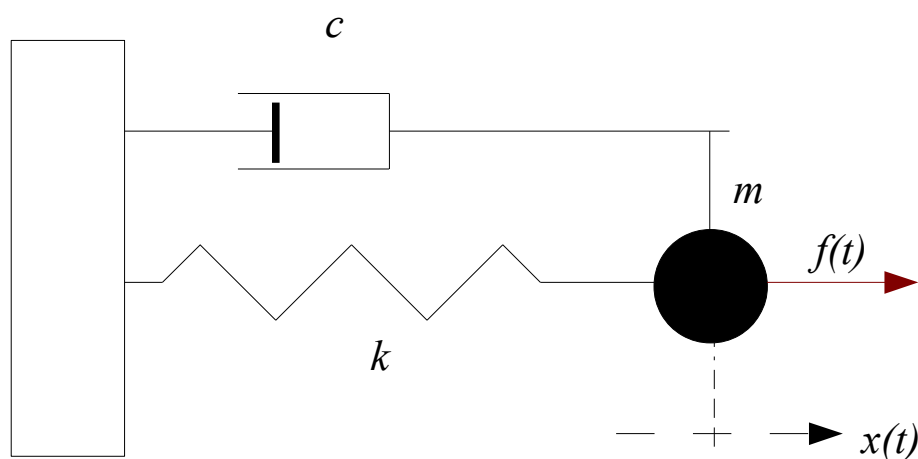
Jacques Romengas et Frédéric Poirrier
Juillet 2014

On s'intéresse ici à la question du découplage mécanique qui consiste dans l'industrie à désolidariser les machines du bâti, ou bien en bâtiment, à parfaire une isolation par la technique de la « boîte dans la boîte » ou encore à suspendre des faux-plafonds en plaques de plâtre. Toutes ces techniques font usage de systèmes oscillants modélisés par des ressorts plus ou moins amortis. Sans vouloir être exhaustif, loin de là même, on se bornera à aller à l'essentiel. D'abord, en établissant les équations mécaniques élémentaires de l'oscillateur harmonique, étape nécessaire à la compréhension du principe de désolidarisation. Puis on traitera, par un « cas d'école », l'isolement vibratoire d'un engin avec le sol en s'intéressant plus particulièrement à la position des suspensions sous la machine. Enfin, en appendice, on déterminera les caractéristiques mécaniques d'un plot antivibratile de type *ACOUSTIPAD80* d'après les données techniques « constructeur ».

1) Oscillateur élémentaire : représentation et définition

L'oscillateur élémentaire mécanique qui est modélisé par un résonateur est constitué d' :

- une **masse m** indéformable
- un ressort (sans masse), de **raideur k** , qui fournit une force de rappel kx
- un amortisseur, de **constante d'amortissement c** , qui fournit une force de freinage cv



Ce résonateur est excité par l'intermédiaire d'une force extérieure $f(t)$.

La relation fondamentale de la dynamique appliquée à la masse m s'écrit :

$$m \vec{a} = \Sigma \vec{F}$$

Les forces de rappel et de freinage s'opposent au mouvement. Avec les conventions d'écritures suivantes :

$$v = \frac{dx}{dt} = \dot{x} \quad \text{et} \quad a = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x}$$

L'équation de Newton devient :

$$m \ddot{x} = -kx - c \dot{x} + f(t)$$

soit encore

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + kx = f(t) \quad (1)$$

C'est une équation différentielle du second ordre à coefficients constants où x est le déplacement de la masse.

2) Régime permanent harmonique

Reprenons l'équation (1) où la force extérieure est maintenant une force harmonique (c'est-à-dire sinusoïdale) de pulsation ω que l'on écrira sous sa forme complexe : $f(t) = F e^{j\omega t}$

$$m \ddot{x} + c \dot{x} + kx = F e^{j\omega t} \quad (2)$$

Nous admettrons, que la force finit par imposer sa pulsation au mouvement de la masse.

Ainsi, nous cherchons une solution permanente (ou en régime établi), c'est-à-dire sans terme transitoire, de la forme complexe :

$$x(t) = X e^{j\omega t}$$

En dérivant deux fois par rapport à t :

$$\dot{x}(t) = j\omega X e^{j\omega t}$$

$$\ddot{x}(t) = -\omega^2 X e^{j\omega t}$$

Et en injectant x et ses dérivées dans l'équation (2), puis en simplifiant par $e^{j\omega t}$, il vient :

$$X(k - m\omega^2 + j\omega c) = F$$

L'amplitude complexe du déplacement X s'exprime en fonction des caractéristiques de l'oscillateur :

$$X = \frac{F}{(k - m\omega^2) + j\omega c} \quad (3)$$

La solution en régime permanent $x(t)$ est :

$$x(t) = \frac{F}{(k - m\omega^2) + j\omega c} e^{j\omega t} \quad (4)$$

Si la force impose sa pulsation au mouvement, **l'amplitude dépend des caractéristiques du résonateur**, c'est-à-dire des constantes m , k et c .

Il est commode d'introduire les changements de variable suivant :

- $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ où ω_0 est la **pulsation propre** de l'oscillateur conservatif
- $\eta = \frac{c}{2m\omega_0}$ **amortissement relatif** qui caractérise l'oscillateur amorti

et de définir aussi :

- $\beta = \frac{\omega}{\omega_0}$ **pulsation relative** de la force extérieure,

- $X_s = \frac{F}{k}$ **déplacement statique** dû à une force constante F

La relation (3), peut s'écrire, en divisant le numérateur et le dénominateur par k :

$$X = \frac{\frac{F}{k}}{\left(1 - \frac{m}{k} \omega^2\right) + j \frac{\omega c}{k}}$$

d'où

$$X = \frac{X_s}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + 2j\eta \frac{\omega}{\omega_0}}$$

et

$$X = \frac{X_s}{1 - \beta^2 + 2j\eta\beta}$$

Soit encore en introduisant **l'amplitude relative** définie par $\mu = \left| \frac{X}{X_s} \right|$:

$$\frac{X}{X_s} = \frac{1}{1 - \beta^2 + 2j\eta\beta} \quad (5)$$

Il vient au final,

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta^2)^2 + 4\eta^2 \beta^2}} \quad (6)$$

L'amplitude relative μ est, une quantité sans dimension, fonction de deux paramètres :

- la **pulsation relative** β qui contient pour information la pulsation ω de la force excitatrice
- l'**amortissement relatif** η qui caractérise l'oscillateur seul

Il s'agit maintenant d'étudier **les variations de l'amplitude relative μ** en choisissant comme variable la pulsation réduite β et comme paramètre, l'amortissement relatif η .

$$\mu(\beta) = \frac{1}{((1 - \beta^2)^2 + 4\eta^2 \beta^2)^{\frac{1}{2}}}$$

On a $\mu(0)=1$ qui correspond au fait qu'une force de pulsation nulle est une force statique. On a bien par définition $\mu = 1$ si $X = X_s$.

Par ailleurs $\mu_{\beta \rightarrow \infty} \approx 0$ qui signifie que la masse reste immobile en haute fréquence.

Le maximum de la fonction $\mu(\beta)$ correspond au minimum du dénominateur $(1 - \beta^2)^2 + 4\eta^2 \beta^2$

$$\frac{d}{d\beta} ((1 - \beta^2)^2 + 4\eta^2 \beta^2) = 0$$

$$\beta(1 - \beta^2 - 2\eta^2) = 0$$

La solution non nulle est :

$$\beta_2 = \sqrt{1 - 2\eta^2}$$

d'où

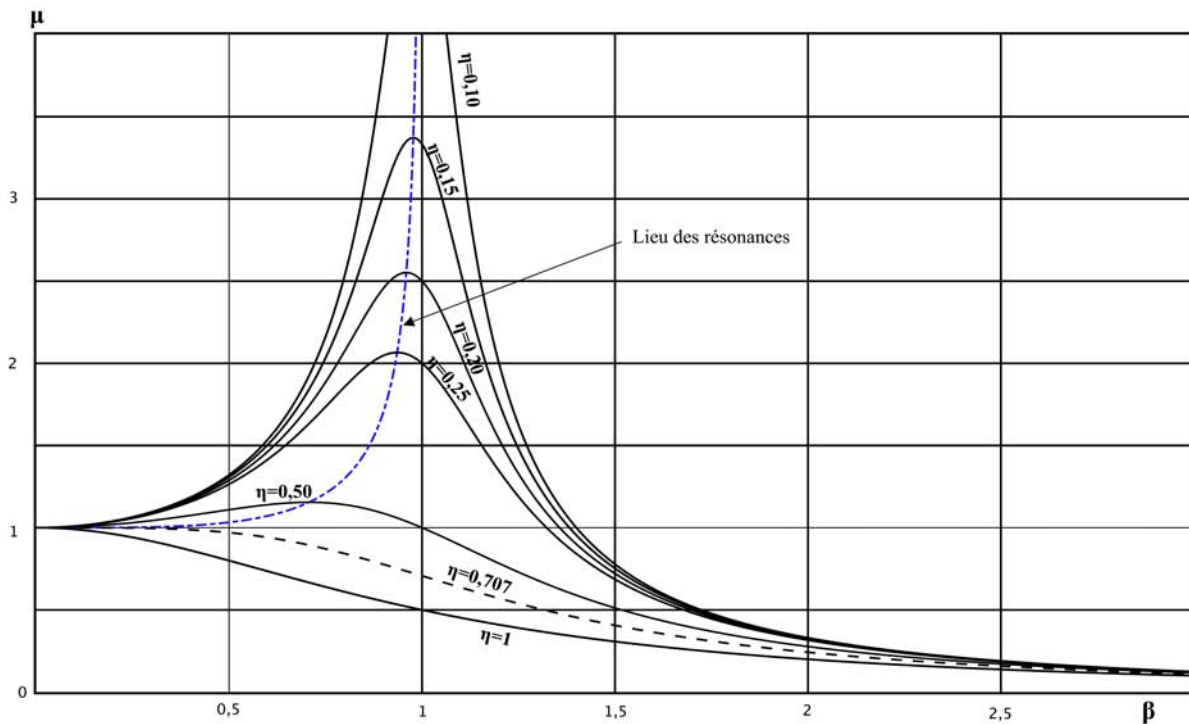
$$\omega_2 = \omega_0 \sqrt{1 - 2\eta^2}$$

Cette solution n'existe que si $1 - 2\eta^2 > 0$ c'est-à-dire si l'amortissement relatif $\eta < \frac{\sqrt{2}}{2}$

La courbe admet un maximum si $\eta < 0,707$. Dans ce cas, l'oscillateur a une résonance d'amplitude. En injectant β_2 dans la relation (6), on obtient l'amplitude relative maximale :

$$\mu_{\max} = \frac{1}{2\eta \sqrt{1 - 2\eta^2}}$$

Le graphique ci-dessous montre un réseau de courbes des amplitudes relatives μ paramétrées par l'amortissement η .



Lorsque l'amortissement est faible ($\eta \ll 1$) les maxima sont donnés pour $\beta_2 \approx 1$ c'est-à-dire pour une pulsation $\omega_2 \approx \omega_0$ légèrement inférieure à celle de la résonance propre de l'oscillateur libre non amorti. Dans ce cas :

$$\mu_{\max} \approx \frac{1}{2\eta}$$

Pour information, le déphasage entre la force excitatrice et le déplacement est donné par l'argument de l'amplitude relative complexe donnée par l'équation (5) :

$$\varphi = \arctan \frac{2\eta\beta}{1-\beta^2}$$

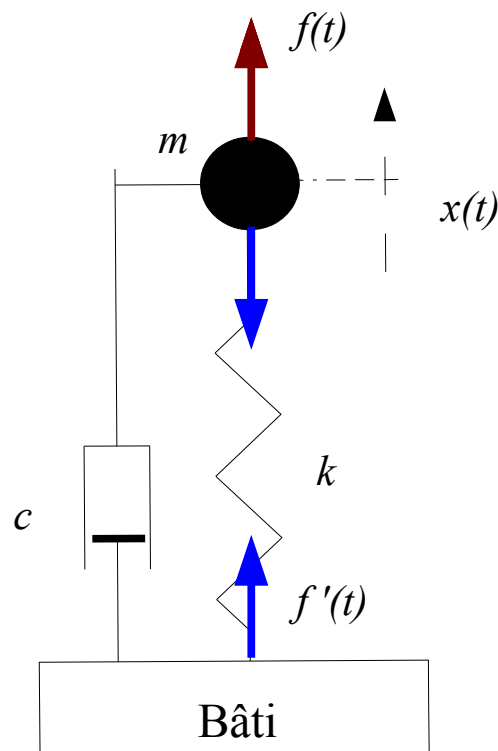
Lorsque $\beta \rightarrow 0$, $\varphi = 0$. La force excitatrice et le déplacement sont en phase en basses fréquences.

À la résonance $\beta \approx 1$, d'où $\varphi = \frac{\pi}{2}$. La force excitatrice et le déplacement sont en quadrature de phase.

Lorsque $\beta \rightarrow \infty$, $\varphi = \pi$. La force et le déplacement sont théoriquement en opposition de phase sachant toutefois que dans ce cas le déplacement est nul ou presque en hautes fréquences !

3) Coefficient de transmissibilité

Ceci étant, si l'on cherche à réaliser l'isolement vibratoire d'une machine de masse m , c'est-à-dire à réduire l'amplitude de la vibration transmise au bâti, il nous faut exprimer le coefficient de transmissibilité, noté Δ .



Le bâti est mis en vibration sous l'action de la force $f'(t)$ composée de la force de rappel kx induite par le ressort de raideur k et de la force de freinage cv .

La force harmonique $f'(t)$ s'écrit donc avec $f'(t) = F' e^{j\omega t}$:

$$F' e^{j\omega t} = c \dot{x} + kx$$

En régime harmonique, nous pouvons relier la vitesse $\dot{x}$ au déplacement x par :

$$\dot{x} = \frac{d(Xe^{j\omega t})}{dt} = j\omega x$$

Il vient en substituant la vitesse par $j\omega x$:

$$F' e^{j\omega t} = (k + j\omega c)x$$

Puis en remplaçant x par son expression (4)

$$F' = F \frac{(k + j\omega c)}{(k - m\omega^2) + j\omega c}$$

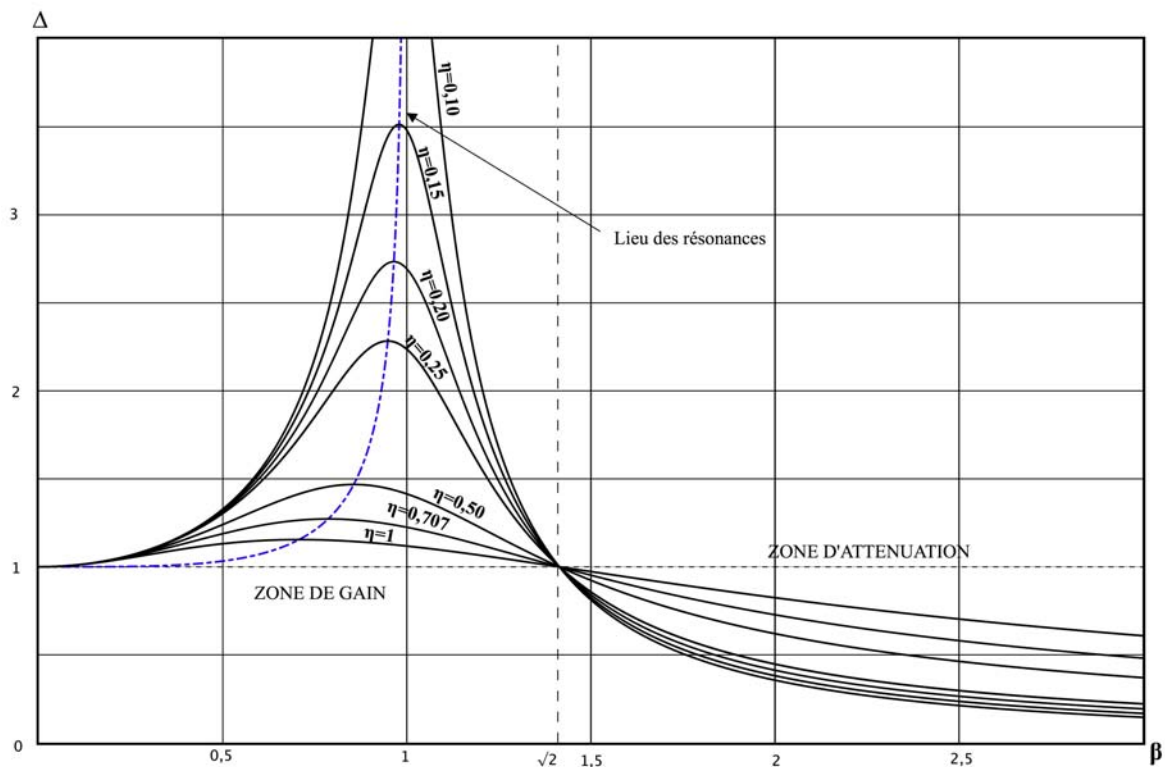
Enfin, le coefficient de transmissibilité Δ est défini par le module du rapport des amplitudes de la force transmise et de la force excitatrice :

$$\Delta = \left| \frac{F'}{F} \right| = \left| \frac{(k + j\omega c)}{(k - m\omega^2) + j\omega c} \right|$$

Au final, avec les mêmes changements de variable que précédemment, il vient que :

$$\Delta = \sqrt{\frac{1 + 4\eta^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)^2 + 4\eta^2 \beta^2}} \quad (6)$$

Là encore, si l'amortissement est faible ($\eta \ll 1$) les maxima sont donnés pour $\beta \approx 1$. Dans ce cas, la transmission vibratoire est maximum pour une pulsation d'excitation $\omega \approx \omega_0$.



Contrairement au déplacement relatif μ , le coefficient de transmissibilité Δ passe toujours par une résonance d'amplitude quelle que soit la valeur de l'amortissement relatif η .

On peut définir la pulsation de coupure ω_c pour $\Delta=1$.

Dans ce cas, on trouve aisément que :

$$\beta_c = \sqrt{2}$$

et par voie de conséquence :

$$\omega_c = \omega_0 \sqrt{2}$$

Le découplage est effectif pour des pulsations d'excitations supérieures à la pulsation de coupure ω_c

L'atténuation vibratoire peut s'exprimer en % : $A_u(\%) = 100(1 - \Delta)$

ou en décibels : $A_u(dB) = 20 \log \Delta$

Remarquons que l'atténuation à la pulsation de coupure ($\Delta=1$) est donnée pour 0 dB et non – 3 dB comme il est d'usage en électronique.

En pratique, on vise une transmission vibratoire Δ la plus petite possible. Pour cela, il est nécessaire que $\beta \gg 1$ c'est-à-dire que la pulsation de l'excitateur ω soit bien supérieure à la pulsation propre ω_0 du résonateur. Cela montre l'intérêt d'utiliser un système dont la pulsation propre est la plus basse possible.

Cependant, on remarque en observant le réseau de courbes paramétrées, que plus l'atténuation est forte au delà de la pulsation de coupure ω_c , plus la résonance est importante ! **L'amortissement réduit l'amplitude de la résonance mais dégrade les performances du découplage**. Si l'on souhaite limiter l'amplitude de la résonance, on optera pour un système avec un amortissement fort mais cela se fera au détriment de l'isolement vibratoire. Il y a un compromis à trouver entre amplitude de la résonance et efficacité du système de découplage.

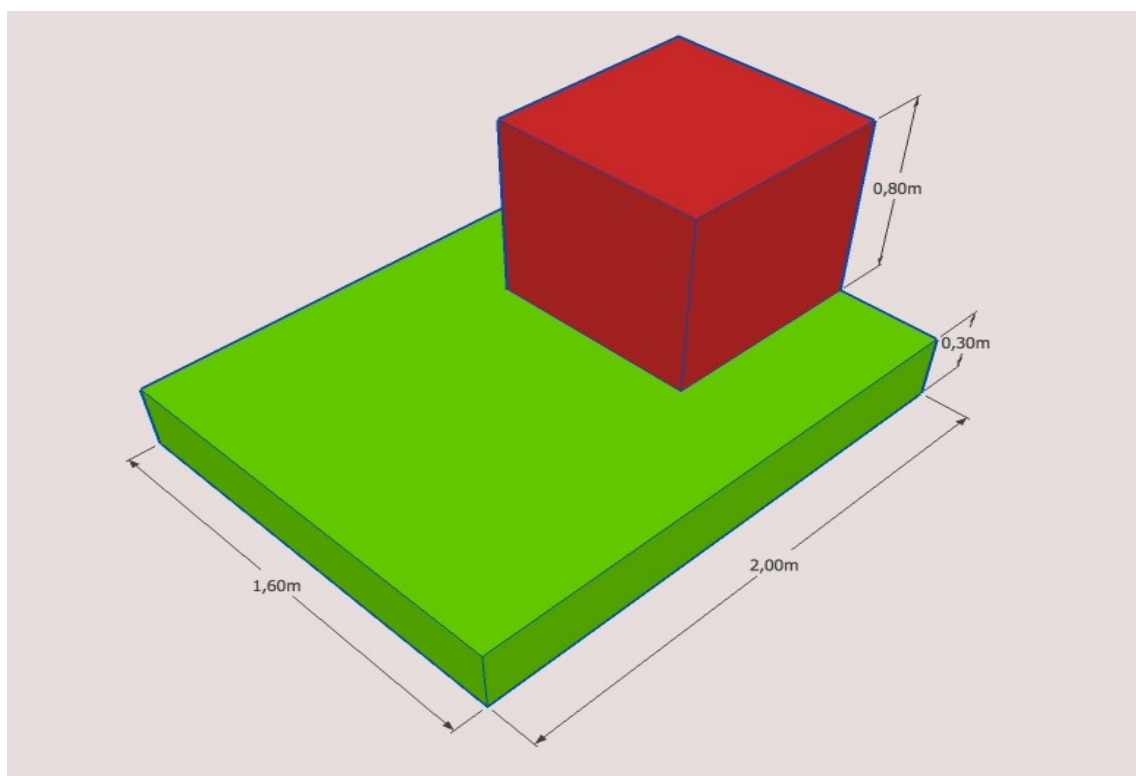
Les ressorts métalliques, très faiblement amortis ($\eta \ll 1$), servent généralement à découpler des machines à fonctionnement continu. À contrario, les machines avec de nombreux cycles marche-arrêts auront besoin d'un découplage à fort amortissement (caoutchouc), afin de limiter l'amplitude de la résonance. En effet, lors de sa mise en marche, la machine vibre d'abord aux basses fréquences puis atteint sa fréquence nominale en passant par la résonance de l'oscillateur mécanique. Dans ce cas, il y a donc un intérêt à limiter l'importance de la résonance du système.

4) Positionnement des plots antivibratiles

Supposons que nous ayons une machine à découpler, celle schématisée ci-dessous, à l'aide de six plots antivibratiles identiques dont les caractéristiques ont été choisies en fonction des impératifs (poids de la machine, fréquence propre, atténuation vibratoire ...). Cette machine est constituée, pour les besoins de l'exemple, de deux volumes rigides distincts de densité supposée homogène. Un parallélépipède, surmonté d'un cube, centré sur la largeur de la partie verte, mais excentré par rapport à la longueur. L'ensemble ayant un poids total P .

Remarquons que la partie verte pourrait être un socle en béton ayant été apporté afin d'abaisser le centre de gravité de l'ensemble. Action devant favoriser le fonctionnement des suspensions dans le sens vertical et limiter les mouvements de ballant non souhaités.

Ici l'objectif est de déterminer la position précise des six plots à disposer sous la machine afin que chacun d'eux soit chargé par la même charge. Comme le volume présente une asymétrie, avec un peu plus de matière vers la droite, on pressent intuitivement qu'il faudra « décaler » les plots dans cette direction.



La démarche de calcul repose sur l'application du principe fondamental de la statique qui dit :

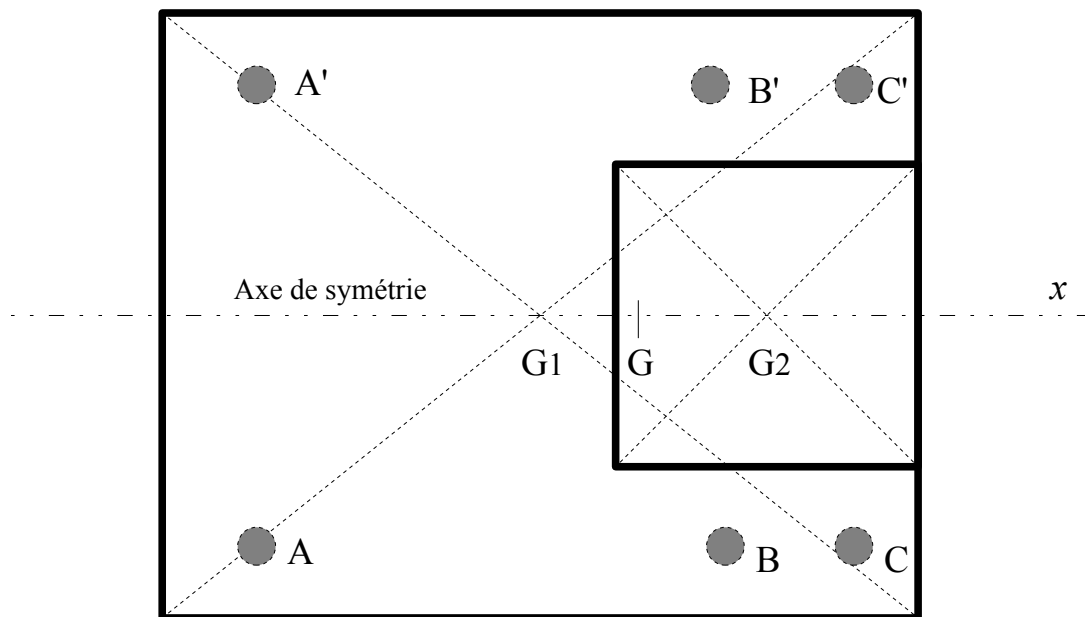
- que la somme des forces extérieures est nulle : $\Sigma \vec{F}_{ext} = 0$
- que la somme des moments des forces extérieures par rapport à un point quelconque de l'espace est nulle : $\Sigma M_{\vec{F}} = 0$

La machine étant constituée de deux blocs, il nous faut au préalable en déterminer le centre de gravité G de l'ensemble. Pour cela, on sait que :

$$\vec{OG} = \frac{m_1 \vec{OG}_1 + m_2 \vec{OG}_2}{m_1 + m_2}$$

où O est un point quelconque de l'espace, m_1 et m_2 les masses de chacun des volumes.

La position des six plots est indiquée sur le croquis ci-dessous par les points A', B', C', A, B et C. Compte tenu de la symétrie du problème, la masse étant répartie de part et d'autre de l'axe de symétrie, seule la dimension x intervient.



Notre hypothèse de calcul suppose que chaque plot supporte le même effort. En ne considérant que les points A, B et C, cela se traduit par :

$$\vec{P}_A = \vec{P}_B = \vec{P}_C = \frac{\vec{P}}{6}$$

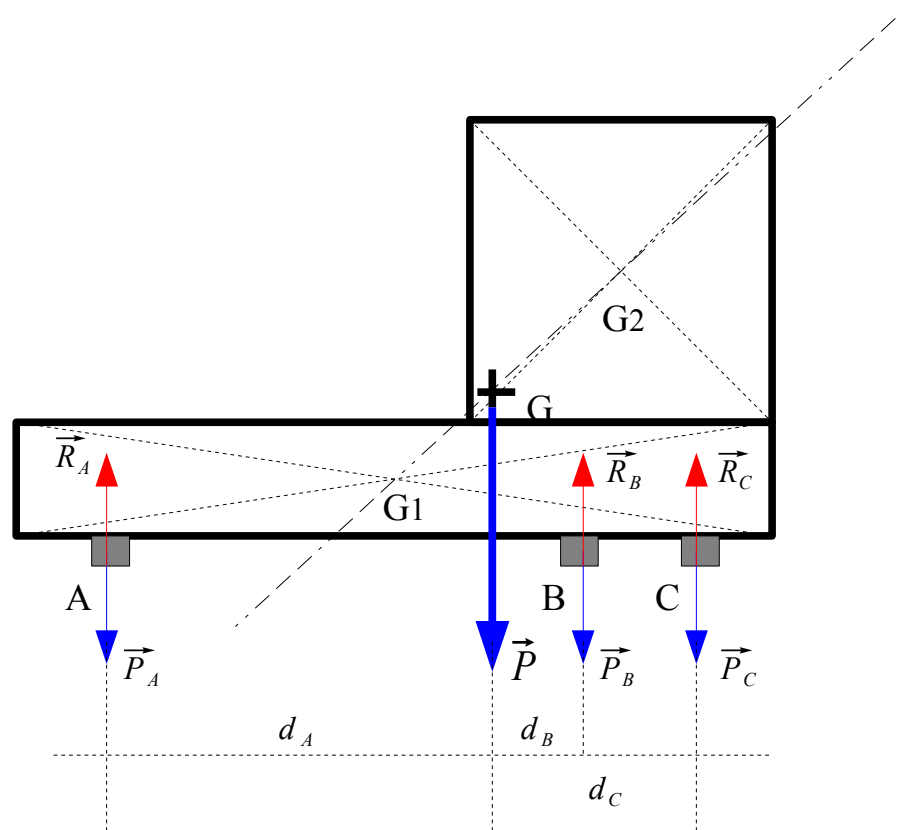
Mais aussi par :

$$\vec{R}_A = \vec{R}_B = \vec{R}_C = \frac{-\vec{P}}{6}$$

Sous chaque suspension, la réaction du support s'oppose à la charge. En module, toutes les forces

sont identiques :

$$P_A = P_B = P_C = R_A = R_B = R_C$$



Le théorème des moments par rapport au point G peut s'écrire indifféremment selon les charges ou les réactions, par exemple avec les charges, il vient que:

$$d_A P_A = d_B P_B + d_C P_C$$

après simplification, il reste simplement :

$$d_A = d_B + d_C \quad (7)$$

C'est l'unique condition, à deux degrés de liberté, pour que chaque plot soit soumis à la même charge. En pratique, on optera pour des positions de plots A et C aussi proches que possible du bord de la machine, toujours avec cette même idée de favoriser la stabilité et réduire ainsi les mouvements de ballant, impropres au bon fonctionnement des suspensions.

Application numérique :

Par exemple, supposons que :

$$m_1 = 2200 \text{ kg et } m_2 = 800 \text{ kg}$$

Soit un poids total de 29 400 N ; la charge s'exerçant sur chaque suspension sera divisée par six, soit 4900 N.

Les dimensions nécessaires à la détermination de la localisation du centre de gravité figurent sur le premier schéma.

Par lecture directe, en prenant G₁ pour origine de l'axe des abscisses, on a :

$$x_{G1} = 0 \quad \text{et} \quad x_{G2} = 0,6$$

Par conséquent :

$$x_G = \frac{m_1 x_{G1} + m_2 x_{G2}}{m_1 + m_2}$$

$$x_G = \frac{800 \times 0,6}{2200 + 800} = 0,16$$

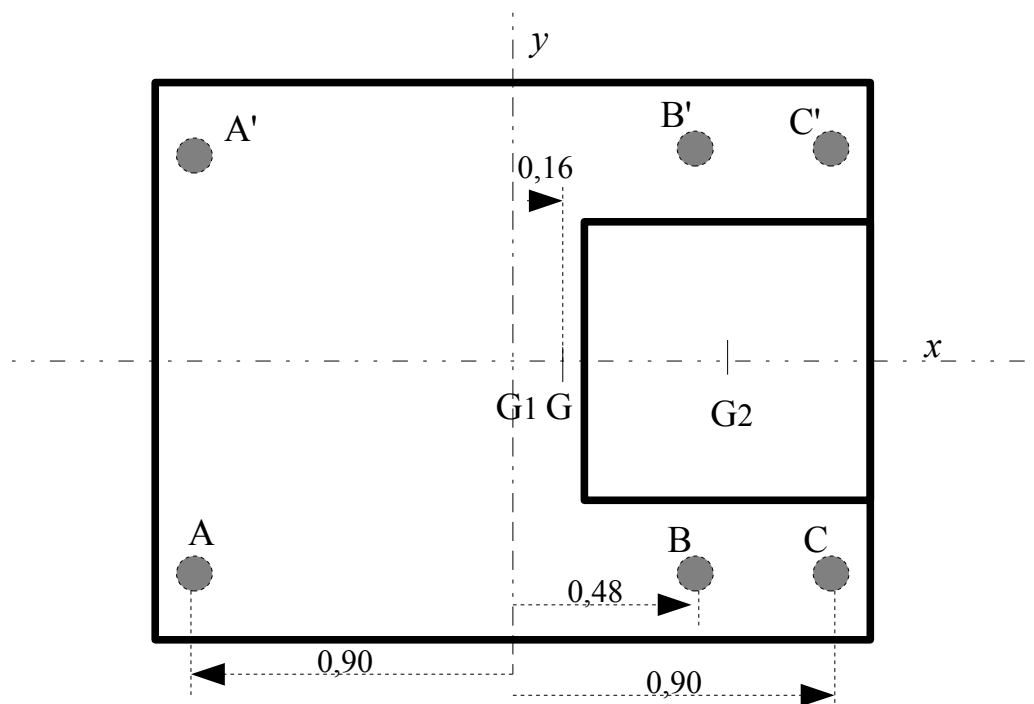
En positionnant les plots A et C à 10 cm des bords de la machine , on calcule :

$$d_A = 0,9 + 0,16 = 1,06 \text{ m} \quad \text{et} \quad d_C = 0,9 - 0,16 = 0,74 \text{ m}$$

Par voie de conséquence la condition (7) impose :

$$d_B = d_A - d_C = 0,32 \text{ m}$$

Au final :



Notons l'indépendance du problème vis-à-vis de l'axe des ordonnées y . On montrerait en effet, que :

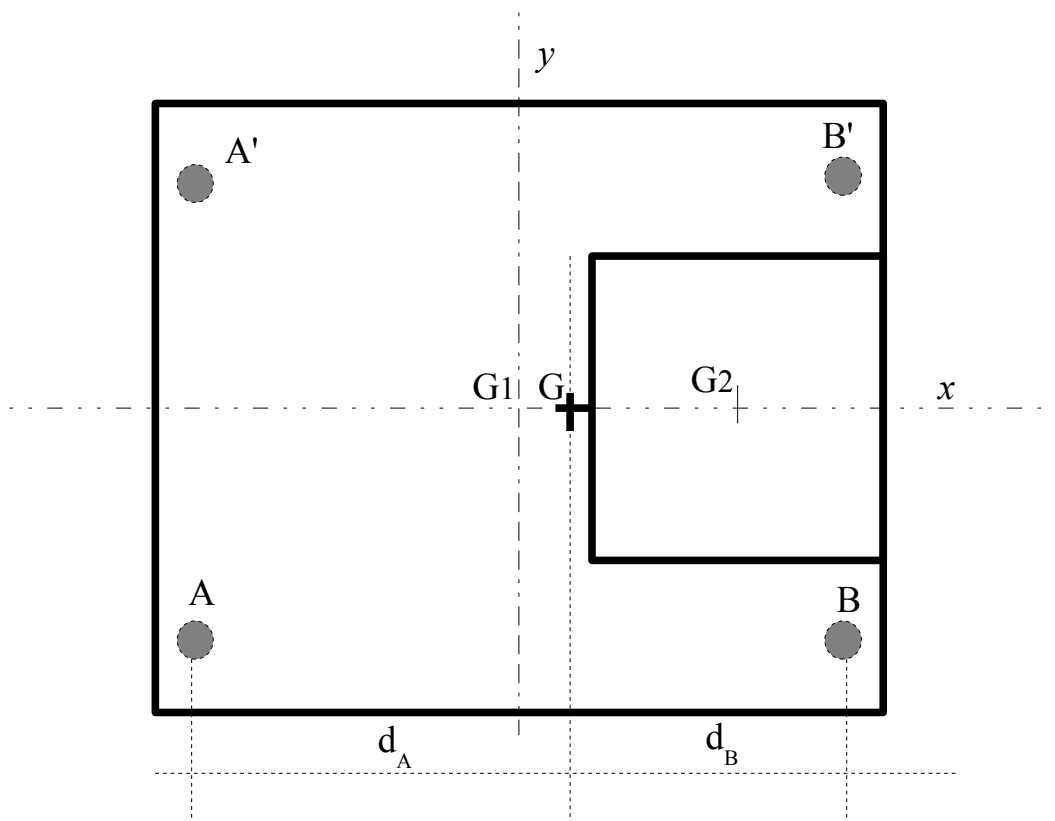
$$L_A = L_{A'} \quad L_B = L_{B'} \quad \text{et} \quad L_C = L_{C'}$$

où L et L' sont les distances normales à l'axe x .

N'omettons pas que l'on suppose les blocs parfaitement rigides et que le problème présente une symétrie longitudinale. Cependant, on a intérêt à disposer les plots suffisamment près des bords pour des raisons évidentes de stabilité.

Lançons nous maintenant dans un calcul analogue, en **fixant maintenant la position des suspensions** et cherchant à déterminer l'effort qui s'exercerait sur chacune d'elles. Il faut, là encore, s'aider du principe fondamental de la statique.

Envisageons une configuration à **quatre plots** schématisée ci-dessous. Les distances d_A et d_B sont connues.



La charge $\vec{P}$ se répartie sur les quatre plots de telle façon que :

$$\vec{P} = \vec{P}_A + \vec{P}_{A'} + \vec{P}_B + \vec{P}_{B'}$$

La symétrie implique :

$$\vec{P}_A = \vec{P}_{A'} \quad \text{et} \quad \vec{P}_B = \vec{P}_{B'}$$

En module, il vient donc :

$$P_A + P_B = \frac{P}{2}$$

Le théorème de moment, écrit par rapport à G, donne :

$$d_A P_A = d_B P_B$$

En combinant ces deux dernières relations, on obtient aisément :

$$P_A = \frac{P}{2(d_A + d_B)} d_B \quad \text{et} \quad P_B = \frac{P}{2(d_A + d_B)} d_A$$

Numériquement, en plaçant les suspensions, comme précédemment, à 10 cm des bords, il vient que

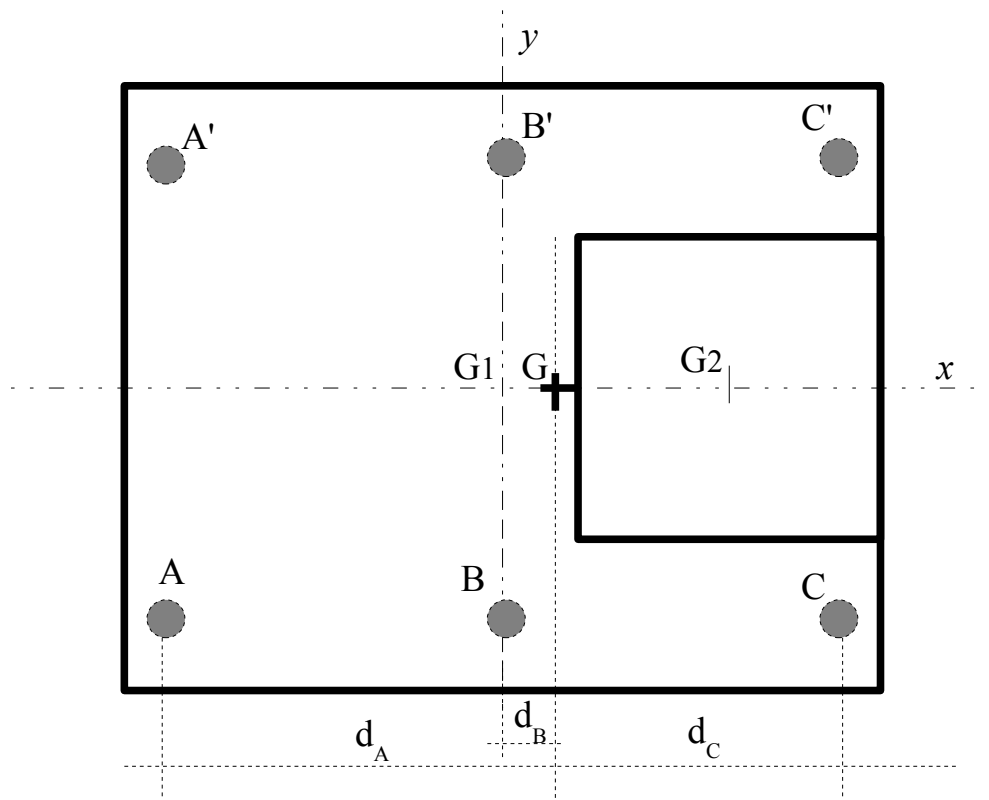
$$d_A = 1,06 \text{ m} \quad \text{et} \quad d_B = 0,74 \text{ m}$$

avec $P = 2\,940 \text{ daN}$, on trouve :

$$P_A = 604 \text{ daN} \quad \text{et} \quad P_B = 866 \text{ daN}$$

Il faudra donc choisir des plots de raideurs différentes.

Si nous avons opté pour **six points de fixation** au lieu de quatre, comme sur le schéma figurant ci-dessous :



On aurait abouti aux deux conditions suivantes : $P_A + P_B + P_C = \frac{P}{2}$ et $d_A P_A + d_B P_B = d_C P_C$

Soit trois inconnues P_A , P_B et P_C pour deux équations ! Dans ce cas, le recourt aux lois de la statique ne suffit plus et il faut faire usage de « l'hyperstatique » !

APPENDICE

Pour illustrer et donner du sens aux formules précédemment établies, on se propose, pour finir cet exposé, de déterminer l'isolement vibratoire de l'*ACOUSTIPAD*, un plot antivibratile en élastomère destiné à désolidariser les planchers de la structure porteuse. Ce produit est commercialisé par la société *Akustar* de *Jean-Pierre Lafont*, un acousticien spécialisé dans le cinéma et l'audio-professionnel. Les caractéristiques techniques du plot, glanées sur le site d'*Akustar*, sont les suivantes :

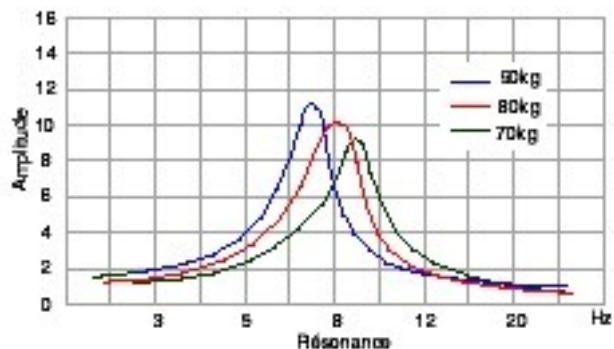
Isolation aux bruits aériens : 48 dB (pour une masse plancher de 80 kg par plot)

Isolation aux bruits d'impact : 31 dB (DIN 52210- @500 Hz sans sous-couche)

Dimensions : 62 x 62 x 35 mm

Masse conseillée : 20 à 85 kg par plot

Écrasement sous la charge : 5 à 6 mm



Nous cherchons à déterminer les caractéristiques mécaniques de l'*ACOUSTIPAD* (raideur k , constante d'amortissement c , amortissement relatif η ...). Par lecture graphique, sur la courbe rouge correspondant à une charge de **80 kg**, on détermine la fréquence propre de la suspension soit $f_o = 8 \text{ Hz}$ ainsi que **amplitude** qui vaut **10**.

De la connaissance de la masse m et de la fréquence propre f_o , on déduit **la raideur k** de l'*ACOUSTIPAD*. Par définition :

$$\omega_o^2 = \frac{k}{m}$$

d'où

$$k = m\omega_o^2 = 4\pi^2 f_o^2 m$$

Avec $f_o = 8 \text{ Hz}$ et $m = 80 \text{ kg}$, on trouve $k = 202130 \text{ Nm}^{-1}$

À la résonance d'amplitude $\beta \approx 1$ et en supposant $\eta \ll 1$, on relie l'amplitude à l'amortissement relatif par la relation simplifiée suivante :

$$\mu_{max} \approx \frac{1}{2\eta}$$

Cela permet de trouver l'amortissement relatif η .

$$\eta \approx \frac{1}{2\mu_{max}} = \frac{1}{20} = 0,05$$

L'hypothèse de calcul $\eta \ll 1$ est donc vérifiée.

Remarquons qu'il persiste un doute avec le graphique d'*Akustar* car on pourrait penser que l'axe des ordonnées indique un coefficient de transmissibilité Δ et non une amplitude (relative) μ . Dans ce cas, avec $\beta \approx 1$ et en supposant toujours que $\eta \ll 1$, il viendrait dans l'équation (6) que :

$$\Delta_{max} \approx \frac{1}{2\eta}$$

Soit la même expression que pour μ_{max} . En conséquence, en prenant indifféremment $\Delta = 10$ ou $\mu_{max} = 10$, on trouverait le même amortissement relatif.

La recherche de la **constante d'amortissement c** se déduit de :

$$\eta = \frac{c}{2m\eta\omega_0}$$

soit

$$c = 2m\eta\omega_0 = 4\pi f_0 m \eta$$

Avec $f_0 = 8 \text{ Hz}$, $m = 80 \text{ kg}$ et $\eta = 0,05$, on trouve $c = 400 \text{ Nsm}^{-1}$

La masse conseillée par suspension par *Akustar* s'étend de 20 kg à 85 kg maximum. La connaissance de la raideur k , de l'amortissement relatif η , de la constante d'amortissement c , nous permet d'évaluer quelques grandeurs caractéristiques du plot pour plusieurs charges. On sait, en effet que :

$$X_s = \frac{F}{k} \quad \text{déplacement statique ou encore } \mathbf{\text{écrasement sous charge}}$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{fréquence propre}$$

$$f_c = \sqrt{2} f_0 \quad \text{fréquence de coupure}$$

$$\eta = \frac{c}{2m\omega_0} = \frac{c}{4\pi m f_0} \quad \text{amortissement relatif}$$

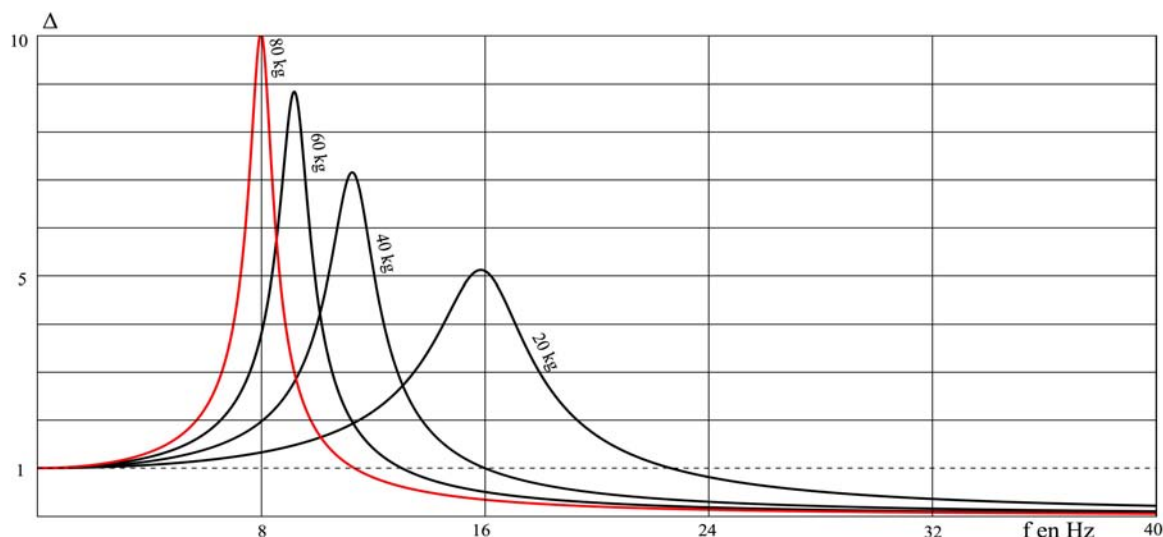
Le tableau suivant résume les résultats de calculs, en fonction de la masse par plot :

m	20 kg	40 kg	60 kg	80 kg
$F=P=mg$	196,2 N	392,4 N	588,6 N	784,8 N
X_s	1 mm	1,9 mm	2,9 mm	3,9 mm
f_0	16 Hz	11,3 Hz	9,2 Hz	8 Hz
f_c	22,6 Hz	16 Hz	13,1 Hz	11,3 Hz
η	0,100	0,071	0,058	0,050
Atténuation à 40 Hz	-13,7 dB	-20,3 dB	-24,4 dB	-27,2 dB

L'atténuation, arbitrairement calculée pour une fréquence d'excitation de 40 Hz, se calcule d'après le coefficient de transmissibilité Δ qui s'écrit en fonction de f :

$$\Delta = \sqrt{\frac{1 + 4\eta^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2\right)^2 + 4\eta^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}}$$

La représentation graphique de Δ en fonction de la fréquence f est donnée page suivante pour plusieurs charges. On retrouve, pour une masse de 80 kg, l'allure de la courbe rouge indiquée par Akustar.



Évidemment, la charge minimale de 20 kg est la moins efficace. De plus, sa fréquence de résonance à 16 Hz est centrée sur la première octave « audible » ! Par contre, avec 40 kg par plot l'isolation vibratoire est déjà relativement performante et encore plus efficace pour des masses de 60 kg ou 80 kg par plot.

On notera que notre modèle de calcul ne permet pas de relier directement l'isolement vibratoire à l'isolement aux bruits aériens (48 dB) et aux bruits d'impact (31dB) indiqués dans la documentation *Akustar*. On ignore, d'ailleurs à quoi correspondent exactement ces valeurs. Mais, le plus souvent il s'agit d'indice d'affaiblissement normalisé ou de gain sur l'indice d'affaiblissement, issus de mesures en laboratoire sur surface d'essais d'après un protocole expérimental strict. De toute façon, il n'y a pas lieu de chercher un lien direct avec le coefficient de transmissibilité Δ .

Les lecteurs soucieux d'aborder plus en détail ces notions passionnantes de mécanique vibratoire pourront consulter l'excellent ouvrage de Michel Del Pedro et Pierre Pahud, *Mécanique Vibratoire, systèmes discrets linéaires*.

Bibliographies :

- *Notions élémentaires d'acoustique Électroacoustique* de Jacques Jouhaneau (édition TEC & DOC)
- *Mécanique Vibratoire, systèmes discrets linéaires* de Michel Del Pedro et Pierre Pahud (Presses polytechniques et universitaires romandes)
- *Cours CNAM ACC113 « acoustique générale pour l'ingénieur »* d'Alexandre Garcia
- PDF Paulstra « Suspensions élastiques » <http://www.paulstra-vibrachoc.com/paulstra-vibrachoc.html>