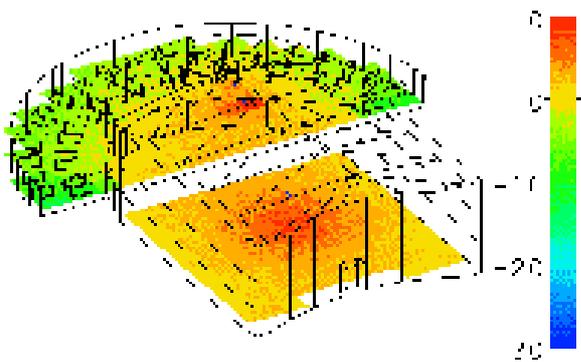


# Institut des Sciences Appliquées de Lyon

## Département Génie Civil et Urbanisme

### Acoustique du Bâtiment



*4ème Année*

## SOMMAIRE

|   |    |
|---|----|
| 1. CARACTERISATION PHYSIQUE ET PHYSIOLOGIQUE DES SONS ET DES BRUITS.....          | 5  |
| 1.1. Origine du son .....   | 5  |
| 1.2. Grandeurs caractéristiques d'un son ou d'un bruit.....                       | 5  |
| 1.2.1. Pression acoustique .....  | 5  |
| 1.2.2. Fréquence et longueur d'onde.....  | 6  |
| 1.3. Equation de propagation d'onde .....   | 9  |
| 1.3.1. Principe fondamentale de la dynamique .....                                | 10 |
| 1.3.2. Loi de conservation de l'énergie .....                                     | 10 |
| Equation d'ondes en coordonnées sphériques .....                                  | 11 |
| 1.4. Relation entre pression acoustique $p(t)$ et vitesse vibratoire $v(t)$ ..... | 12 |
| 1.4.1. Ondes planes progressives .....  | 12 |
| 1.4.2. Ondes sphériques progressives .....  | 13 |
| 1.5. Intensité et densité d'énergie acoustique .....                              | 14 |
| 1.6. Niveaux de pression et d'intensité.....                                      | 15 |
| 1.7. Analyse des bruits "Stables" .....   | 17 |
| 1.7.1. Analyse d'octave. ....   | 17 |
| 1.7.2. Analyse de tiers d'octave.....   | 18 |
| 1.8. Composition de deux niveaux de bruit .....                                   | 20 |
| 1.8.1 Addition de deux niveaux.....   | 20 |
| 1.8.2. Soustraction de 2 niveaux de bruit.....                                    | 21 |
| 1.9. Analyse statistique des bruits instables.....                                | 22 |
| Exemple : .....   | 25 |
| 1.10. Sensation des bruits .....  | 25 |
| 1.10.1. Anatomie et fonctionnement de l'oreille .....                             | 25 |
| 1.10.2. Perception sonore .....   | 27 |
| 1.10.3. Courbes d'égale sensation. ....   | 27 |
| 1.10.4. Evaluation de la sensation en dB pondérés .....                           | 28 |
| Exemple de calcul de sensation en dB(A) .....                                     | 30 |
| 1.10.5. Courbes NR (Noise Rating) .....   | 31 |
| 1.11. Les appareils de mesure : le sonomètre .....                                | 32 |
| 1.12. Seuils à ne pas dépasser.....   | 33 |
| 2. PROPAGATION SONORE EN ESPACE LIBRE .....                                       | 35 |
| 2.1. Source ponctuelle .....  | 35 |
| 2.2. Source ponctuelle directive .....  | 36 |
| 2.2.1 Facteur et indice de directivité.....                                       | 36 |
| 2.2.2. Diagramme de directivité et Indice de directivité .....                    | 37 |
| 2.3. Ligne de sources ponctuelles indépendantes.....                              | 38 |
| 2.4. Atténuation atmosphérique .....  | 39 |
| 2.5. Atténuation due aux écrans (diffraction).....                                | 40 |
| 2.5.1. cas des sources ponctuelles.....   | 40 |
| 2.5.2. Cas de chemins diffractés multiples .....                                  | 41 |
| 2.5.3. Atténuation d'écran : cas de ligne source .....                            | 42 |
| 3. PROPAGATION EN ESPACE CLOS .....   | 45 |
| 3.1. Evaluation de l'intensité réverbérée. ....                                   | 45 |
| 3.2. Niveau sonore en espace clos .....   | 46 |
| 3.3. Notion de réverbération.....   | 47 |
| 3.4- Mesure d'un coefficient de Sabine $\alpha_s$ .....                           | 51 |
| 3.5 Traitement acoustique des salles.....   | 52 |
| 3.5.1. Etude de la forme d'une salle .....  | 53 |
| 3.5.2. Phénomène de résonances liées à la forme .....                             | 53 |
| 3.5.3. Choix des durées de réverbérations optimales .....                         | 54 |
| 3.5.4. Choix des matériaux absorbants .....                                       | 55 |
| 3.6. Critères d'acoustique architecturale .....                                   | 59 |
| 3.6.1. Temps de réverbération TR60.....   | 59 |

|   |    |
|---|----|
| 3.6.2. Early Decay Time EDT .....   | 59 |
| 3.6.3. Temps central Ts.....  | 59 |
| 3.6.4. Clarté C80 .....   | 60 |
| 3.6.5. Définition D50.....  | 60 |
| 3.6.6. Intelligibilité STI et RASTI .....   | 60 |
| 3.6.7. Fraction d'énergie latérale précoce LF.....  | 61 |
| 4. ISOLATION DES PAROIS AUX BRUITS AERIENS .....  | 62 |
| 4.1 Coefficient de transmission $\tau$ et indice d'affaiblissement R.....                                 | 62 |
| 4.2. Evaluation théorique de l'indice d'affaiblissement des parois simples .....                          | 63 |
| 4.2.1 Fréquence de coïncidence et fréquence critique .....  | 63 |
| 4.2.2 Expression théorique de l'indice d'affaiblissement.....   | 65 |
| 4.3. Isolement d'une paroi.....   | 71 |
| 4.3.1. Isolement brut d'une paroi .....   | 71 |
| 4.3.2. Isolement normalisé $D_n$ .....  | 72 |
| 4.3.3. Relation entre isolement brut $D_b$ et Indice d'affaiblissement R .....                            | 72 |
| 4.4. Indice d'affaiblissement moyen d'une paroi composite.....  | 74 |
| 4.4.1. Paroi isolée.....  | 74 |
| 4.4.2. Influence des transmissions latérales. ....  | 75 |
| 4.4.3. Indice d'affaiblissement d'une double paroi .....  | 77 |
| 4.4.4. Indice d'affaiblissement global en dB (A) .....  | 82 |
| 4.4.5. Relation expérimentale entre masse surfacique des parois et indice d'affaiblissement en dB(A)..... | 84 |
| 4.4.6. Indices d'affaiblissement des parties vitrées .....  | 85 |
| 4.4.7. Conclusions.....   | 96 |
| Bibliographie .....   | 97 |
| ANNEXES .....   | 98 |



# CHAPITRE I

## 1. CARACTERISATION PHYSIQUE ET PHYSIOLOGIQUE DES SONS ET DES BRUITS.

### 1.1. Origine du son

Tout organe mécanique en état de vibration donne naissance, par l'intermédiaire de son enveloppe à une onde acoustique. Les particules fluides, en contact avec l'enveloppe, sont alors soumises du fait de leur élasticité alternativement à des compressions et des dépressions. De par l'inertie du milieu environnant, ces perturbations de pression se transmettent de proche en proche dans le milieu à une vitesse  $c$  appelée célérité du son, qui, dans le cas de l'air est :

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P_{atm}}{\rho_0}} \quad \text{où} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4 : \quad \text{coefficient isentropique}$$

$P_{atm} = 10^5 \text{ Pa} :$  pression atmosphérique  
 $\rho_0 :$  masse volumique de l'air (kg/m<sup>3</sup>) (fonction de la température)

L'élasticité du milieu de propagation produit sur l'élément fluide déplacé une force tendant à le ramener à sa position d'équilibre, de sorte que la propagation s'effectue sans transfert de matière. La vibration des particules autour de leur position d'équilibre est appelée vitesse particulaire  $v(t)$  fonction du temps.

Les ondes se propageant dans une direction donnée sont telles que la vitesse particulaire en un point est colinéaire à la direction de propagation de l'onde. On parle dans ce cas d'ondes longitudinales.

Cette onde sonore se propage dans toutes les directions de l'espace entourant la source. On appellera surface d'onde la surface dont tous les points sont dans un même état vibratoire.

### 1.2. Grandeurs caractéristiques d'un son ou d'un bruit.

#### 1.2.1. Pression acoustique

La grandeur caractéristique d'un son la plus accessible à la mesure (au moins dans les gaz) est la pression acoustique  $p(t)$ . En un point de l'espace, elle est définie comme étant la partie fluctuante de la pression totale  $P(t)$  autour d'une valeur moyenne constante  $P_{atm}$  représentant la pression atmosphérique au repos (figure 1.1)

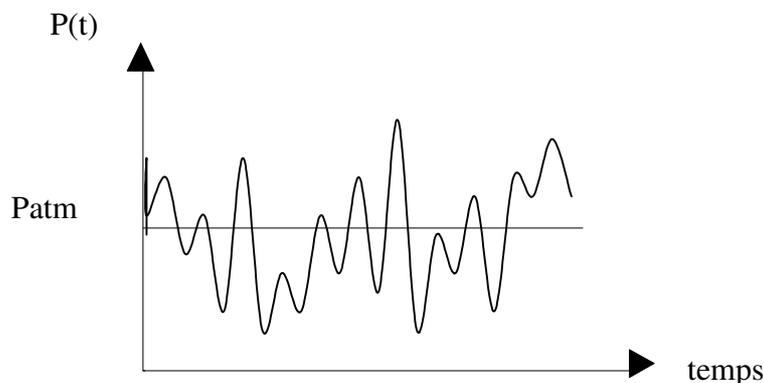


Figure 1.1. Pression acoustique  $P(t)$

$p(t) = P(t) - P_{atm}$  pression acoustique instantanée. Son unité de mesure est le Pascal

La vitesse vibratoire  $v(t)$  est plus difficile à mesurer.

Le rapport  $\frac{p(t)}{v(t)} = Z$  est l'impédance du milieu (ou de la surface qui le limite). Cette grandeur est généralement complexe car  $p$  et  $v$  ne sont pas en phase, comme nous le verrons par la suite.

### 1.2.2. Fréquence et longueur d'onde

L'oscillation la plus élémentaire est de type harmonique. Ce qui signifie que pression acoustique  $p(t)$  et vitesse vibratoire  $v(t)$  en un point du milieu sont des fonctions circulaires du temps (Figure 1.2.). Le son généré est appelé "son pur".

$p(t) = p_m \sin \omega t$   
 $p_m$  : pression acoustique maximale  
 $\omega$  : pulsation ou vitesse angulaire (radians/seconde)

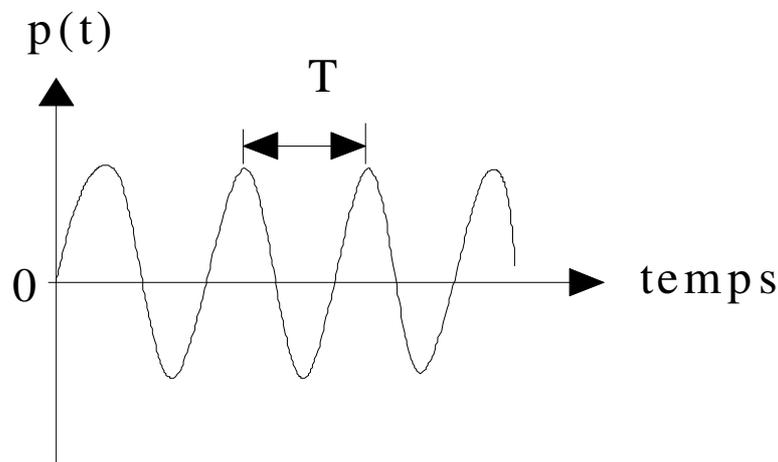


Figure 1.2. "Son pur".

La pression acoustique est identique à elle-même au bout d'un temps  $T$  appelé période.  
La fréquence  $f$  du son est définie comme étant le nombre de cycles de vibration se produisant par seconde.

$$f = \frac{1}{T} (\text{Hz})$$

elle s'exprime en Hertz.

Période spatiale : longueur d'onde  $\lambda$

L'onde se propage dans le milieu à une vitesse  $c$  de sorte que pendant une période de vibration  $T$  l'onde a parcouru la distance  $\lambda = cT$  (m).  $\lambda$  est appelé longueur d'onde.

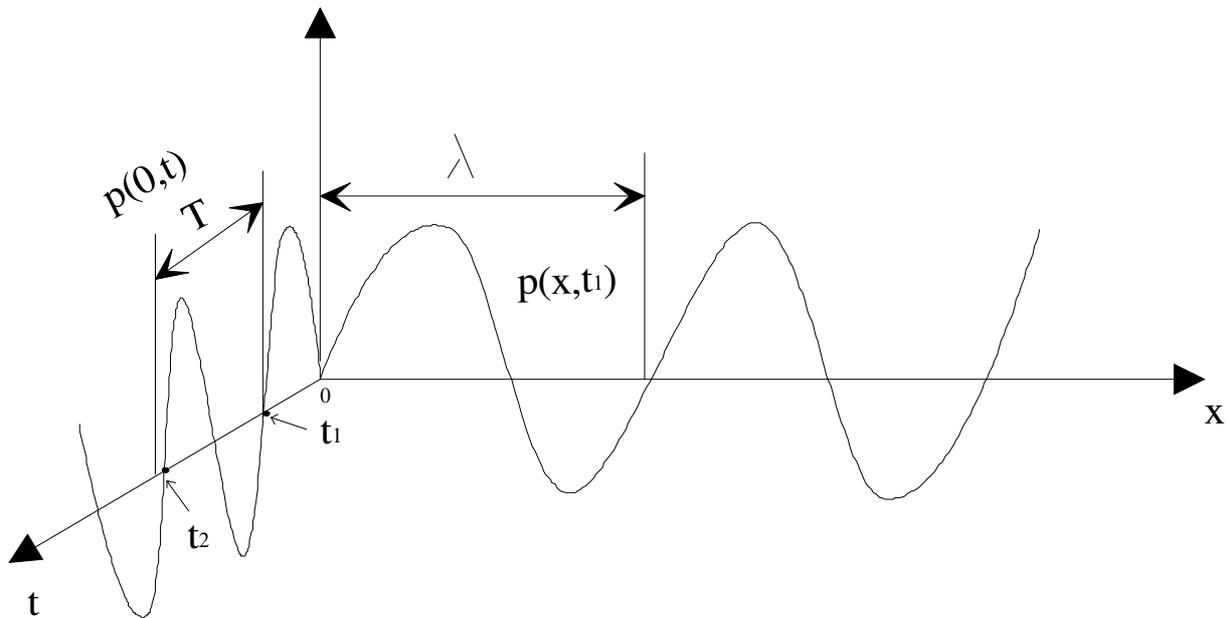


figure 1.3: Propagation spatiale et temporelle d'une onde

Le plus souvent la pression acoustique est une fonction périodique mais non sinusoïdale du temps dont un exemple est montré à la figure 1.4

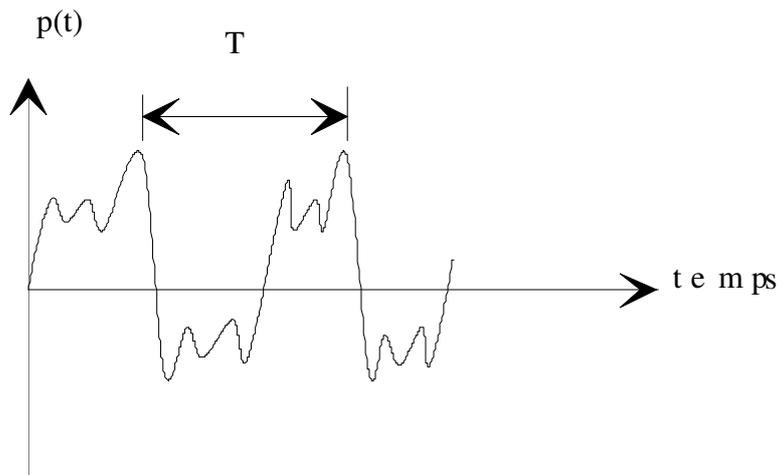


figure 1.4: son périodique

Si la période  $T$  est finie les procédés mathématiques énoncés par Fourier permettent de décomposer toute fonction périodique est une somme infinie mais dénombrable de fonctions circulaires (série de Fourier).

Ainsi, une fonction périodique  $p(t)$  de période  $T$  peut se mettre sous la forme :

$$p(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin \omega_n t + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos \omega_n t \quad (1.1)$$

$$\text{avec } \omega_n = \frac{2\pi n}{T} \quad n = 1, 2, \dots, \infty$$

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt = 0 \quad (\text{sur une période les surpressions et dépressions se compensent})$$

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin \omega_n t \, dt$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos \omega_n t \, dt$$

La relation (1.1) peut encore s'écrire sous la forme

$$p(t) = \sum_{n=1}^{\infty} s_n \cos(\omega_n t - \varphi(n)) \quad (1.2)$$

cette relation traduit le fait qu'une onde périodique est décomposable en une somme infinie d'ondes harmoniques dont les fréquences  $f_n = n/T$  ( $n=1,2,\dots$ ) sont des multiples de la fréquence fondamentale  $1/T$ .

A chaque composante  $\omega_n$  appelée pulsation, correspond une fréquence  $f_n = \omega_n / 2\pi$

Chaque terme de la décomposition de Fourier constitue un "son pur". l'ensemble des sons purs composant le signal sonore est appelé son périodique.

Ainsi, un son périodique est caractérisé par une pression  $p(t)$  de période  $T$  est décomposable en une sommation de sons purs, de fréquences différentes, mais non indépendantes ( $f_n = \frac{n}{T}$ ).

Le spectre d'un son périodique sera la représentation fréquentielle de la fonction  $p(t)$  (figure 1.5).

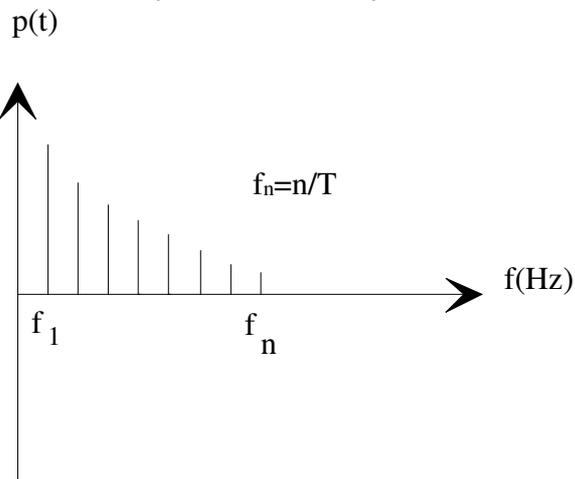


Figure 1.5 : Spectre de raies d'un son périodique de période  $T$ .

Les phénomènes physiques à analyser ne sont pas toujours des fonctions périodiques ou des sommes de fonctions périodiques. La pression acoustique  $p(t)$  est le plus souvent une fonction aléatoire du temps sans périodicité temporelle finie.(figure 1.6)

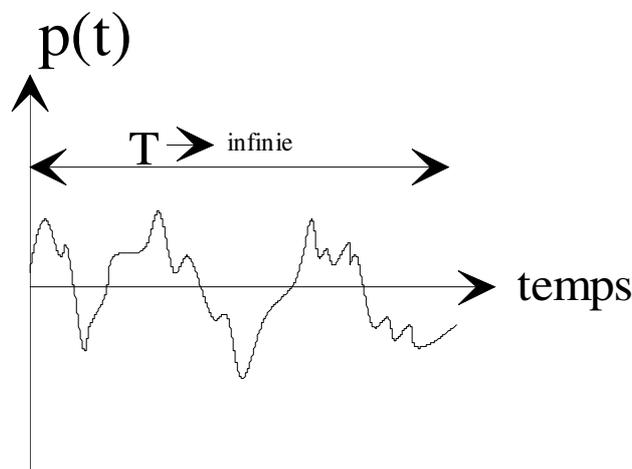


figure 1.6 : signal acoustique sans périodicité

Pour un signal sans périodicité, ce qui revient à dire que sa période est infinie la décomposition de Fourier devient

En posant  $\omega = n\Omega$  avec  $\Omega = 2\pi/T$

$$p(t) = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \sin n\Omega t + b_n \cos n\Omega t)$$

si Test infinie alors  $\Omega$  tend vers 0 on peut alors considérer  $\omega$  comme un accroissement  $d\omega$ .  $p(t)$  devient

$$p(t) = \frac{1}{\pi} \sum_{\omega=0}^{\infty} \Delta\omega \int_{-T/2}^{T/2} p(\tau) (\sin \omega\tau \cdot \sin \omega t + \cos \omega\tau \cos \omega t) d\tau$$

lorsque  $\Delta\omega$  tend vers zéro la sommation discrète devient une intégrale

$$p(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} p(\tau) \cos \omega(t - \tau) d\tau$$

que l'on peut mettre encore sous la forme

$$p(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} A(\omega) \cos[\omega t - \phi(\omega)] d\omega \quad (1.3) \quad \text{intégrale de Fourier}$$

$$\text{avec } A(\omega) = \sqrt{\left( \int_{-\infty}^{\infty} p(\tau) \cos \omega\tau \cdot d\tau \right)^2 + \left( \int_{-\infty}^{\infty} p(\tau) \sin \omega\tau \cdot d\tau \right)^2}$$

$$\phi(\omega) = \text{arctg} \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} p(\tau) \sin \omega\tau \cdot d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} p(\tau) \cos \omega\tau \cdot d\tau} \right]$$

La formulation intégrale de la relation (1.3) signifie qu'une fonction non périodique du temps est décomposable en une infinité d'ondes harmoniques de fréquences distinctes et en quantité indénombrable.

Le spectre d'une onde complexe (bruit) est dans ce cas une courbe continue  $A(\omega)$  représentant l'amplitude en fonction de la pulsation ou de la fréquence

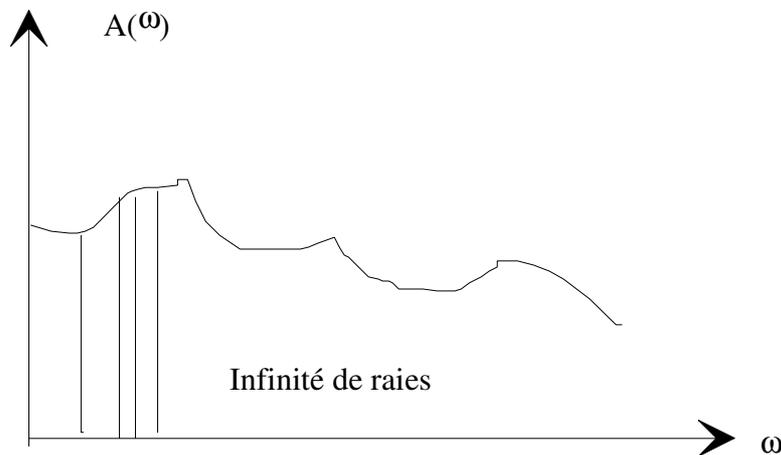


Figure 1.7 : Spectre d'un bruit.

**Remarque** : Transformée d'une fonction de durée limitée.

### 1.3. Equation de propagation d'onde

En tout point du volume d'air soumis au rayonnement vibratoire d'une source, la pression acoustique ou la vitesse particulière sont dépendantes à la fois des coordonnées du point et du temps.

La propagation sonore est régie par une équation aux dérivées partielles.

Considérons un volume d'air élémentaire  $\Delta V_0 = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$  perturbé par une onde de pression plane  $p(x,t)$  se propageant vers le x positifs (figure 1.8)

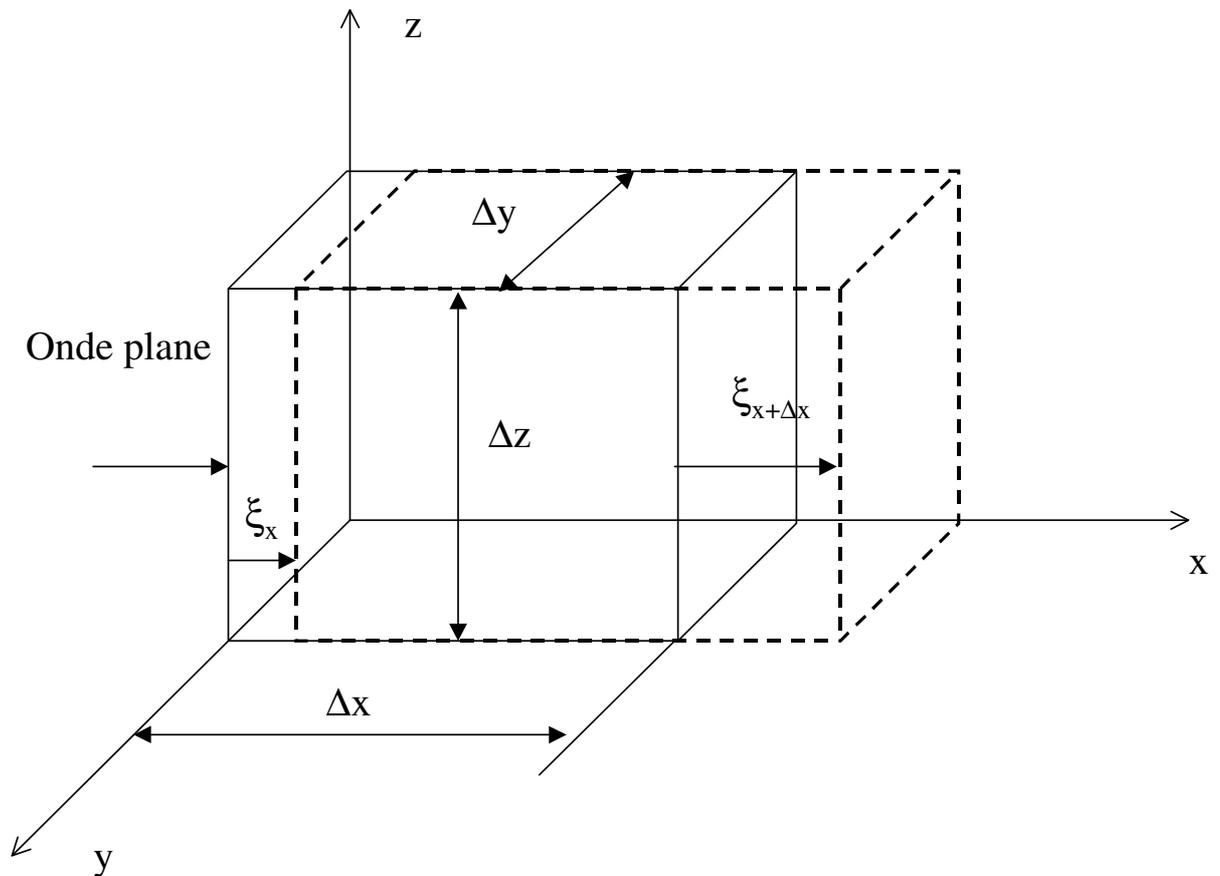


Figure 1.8 déformation d'un volume d'air élémentaire

A un instant  $t$  donné s'exerce sur les frontières  $x$  et  $x+\Delta x$  respectivement les pressions  $p(x,t)$  et  $p(x+\Delta x, t)$ . Ce gradient de pression crée un déplacement des 2 frontières notés respectivement  $\xi_x$  et  $\xi_{x+\Delta x}$  se traduisant par une déformation du volume .  
Il s'en suit une vibration particulière de vitesse  $v(t)$ .

### 1.3.1. Principe fondamentale de la dynamique

Les lois de la dynamique des fluides et l'équation d'équilibre des forces qui s'exerce sur le volume d'air élémentaire conduit à l'expression :

$$\boxed{\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t}} \quad (1.4)$$

$\rho_0$  masse volumique de l'air ( $1.2 \text{ kg/m}^3$  à  $20^\circ\text{C}$ )

### 1.3.2. Loi de conservation de l'énergie

Les compressions et dépressions successives du milieu se traduisent par des variations de température que l'on peut considérer comme infinitésimales .On admet couramment l'adiabaticité des transformations représentée par la relation

$$P.(\Delta V)^\gamma = \text{cte} \quad (1.5)$$

avec  $P(t) = P_{\text{atm}} + p(t)$  pression totale

$P_{\text{atm}}$  pression atmosphérique  $\cong 10^5 \text{ Pa}$

où sous forme différentielle

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{d(\Delta V)}{\Delta V} = 0 \quad (1.6)$$

avec  $\Delta V = \Delta V_0 + \tau$  où  $\tau$  représente la variation de volume consécutive à l'onde acoustique  $\Delta V_0$  volume initial (en l'absence d'onde)

En considérant  $p(t)$  et  $\tau$  infiniment petit devant  $P_{atm}$  et  $\Delta V_0$  la relation (1.6) devient

$$\frac{1}{P_{atm}} \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\gamma}{\Delta V_0} \frac{\partial \tau}{\partial t} \quad (1.7)$$

$$\text{avec } \tau = (\xi_{x+\Delta x} - \xi_x) \Delta y \Delta z = \frac{\partial \xi}{\partial x} \Delta V_0$$

$$\text{soit } \frac{\partial \tau}{\partial t} = \Delta V_0 \frac{\partial v}{\partial x}$$

d'où

$$\frac{1}{P_{atm}} \frac{\partial p}{\partial t} = -\gamma \frac{\partial v}{\partial x} \quad (1.8)$$

Les expressions (1.4) et (1.8) établissent les relations entre pression acoustique et vitesse particulaire en un point du domaine fluide .

Afin d'éliminer la fonction  $v(x,t)$  de ces deux expressions on dérive/x la relation(1.4) et /t la relation (1.8). Par combinaison des 2 dérivations on aboutit à l'équation d'ondes

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\rho_0}{\gamma \cdot P_{atm}} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.9)$$

La quantité  $\frac{\gamma P_{atm}}{\rho_0}$  à la dimension d'une vitesse au carré qui représente la célérité  $c$  des ondes

$$\text{dans l'air } c = \sqrt{\frac{\gamma P_{atm}}{\rho_0}} \quad (c=340\text{m/s à } 20^\circ\text{C})$$

Remarque

Par inversion des dérivées sur les relations (1.4) et (1.8) on élimine alors la fonction  $p(x,t)$  . On aboutit à l'équation en vitesse particulaire identique à l'équation d'ondes en pression

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{\rho_0}{\gamma \cdot P_{atm}} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

Equation d'ondes en coordonnées cartésiennes :

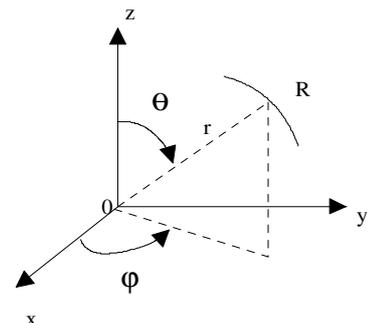
Dans un repère trirectangle  $(x,y,z)$  l'équation d'ondes est de la forme

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \text{ou} \quad \Delta p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

avec  $\Delta p$  : Laplacien

Equation d'ondes en coordonnées sphériques

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.11)$$



pour des ondes parfaitement sphériques la pression ne dépend que de  $r$  et

de t. L'équation d'ondes se réduit à

$$\frac{\partial^2(p.r)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(p.r)}{\partial t^2} \quad (1.12)$$

Cette équation d'ondes sphériques est à rapprocher de l'équation d'onde plane où la fonction  $p(x,t)$  est remplacée par le produit  $p(r,t).r$ . En d'autres termes les solutions  $p(x,t)$  sont analogues aux solutions  $p(r,t).r$

## 1.4. Relation entre pression acoustique $p(t)$ et vitesse vibratoire $v(t)$ .

### 1.4.1. Ondes planes progressives

On entend par onde progressive une onde qui se propage indéfiniment dans une direction donnée.

Traitons le cas d'une propagation unidirectionnelle (onde plane) ; considérons un tube cylindrique de longueur indéfinie. Le milieu qu'il contient est soumis à une vibration engendrée par un piston à l'abscisse  $x = 0$  (figure 1.9)

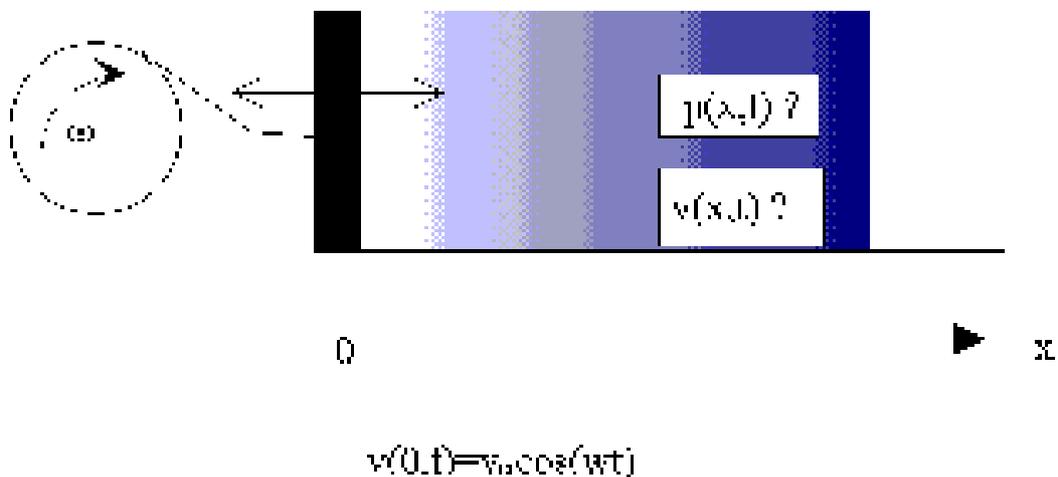


Figure 1.9 : génération d'ondes planes par piston vibrant

La solution générale de l'équation de propagation (1.9) est représentée par la sommation de 2 fonctions  $f_1$  et  $f_2$  de  $x$  et de  $t$ .

$$p(x, t) = f_1\left(t - \frac{x}{c}\right) + f_2\left(t + \frac{x}{c}\right)$$

$f_1$  et  $f_2$  sont 2 fonctions arbitraires continues et dérivables deux fois par rapport à  $x$  et à  $t$ .

La première matérialise une onde se propageant vers les  $x$  positifs.

La deuxième matérialise une onde se propageant vers les  $x$  négatifs (cas d'une onde réfléchiée).

La source (piston) a une vitesse de vibration de pulsation  $\omega$  et s'écrit sous forme complexe :

$$v(0, t) = v_m \cos \omega t = \text{Re} [V_m e^{j\omega t}]$$

$\text{Re}$  : partie réelle de l'expression entre crochets.

Le tube étant supposé de longueur infinie, le milieu n'est donc pas le siège d'onde réfléchiée. La pression acoustique à l'abscisse  $x$  au temps  $t$  se met alors sous la forme :

$$p(x, t) = p_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right) = \text{Re} \left[ p_m e^{j\omega \left(t - \frac{x}{c}\right)} \right]$$

v et p étant des fonctions circulaires de l'espace et du temps on a les relations suivantes :

$$\frac{\partial v}{\partial t} = j\omega v \quad \frac{\partial p}{\partial x} = -j\frac{\omega}{c} p(x,t)$$

on en déduit de l'expression (1.1)

$$p(x, t) = \rho_0 c v(x, t) \quad (1.13)$$

La vitesse particulaire et la pression qui règnent en tout point de l'espace sont en phase à tout instant.

Le rapport  $Z = \frac{P}{v} = \rho_0 c$  est un réel et appelé impédance acoustique du milieu.

Pour l'air  $Z = 400$  (SI)

### 1.4.2. Ondes sphériques progressives

Une source émet des ondes sphériques lorsqu'elle rayonne uniformément son énergie dans tout l'espace qui l'entoure.

En coordonnées sphériques l'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

Expression qui peut encore se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial^2 (pr)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (pr)}{\partial t^2}$$

Cette dernière est semblable à l'équation de propagation unidirectionnelle :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

à condition de remplacer la fonction p(x,t) par p(r,t).r (r : distance du point considéré à la source).  
Pour une onde sphérique progressive la solution de l'équation d'ondes s'écrit :

$$p(r,t).r = F_1(t-r/c)$$

Pour une onde harmonique de pulsation  $\omega$  la pression s'exprime comme

$$p(r,t) = \frac{A_m}{r} e^{j\omega(t-\frac{r}{c})} \quad (1.14)$$

L'amplitude de pression est inversement proportionnelle à la distance r .

### Relation entre p(r,t) et v(r,t)

Pour une onde sphérique l'équation de la dynamique des fluides s'exprime comme

$$\boxed{-\frac{1}{r^2} \frac{\partial (pr^2)}{\partial r} = \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t}} \quad (1.15)$$

En remplaçant dans cette relation p par (1.14) et par intégration sur le temps la fonction vitesse s'écrit

$$v(r,t) = \frac{1}{\rho_0 c} \left(1 + \frac{j}{kr}\right) . p(r,t)$$

avec  $k = \omega/c$  nombre d'ondes

ou encore :

$$p(r,t) = \frac{\rho_0 c}{1 + \frac{j}{kr}} v(r,t)$$

L'impédance du milieu de propagation est dans ce cas complexe traduisant un déphasage entre pression et vitesse:

$$Z = \frac{p(r,t)}{v(r,t)} = \frac{\rho_0 c}{1 + \frac{j}{kr}} \quad (1-16)$$

**Remarque**

Lorsque le terme  $k.r$  est grand, c'est à dire pour des fréquences élevées ou pour des grandes distances, l'impédance devient réelle comme pour le cas des ondes planes.

**1.5. Intensité et densité d'énergie acoustique**

**Intensité acoustique**

La propagation d'une onde sonore est associée à un transfert d'énergie. On appelle intensité acoustique  $I$  la puissance sonore moyenne (dans le temps) transmise à travers une surface unité dans la direction de propagation.

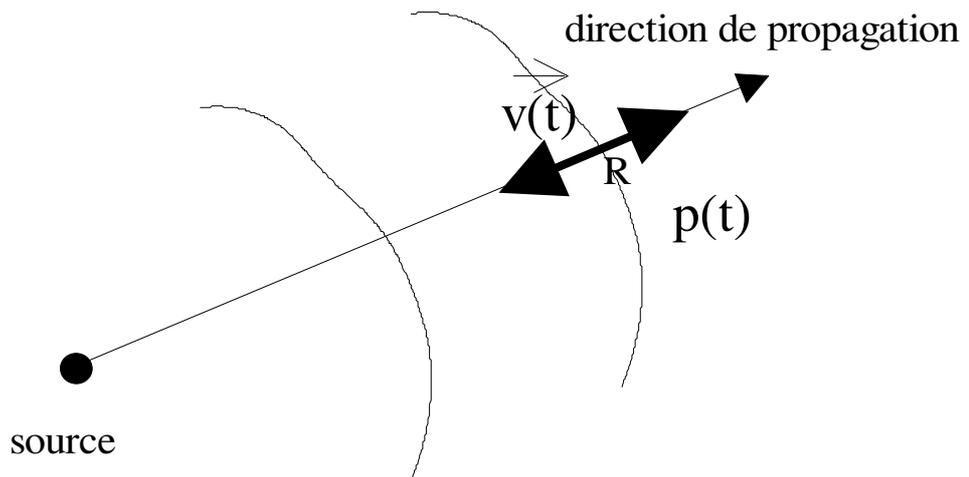


Figure 1-10

Si  $p(t)$  et  $v(t)$  sont la pression et la vitesse en un point  $R$ , l'intensité acoustique s'écrit

$$I = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p(t) \vec{n} \cdot \vec{v}(t) dt \quad (\text{W/m}^2)$$

Compte tenu de la relation (1.13)  
L'intensité s'exprime comme

$$I = \frac{p_e^2}{\rho_0 c} (\text{W/m}^2) \quad (1.17)$$

Avec la pression acoustique efficace  $p_e$  :

$$p_e^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt$$

### Densité d'énergie

Cette grandeur représente l'énergie sonore contenue dans un volume d'air unitaire .C'est la somme de l'énergie potentielle  $D_p$  lié aux compressions et dépressions de l'air et de l'énergie cinétique  $D_c$  liée à la vitesse de vibration de l'air .

$$D_p(t) = \frac{-\int p dV}{V} \quad (\text{J/m}^3) \quad (1.18)$$

$$D_c(t) = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \quad (\text{J/m}^3) \quad (1.19)$$

Compte tenu de la relation (1.7) reliant la variation de pression à la variation de volume la densité  $D_p$  devient

$$D_p = \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho_0 c^2} \quad D_c = \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho_0 c^2} \quad (1.20)$$

A tout moment il y a égalité entre énergies cinétique et potentielle.

La densité d'énergie totale moyenne  $D_m$  sur un intervalle de temps  $[t_1-t_2]$  s'écrit :

$$\boxed{D_m = \frac{p_e^2}{\rho_0 c^2}} \quad (\text{J/m}^3) \quad (1.21)$$

### 1.6. Niveaux de pression et d'intensité

Un bruit se présente à notre oreille avec de multiples caractères. La sensation produite par un bruit dépend essentiellement de l'intensité acoustique  $I$  mais aussi de la hauteur du bruit, c'est à dire des fréquences qui le composent.

#### Loi de Weber - Fechner

En première approche, autour de 1000 Hz, la sensation sonore est proportionnelle au logarithme de l'intensité acoustique. On pourra donc caractériser la sensation par ce que l'on appelle le niveau d'intensité :

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \quad (\text{dB})$$

Ce niveau s'exprime en décibels, d'abréviation dB.

$I_0$  est une intensité de référence représentant l'intensité minimale perceptible à 1000 Hz.

$$I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$$

La pression acoustique efficace étant plus facilement mesurable que l'intensité, on définit par ailleurs le niveau de pression  $L_p$  :

$$L_p = 10 \log_{10} \frac{p_e^2}{p_0^2} \quad (\text{dB})$$

$p_0$  est une pression de référence qui correspond sensiblement à la plus faible pression que l'oreille est capable de déceler à 1000 Hz

$$p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$$

Compte tenu de la relation  $I = \frac{p_e^2}{\rho_0 c}$  et pour des conditions normales de température et de pression atmosphérique , on a égalité entre  $L_I$  et  $L_p$  .

#### **Remarque :**

La pression acoustique varie dans un domaine très étendu (de  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa qui correspond au seuil d'audibilité à 1000 Hz à 20 Pa défini comme étant le seuil de la douleur). A ce domaine de

pression correspond une plage d'intensité de  $10^{-12}$  W/m<sup>2</sup> à 1 W/m<sup>2</sup>. Pour ces deux domaines de pression ou d'intensité les niveaux L<sub>p</sub> ou L<sub>i</sub> se situeront entre 0 et 120 dB.

Le tableau ci dessous donne un aperçu de l'échelle des bruits les plus courants.

| Conver<br>sation      | Impression<br>Subjective   | dB  | Transport   | Intérieur   | Extérieur                             |
|-----------------------|--|-----|---|---|---------------------------------------|
| Impossible            | Bruit sup-<br>portables<br>pendant un<br>court instant<br>seulement.<br>Destruction de<br>l'oreille. | 140 |   | Turboréacteur au<br>banc d'essais ; sortie<br>de la Tuyère  |                                       |
|                       |  | 130 |   | Marteau-pilon   |                                       |
|                       |  | 120 | Place du pilote d'avion de<br>combat à 400 Km/h                       |   |                                       |
|                       |  | 110 | Avion combat 350 Km/h   | Moteur d'avion<br>Atelier de<br>chaudronnerie<br>(ambiance)   |                                       |
| En criant             | Bruits très<br>pénibles à<br>écouter   | 100 | Motocyclette sans<br>silencieux à 2m. Klaxon de<br>route. Wagon train | Scie à bois à 1m.<br>Presse à découper.<br>Atelier de tissage.  | Marteau<br>pneumatique à 3 m.         |
|                       |  | 95  | Avion de transport à 400<br>Km/h                                      | Forges  |                                       |
| Difficile             | Supportable<br>mais bruyant  | 80  | Intérieur d'auto à 100 Km/h   | Atelier de tournage.<br>Escalier du métro<br>quand il y a influence<br>Radio pleine<br>puissance        | Circulation intense<br>à 1m.          |
| A voix forte          | Niveau de<br>bruits courants   | 70  | Wagons-lits Pullman<br>modernes                                       |   |                                       |
|                       |  | 65  | Automobile.   |   |                                       |
|                       |  | 60  |   | Grands magasins.<br>bureau avec<br>dactylographe.<br>Conversation<br>normale                            | Rue résidentielle<br>tranquille.      |
| A voix normale        | Jugé calme si<br>on est actif  | 55  | Bateau à moteur   |   |                                       |
|                       |  | 50  | Auto silencieuse  | Robinet d'eau ouvert<br>à grand débit.<br>Appartement<br>donnant sur rue<br>active fenêtres<br>ouvertes | Rue très tranquille                   |
|                       |  | 45  | Transatlantique le classe   | Appartement bruyant   | Bruit minimum dans<br>la rue le jour. |
|                       |  | 40  |   | Bureau tranquille   |                                       |
| A voix<br>chuchotée   |  | 30  |   | Appartement<br>tranquille   |                                       |
|                       |  | 25  |   | Conversation à voix<br>basse à 1.5 m  |                                       |
|                       |  | 20  |   | Studio de<br>radiodiffusion   | Jardin calme.                         |
| Silence<br>inhabituel |  | 10  |   | Studio<br>d'enregistrement  |                                       |
|                       |  | 0   | Seuil d'audibilité.   | Laboratoire<br>d'acoustique   |                                       |

Tableau 1.1 Echelle des niveaux de pression

## 1.7. Analyse des bruits "Stables"

Un bruit est "stable" si son spectre n'évolue au cours du temps et donc si son niveau de pression ou d'intensité est indépendant du temps.

Analyser un bruit consiste à rechercher la distribution du niveau  $L_p$  en dB en fonction de la fréquence des sons qui le compose.

### Analyse fréquentielle

Pour reconstituer le spectre d'un bruit on a recours à la transformation de Fourier. Ainsi toute fonction continue du temps est décomposable en une sommation infinie de fonctions harmoniques (sinus ou cosinus) représentée par l'intégrale (1.3).

Pour des signaux périodiques de période  $T$  cette intégrale devient une sommation discrète de fonctions sinus ou cosinus dont les fréquences sont des multiples de la fréquence fondamentale  $f=1/T$ .

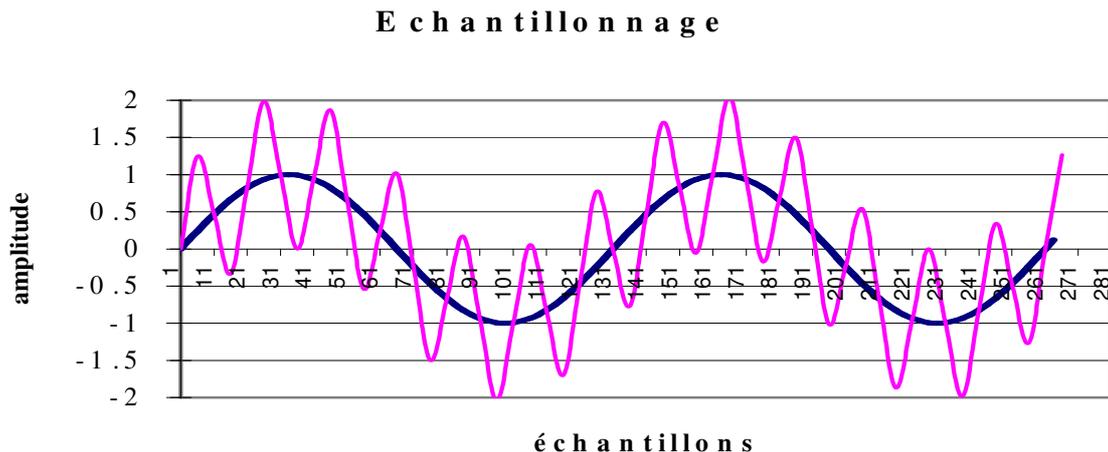
### Numérisation (ou échantillonnage)

Dans un 1<sup>er</sup> temps le signal continu (analogique) est transformé en une série de valeurs échantillonnées (numérique). Cette première opération est appelée conversion analogique-numérique et est réalisée à l'aide de cartes d'acquisition spécialisées implantées sur PC.

Cette acquisition s'effectue selon une fréquence d'échantillonnage  $F_e$  représentant le nombre d'échantillons saisis par seconde.

Le contenu fréquentiel du signal est dépendant de la fréquence d'échantillonnage utilisée.

Ainsi les 2 signaux représentés sur la figure ( ) numérisés avec une même fréquence  $F_e$  seront vus comme ayant le même contenu spectral.



Seuls les signaux dont les fréquences sont strictement inférieures à  $F_e$  pourront être analysés correctement.

### Filtrage numérique

L'analyse fréquentielle s'effectue soit à largeur de bande constante ( $\Delta f = \text{cte}$ ), soit à largeur de bande relative constante ( $\Delta f/f = \text{constante}$ ).

L'analyse à  $\Delta f$  constante n'est utilisée que dans le cas d'une description fine de l'énergie contenue dans chacune des bandes couvrant l'échelle des fréquences audibles (17-17000Hz).

Ces analyses sont pénalisantes en temps calcul.

En pratique on utilise plutôt les analyses à  $\Delta f/f = \text{constante}$  dont les plus utilisées sont les analyses 1/3 d'octave et 1/1 d'octave qui correspondent mieux à la résolution fréquentielle de l'oreille humaine. Cette notion de bande d'octave est souvent utilisée dans le domaine musical.

#### 1.7.1. Analyse d'octave.

Une bande d'octave est un intervalle de fréquence  $[f_1 - f_2]$  tel que le rapport

$$\frac{f_2}{f_1} = 2$$

L'ensemble des fréquences audibles est couvert par les 10 bandes d'octave normalisées suivantes:

[22,5 - 45], [45 - 90], [90 - 180], [180 - 350], [350 - 700], [700 - 1400], [1400 - 2800], [2800 - 5600], [5600 - 11200], [11200 - 22400].

Chacune de ces bandes d'octave est caractérisée par sa fréquence médiane :

$$f_m = \sqrt{f_1 f_2}$$

Elles sont respectivement :

**31,5 - 63 - 125 - 250 - 500 - 1000 - 2000 - 4000 - 8000- 16000.**

**Remarque :** L'analyse d'octave est encore appelée analyse à 70%

$$\Delta f / f_m = 0,707, \Delta f = \frac{f_m}{\sqrt{2}}, \quad \Delta f = f_2 - f_1$$

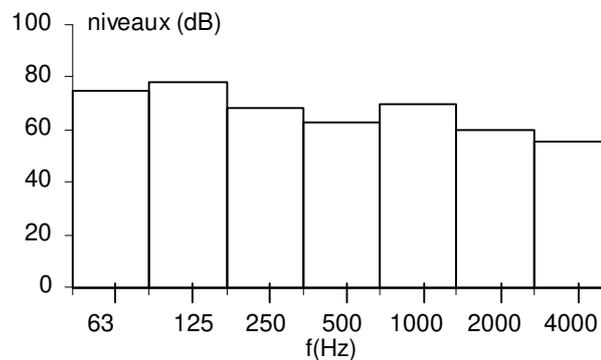


Figure 1.12. Spectre bande d'octave d'un bruit.

### 1.7.2. Analyse de tiers d'octave

Une bande de tiers d'octave est un intervalle de fréquence  $[f_1 - f_2]$  tel que le rapport :

$$\frac{f_2}{f_1} = \sqrt[3]{2}$$

De cette définition on montre aisément que 3 bandes tiers d'octave successives constituent une bande d'octave.

Les bandes tiers d'octave sont plus étroites que les bandes d'octave. On dira de l'analyse tiers d'octave qu'elle est plus fine que celle d'octave.

Elles font l'objet d'une normalisation dont les fréquences médianes  $f_m = \sqrt{f_1 f_2}$  sont :

10 - 12,5 - 16 - 20 - 31,5 - 40 - 50 - 63 - 80 - 100 - 125 - 157 - 200 - 250 - 315 - 400 - 500 - 630 - 800 - 1000 - 1250 - 1600 - 2000 - 2500 - 3150 - 4000 - 5000 - 6300 - 8000 - 10000 - 12500 - 16000 - 20000.

**Remarque :** L'analyse 1/3 d'octave est encore appelée analyse à  $\frac{\Delta f}{f_m} = 0,233$

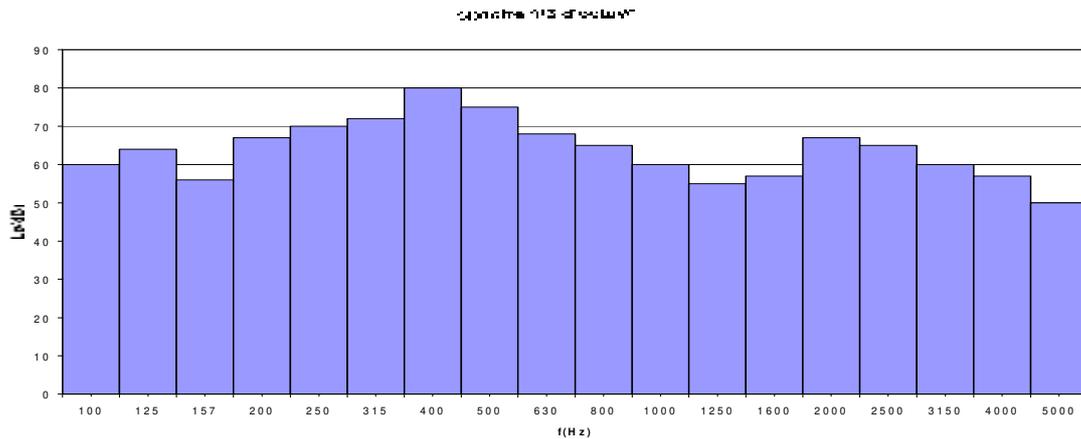


figure 1.13 : spectre 1/3 d'octave

### Bruit blanc et bruit rose

Un bruit est dit "blanc" lorsque son énergie est uniformément répartie sur toute l'étendue des fréquences audibles correspondant à une énergie fréquentielle constante.  $I(f)=A$

L'énergie contenue dans une bande d'octave de largeur  $\Delta f = f_2 - f_1 = \frac{fm}{\sqrt{2}}$  est

$$I(\Delta f) = A \frac{fm}{\sqrt{2}}$$

Le niveau d'intensité  $L_1 = 10 \log \frac{I(\Delta f)}{I_0}$  croît à raison de 3dB/oct (Figure 1.14)

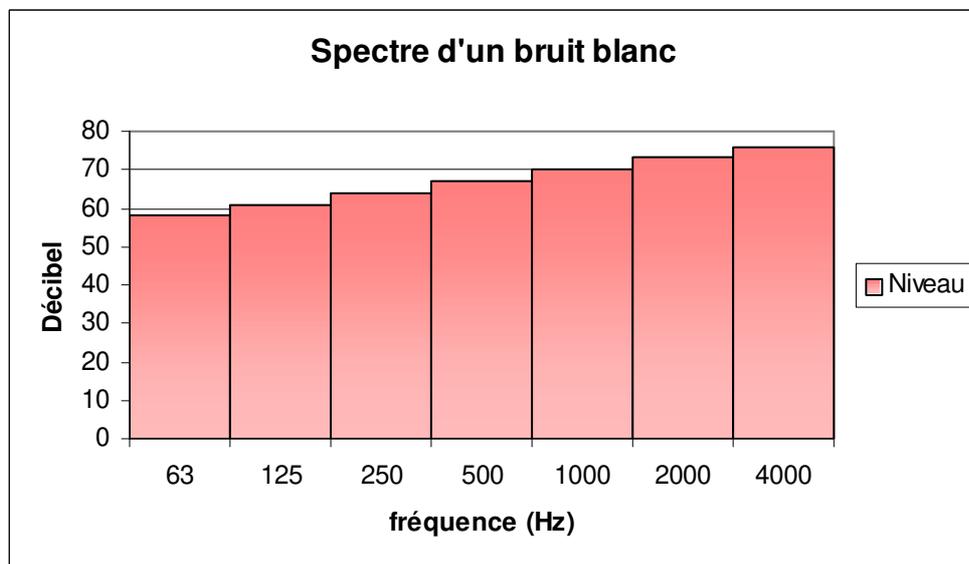


Figure 1.14 : spectre bandes d'octave d'un bruit blanc

Le bruit « rose » a une énergie fréquentielle inversement proportionnelle à la fréquence  $I(f)=A/f$ . De sorte que l'énergie d'une bande d'octave ou de tiers d'octave est la même qu'elle que soit la bande considérée. Le niveau énergétique est par conséquent indépendant de l'octave (figure 1.15).

$$I(\text{oct}) = \int_{f_1}^{f_2} \frac{A}{f} df = A \ln \frac{f_2}{f_1} \quad \text{avec } f_2/f_1=2$$

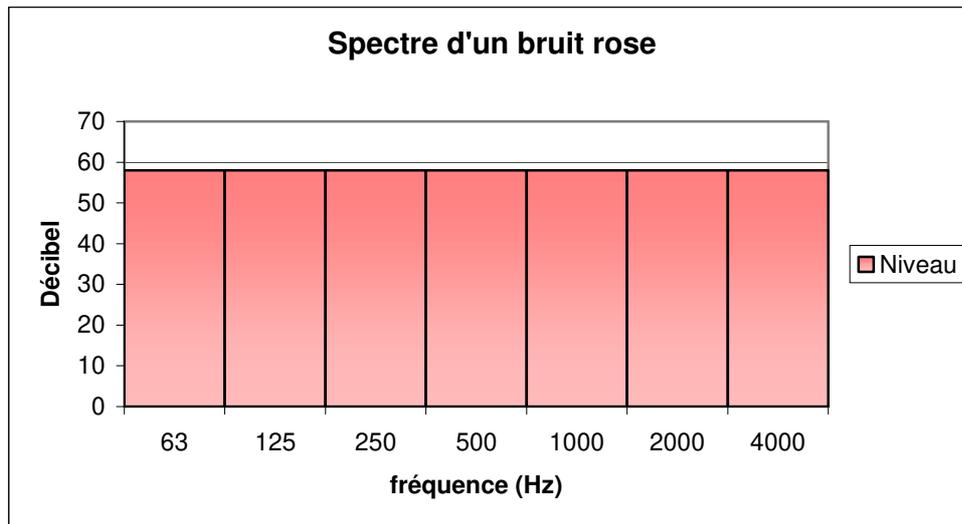


Figure 1.15 : spectre bandes d'octave d'un bruit rose

L'appellation "blanc" ou "rose" vient de l'analogie faite avec la lumière. La lumière blanche contient toutes les longueurs d'ondes visibles avec une énergie égale. La lumière rose est plus riche en énergie aux grandeurs longueurs d'ondes.

## 1.8. Composition de deux niveaux de bruit

### 1.8.1 Addition de deux niveaux

Si plusieurs sources de bruit engendrent en un point les pressions  $p_i(t)$  la pression résultante est égale à la somme algébrique des pressions :

$$p(t) = \sum_{i=1}^n p_i(t)$$

Si les sources ne sont pas corrélées entre elles, en d'autres termes si les fréquences des ondes émises par les sources sont indépendantes la pression efficace résultante est :

$$pe^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt = \sum_{i=1}^n pe_i^2$$

$t_1 - t_2$  étant un intervalle d'intégration.  
 $n$ , nombre de sources.

La pression résultante au carré est égale à la somme des pressions partielles au carré. On dit encore que la composition des bruits se fait de manière énergétique, car l'énergie acoustique est proportionnelle au carré de la pression efficace.

**Exemple** : Si l'on veut composer deux niveaux de bruit  $L_{p1}$  et  $L_{p2}$  le niveau résultant  $L_p$  est :

$$L_p = 10 \log \frac{pe_1^2 + pe_2^2}{p_0^2} = 10 \log \frac{pe_1^2}{p_0^2} \left( 1 + \frac{pe_2^2}{pe_1^2} \right)$$

$$L_p = L_{p1} + 10 \log \left( 1 + 10^{\frac{L_{p2} - L_{p1}}{10}} \right)$$

Ainsi le niveau résultant ne dépend que de l'un des niveaux à composer ( $L_{p1}$ ) auquel on ajoute un terme fonction uniquement de la différence entre les deux niveaux à composer. L'abaque de la figure 1.12 permet de calculer le terme qu'il faudra ajouter au niveau le plus élevé pour obtenir le niveau résultant.

Exemple :  $L_{p1} = 80 \text{ dB}$   
 $L_{p2} = 75 \text{ dB}$  } différence 5 dB

valeur à ajouter au niveau le plus élevé : 1,2 dB d'où niveau résultant  $L_p = 81,2 \text{ dB}$ .

**Remarque** : Deux bruits de même niveau ont un niveau résultant plus élevé de 3 dB.

Deux niveaux différents de plus de 15 dB auront un niveau global égal au niveau le plus élevé.  
 Le niveau résultant de la composition de n niveaux  $L_{p1}$  identiques est :  $L_p = L_{p1} + 10 \log n$ .

### composition de 2 niveaux

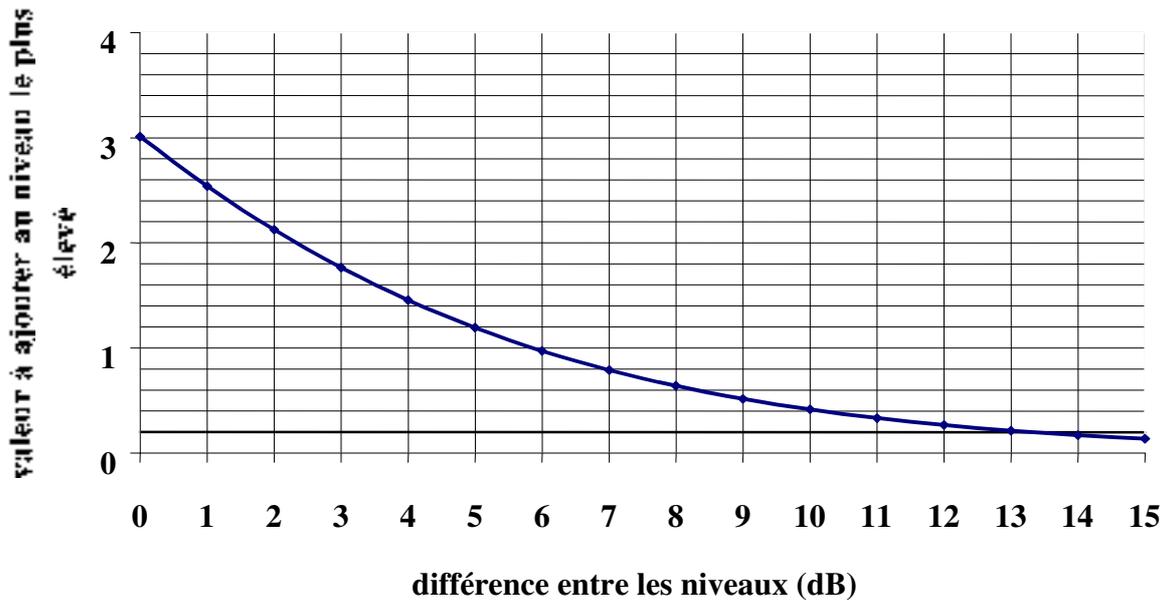


Figure 1.16 - Abaque d'addition de 2 niveaux sonores.

### 1.8.2. Soustraction de 2 niveaux de bruit

Cette situation correspond à la mesure d'un bruit de niveau  $L_{p1}$  en présence d'un bruit de fond  $L_{p0}$  que l'on ne peut éliminer. On procède à la mesure du bruit de fond seul puis à la mesure du bruit total  $L_p$ .

Nous avons :

$$L_{p0} = 10 \log \frac{P_{e0}^2}{P_0^2} \rightarrow \frac{P_{e0}^2}{P_0^2} = 10^{\frac{L_{p0}}{10}}$$

$$L_{p1} = 10 \log \frac{P_{e1}^2}{P_0^2} \rightarrow \frac{P_{e1}^2}{P_0^2} = 10^{\frac{L_{p1}}{10}}$$

La pression résultante de la superposition du bruit de fond et du bruit inconnu est telle que :

$$\frac{P_e^2}{P_0^2} = \frac{P_{e0}^2 + P_{e1}^2}{P_0^2} \rightarrow 10^{\frac{L_p}{10}} = 10^{\frac{L_{p0}}{10}} + 10^{\frac{L_{p1}}{10}}$$

$$\text{où } 10^{\frac{L_{p1}}{10}} = 10^{\frac{L_p}{10}} - 10^{\frac{L_{p0}}{10}}$$

$$\text{soit } \rightarrow L_{p1} = L_p + 10 \log\left(1 - 10^{\frac{L_{p0} - L_p}{10}}\right)$$

Ainsi le niveau inconnu  $L_{p1}$  est égal au niveau résultant  $L_p$  auquel on retranche un terme fonction de la différence qui existe entre niveau résultant et niveau de bruit de fond (voir abaque figure 1.17)

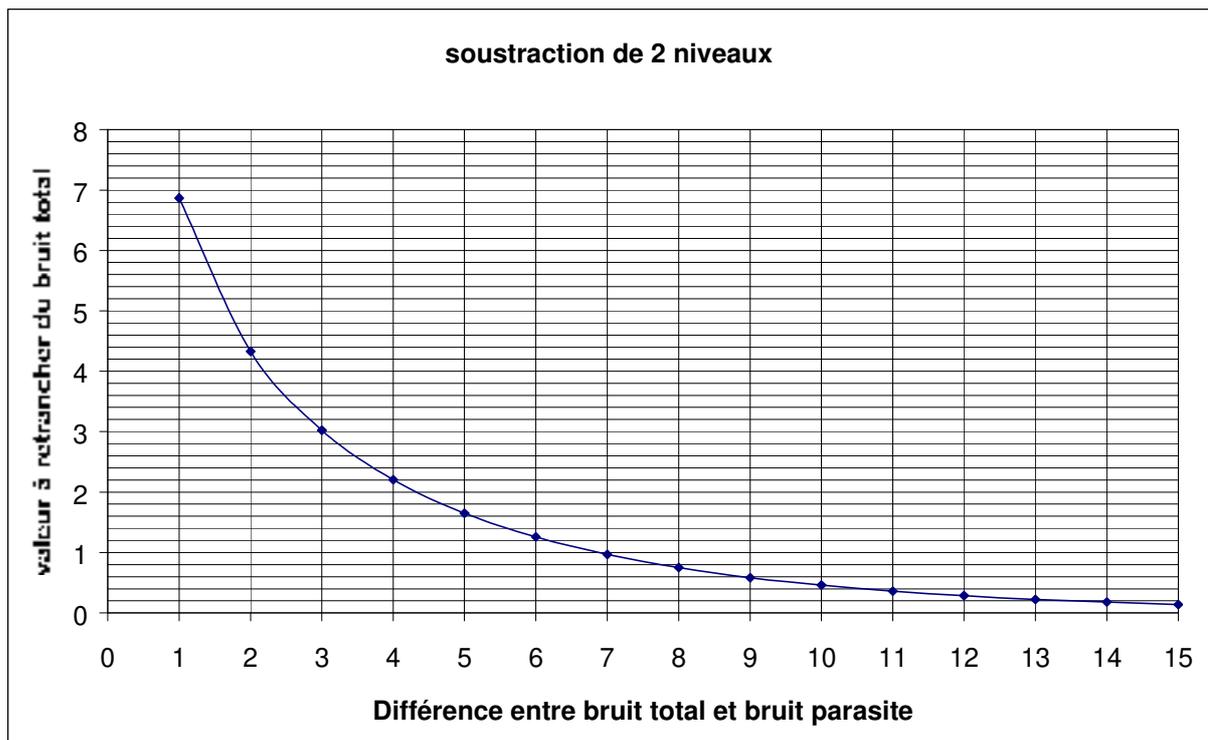


Figure 1.17 - Abaque de soustraction de 2 niveaux sonores.

### 1.9. Analyse statistique des bruits instables.

Par opposition au bruit stable, un bruit est instable lorsque son niveau et son spectre évoluent au cours du temps. C'est le cas notamment d'un bruit de circulation routière, dont le spectre dépendra de la nature du trafic (proportion entre véhicules légers et poids lourds).

Il est important de pouvoir caractériser, de manière précise, ce type de bruits pour deux raisons :

- d'une part pour évaluer les doses de bruit que subissent les personnes touchées,
- d'autre part pour rechercher leur influence sur la gêne des individus, et trouver les seuils tolérables.

On définit l'étendue des variations du niveau d'intensité sur une période d'observation T donnée grâce à ce que l'on appelle la statistique des niveaux de bruit. On procède de la manière suivante :

Soit un bruit de niveau  $L_p$  variable au cours du temps (figure 1.18), L'analyse statistique consiste à découper l'étendue de variation du niveau en classes de niveau (généralement de 5 en 5 dB). On détermine alors le pourcentage de temps pendant lequel le niveau s'est situé dans chacune de ces classes.

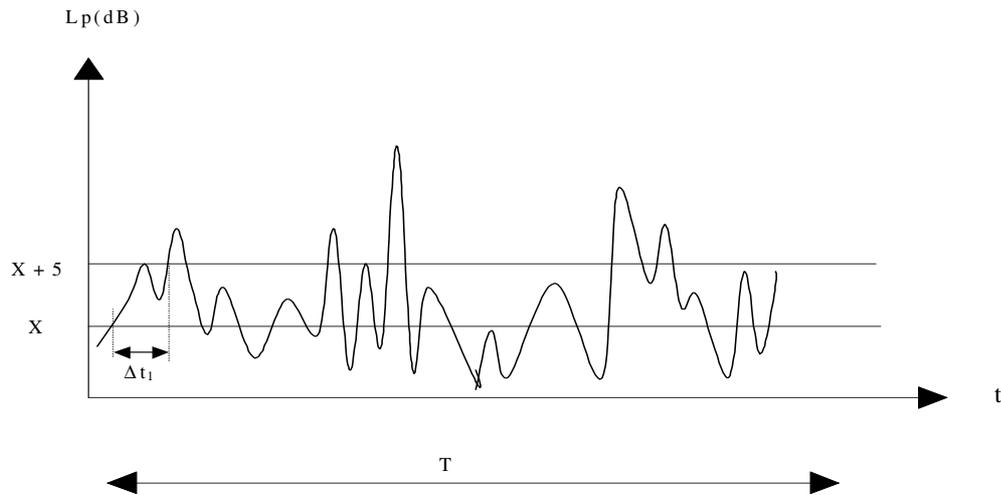


Figure 1.18 - Bruits instables

Ainsi, à titre d'exemple (figure 1.18) le niveau s'est situé entre X et X + 5 dB pendant un pourcentage de temps égal à :

$$P = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2 + \dots + \Delta t_n}{T}$$

Ceci permet alors de constituer l'histogramme du bruit (répartition du niveau au cours du temps) (figure 1.19)

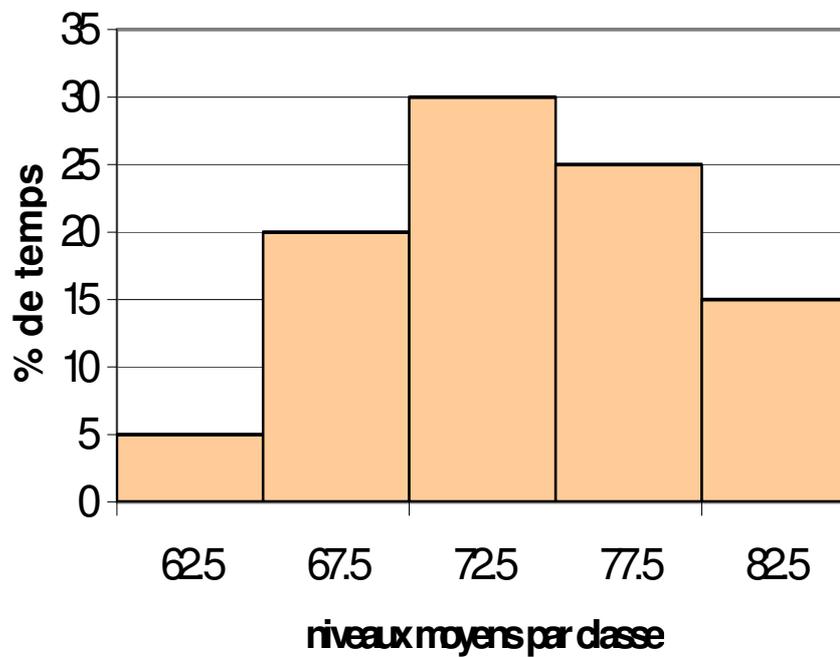


Figure 1.19 - Répartition temporelle d'un bruit

On déduit de cet histogramme une fonction cumulée représentant le % de temps pendant lequel un niveau donné a été dépassé (figure 1.20)

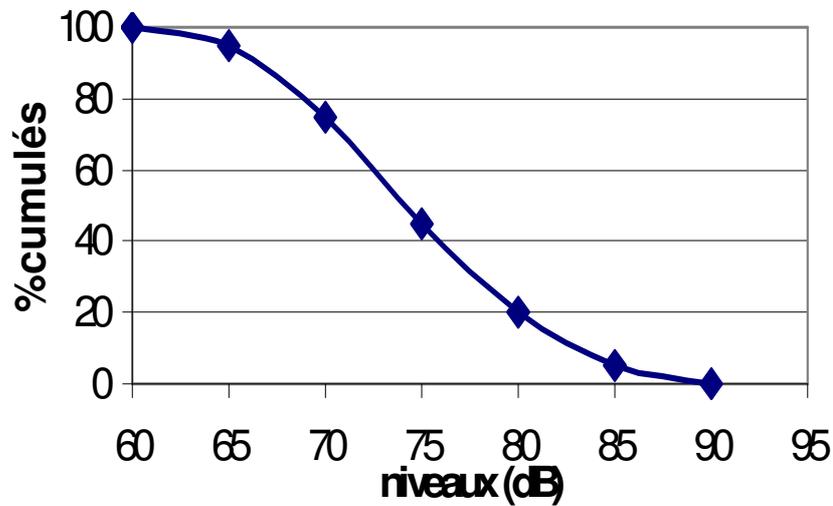


Figure 1.20 - Fonction cumulée

De cette dernière, on définit 3 niveau caractéristiques du bruit instable :

- $L_{10}$  : niveau dépassé 10 % du temps (niveau de crête)
- $L_{90}$  : niveau dépassé 90 % du temps (niveau de bruit de fond)
- $L_{50}$  : niveau dépassé 50 % du temps (niveau moyen)

La gêne engendrée par un bruit instable dépendra à la fois de son niveau moyen ainsi que de son caractère plus ou moins impulsif représenté par l'écart entre niveau de crête et niveau de bruit de fond ( $L_{10} - L_{90}$ ).

### Niveau équivalent $L_{eq}$

Pour les bruits à caractère impulsif, c'est à dire des bruits dont le niveau varie très rapidement dans le temps (figure 1.21), il est préférable d'en calculer l'énergie moyenne sur un temps d'observation T donné.

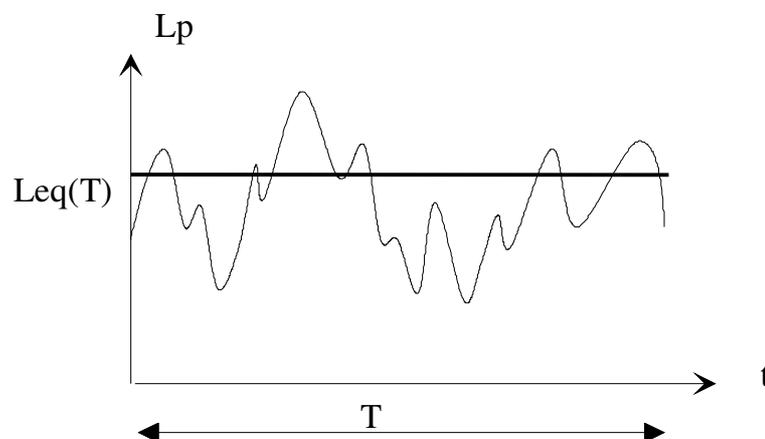


Figure 1.21: bruit instationnaire

On définit le niveau équivalent  $L_{eq}$  d'un bruit instationnaire, comme étant le niveau d'un bruit stable qui développerait la même énergie que le bruit instable pendant le même temps  $T$

$$L_{eq}(T) = 10 \log \left( \frac{1}{T} \int_0^T \frac{I(t)}{I_0} dt \right) = 10 \log \left( \frac{1}{T} \int_0^T 10^{\frac{L_p(t)}{10}} dt \right)$$

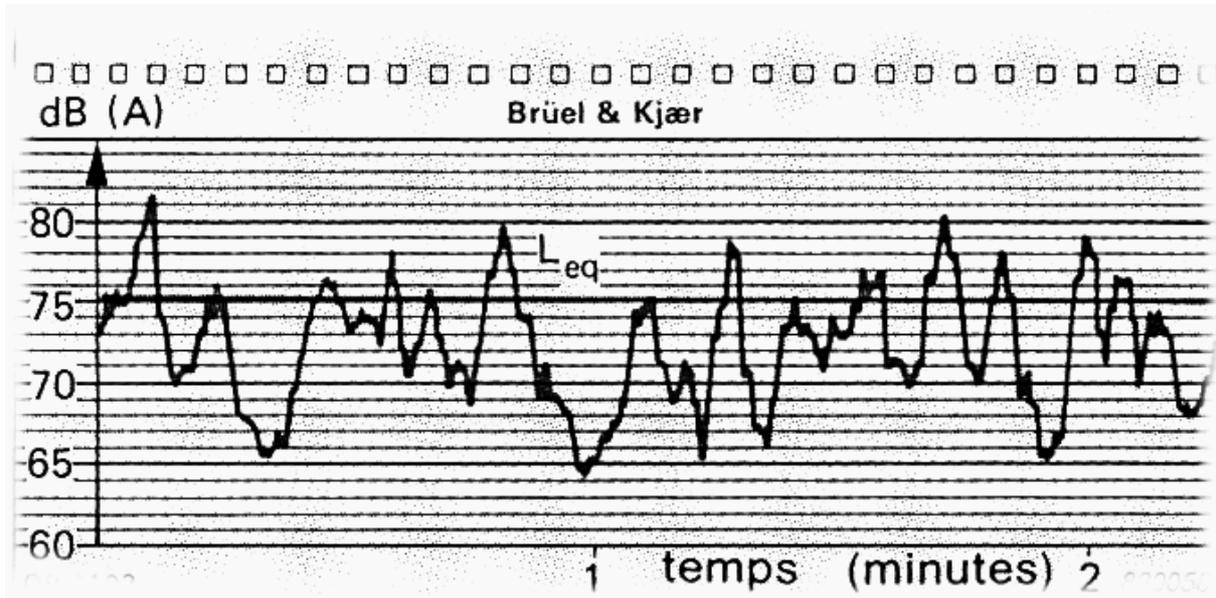


Figure 1.22: enregistrement d'un bruit instationnaire

**Exemple :**

Un bruit instable est tel que son niveau est compris entre :

- 70 et 75 dB pendant 10 % du temps
- 75 et 80 dB pendant 40 % du temps
- 80 et 85 dB pendant 30 % du temps
- 85 et 90 dB pendant 20 % du temps

Il a pour niveau équivalent :  $L_{eq} = 10 \log \left( \sum_{i=1}^n 10^{\frac{L_{pi}}{10}} \cdot \frac{\Delta t_i}{T} \right)$

$L_{pi}$  est le niveau moyen de la classe (i)

Pour la classe (1)  $L_{p1} = \frac{75 + 70}{2} = 72,5 \text{ dB}$

$$L_{eq} = 10 \log ( 10^{7,25} \times 0,1 + 10^{7,75} \times 0,4 + 10^{8,25} \times 0,3 + 10^{8,75} \times 0,2 )$$

**$L_{eq} = 82,8 \text{ dB}$**

**1.10. Sensation des bruits**

**1.10.1. Anatomie et fonctionnement de l'oreille**

L'oreille comporte trois parties (figure 1.23)

1. l'oreille externe capte les ondes acoustiques,
2. l'oreille moyenne assure la transition entre le milieu extérieur (air) et milieu interne (liquide),
3. l'oreille interne transforme les informations vibratoires en message neuronal.

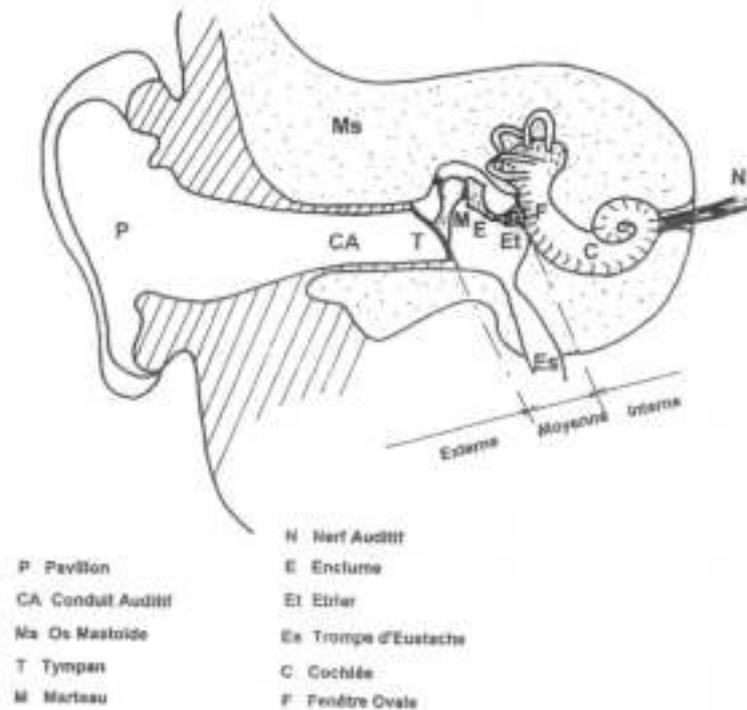


Figure 1.23: coupe de l'oreille

Le principe de fonctionnement de l'oreille (figure 1.24) peut être représenté par les séquences suivantes :

1. les variations de pression atmosphérique sont captées par le tympan par l'intermédiaire du pavillon et du canal auditif. Elles sont transmises à la cochlée grâce aux osselets ;
2. la fenêtre ovale entre en vibration générant une onde qui se propage dans le milieu aqueux de la rampe vestibulaire ;
3. Cette onde provoque la déformation de la rampe cochléaire. Le maximum de cette déformation le long de la rampe est fonction de la fréquence et de l'amplitude de la vibration.
4. Les cellules sensibles situées à l'aplomb détectent les mouvements et les transforment en influx nerveux.

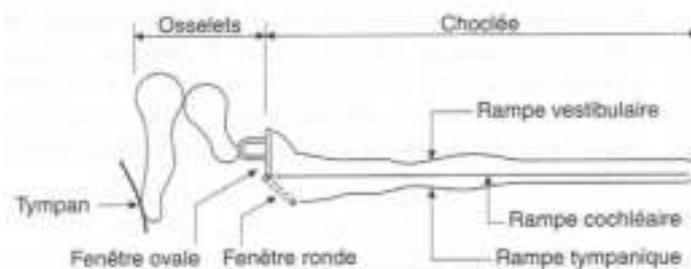


Figure 1.24: schéma de l'oreille moyenne et interne

La trompe d'eustache assure l'équilibre statique du tympan.

### 1.10.2. Perception sonore

L'oreille est sensible à une multitude d'ondes acoustiques dès lors que les fréquences sont comprises entre 20 et 17000 Hz et que la pression engendrée est supérieure à  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa (pression minimale audible à 1000 Hz) . Une pression acoustique de 20 pascals est considérée comme le seuil de la douleur .

En première approche la sensation à la fréquence de référence de 1000Hz est proportionnelle au logarithme de la pression efficace (loi de Weber-Fetchner) et sera corrélée au niveau de pression ou d'intensité.

Toutefois à niveau sonore donné la sensation dépendra de la fréquence, l'oreille étant plus sensible à certaines fréquences qu'à d'autres.

### 1.10.3. Courbes d'égale sensation.

Fletcher et Munson (1933) ont établi des relations d'égale sensation entre les sons purs en recherchant quelle intensité il fallait à un son de fréquence donnée pour qu'il engendre la même impression de force sonore qu'un autre son pris comme référence. Le son de référence est un son pur de fréquence 1000 Hz. Ce choix résulte du fait qu'à cette fréquence un doublement de force sonore correspond à un décuplement de l'intensité. De sorte qu'un son de référence 1000 Hz paraît deux fois plus fort qu'un autre de même fréquence si son niveau est de 10 dB plus élevé.

La variation de sensation en fonction du niveau sonore et de la fréquence est montrée sur la figures 1.25 et 1.26.

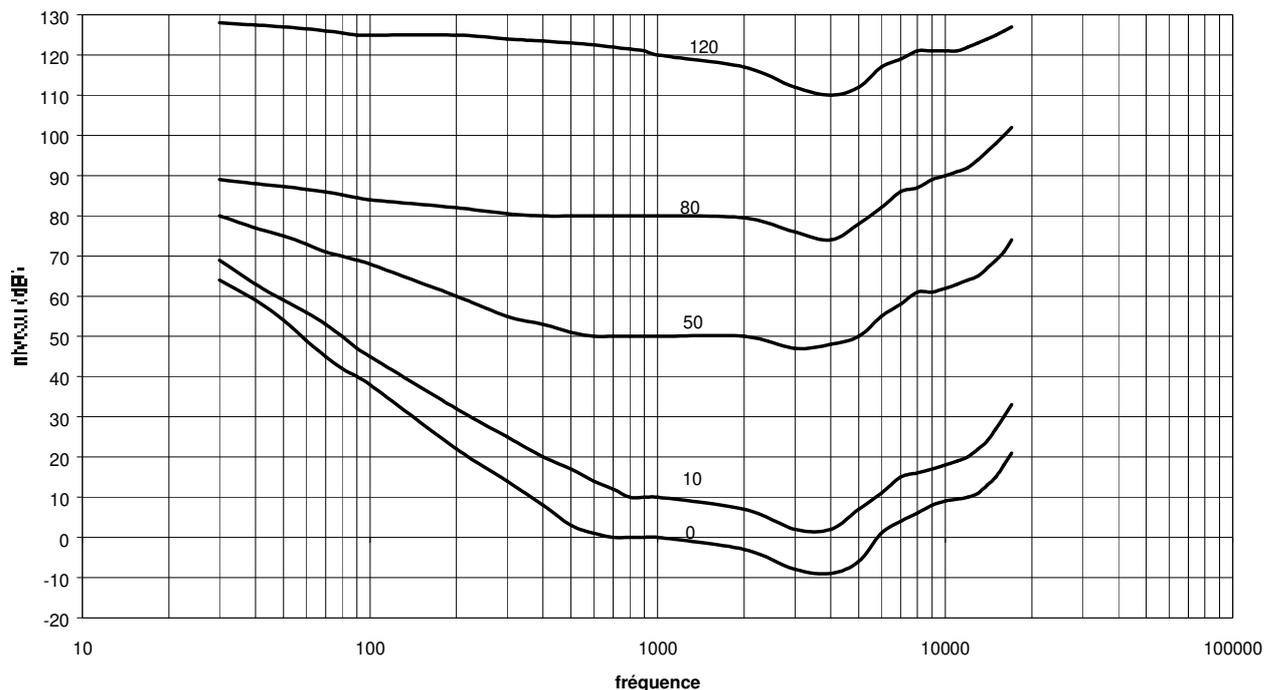


Figure 1.25 : courbes d'égale sensation

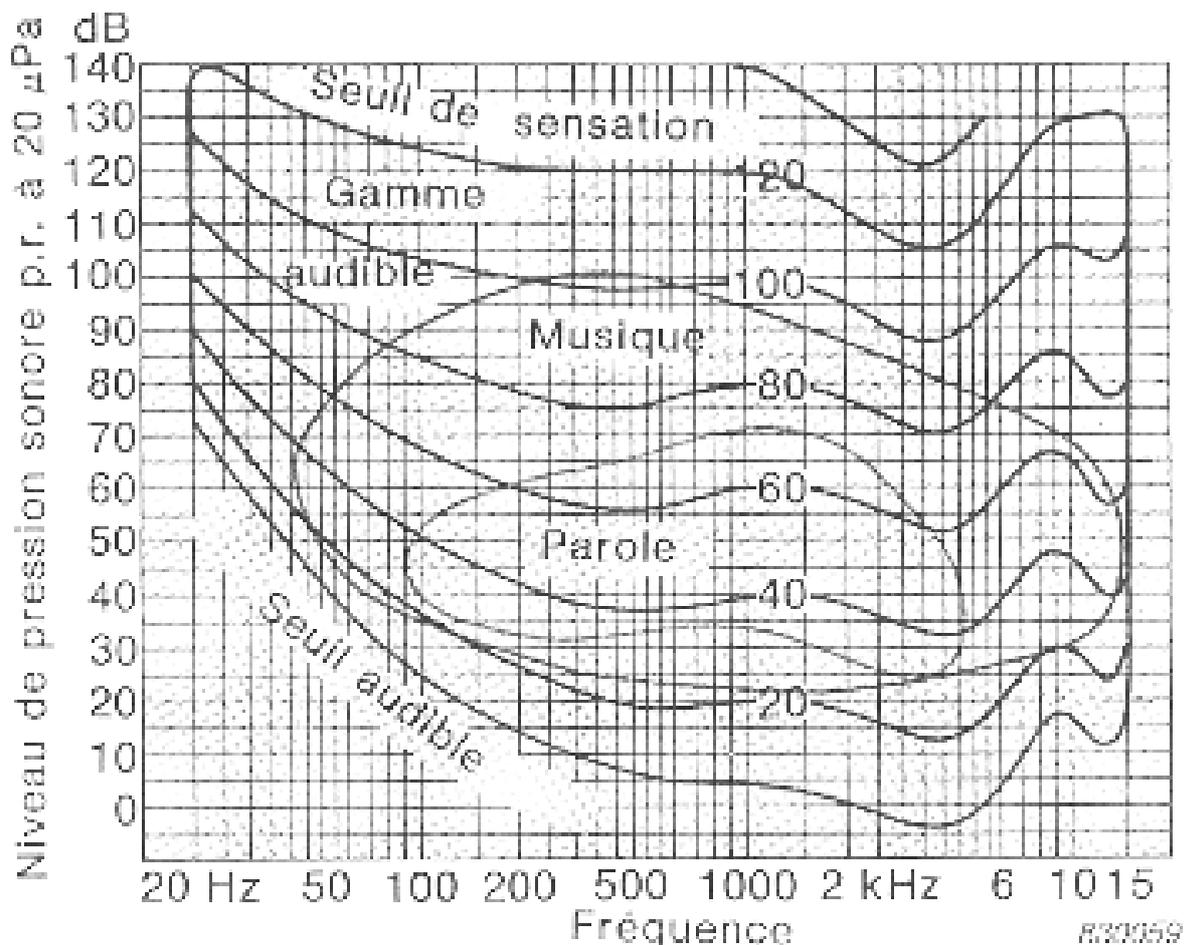


Figure 1.26 : Courbes d'égalité de sensation

De ce réseau de courbes on définit le niveau d'isotonie (ou d'égalité de sensation) d'un son de fréquence donnée par le niveau d'un son qui serait ressenti de façon identique à 1000 Hz. Ce niveau étant exprimé en « phones ».

Par exemple les 3 sons 70dB à 100Hz , 55dB à 1000Hz , et 53 dB à 4000Hz issus de la même courbe d'égalité de sensation auront le même niveau d'isotonie de 55 phones .

A sensation égale c'est donc à 4000 Hz que le niveau physique en dB sera le plus faible. La sensation est donc maximale autour de 4000 Hz.

A l'inverse l'oreille a une sensibilité qui diminue dans les basses et hautes fréquences .

#### 1.10.4. Evaluation de la sensation en dB pondérés

Les appareils de mesure des niveaux de bruit sont aujourd'hui équipés de filtres dits de pondération dont la fonction est de corriger les niveaux physiques suivant la fréquence.

Ainsi ces filtres vont atténuer les niveaux dans les basses et hautes fréquences par rapport à la fréquence 1000Hz considérée comme référence.

L'appareil compose alors ces niveaux pondérés et affiche le niveau global perçu.

Il existe trois filtres de pondération notés (A) (B) et (C).(voir figure 1.19)

Le filtre de pondération (A) permet d'évaluer la sensation de bruits dont les niveaux physiques sont inférieurs à 55 dB. La sensation est exprimée dans ce cas en dB (A).

Le filtre (B) permet d'évaluer la sensation des bruits dont les niveaux sont compris entre 55 dB et 85 dB. La sensation s'exprime en dB (B).

Le filtre (C) permet d'évaluer la sensation des bruits dont les niveaux sont compris entre 85 et 120 dB. La sensation s'exprime alors en dB (C).

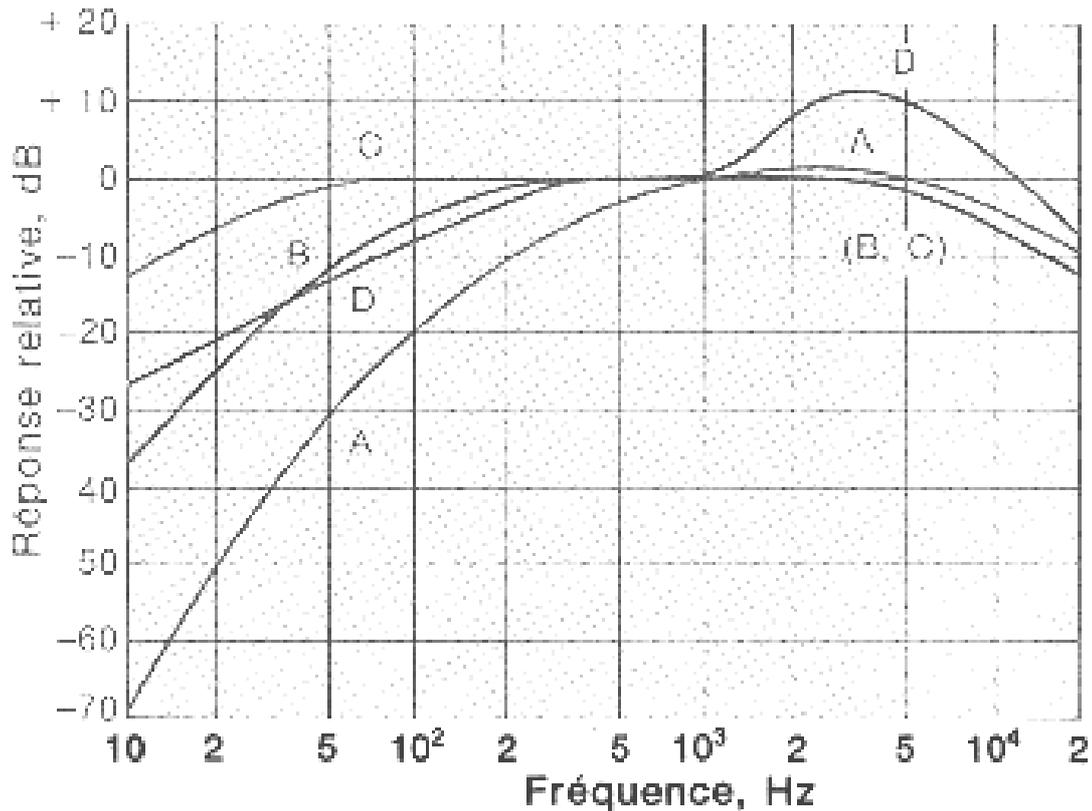
Remarque : En France , les seuils de gêne sont exprimés en dB(A) quelque soit le niveau global physique des bruits .

REPONSE EN FREQUENCE EN CHAMP LIBRE DES SONOMETRES DE PRECISION, EN dB PAR RAPPORT A UNE REPONSE A 1000 Hz, LORSQUE LES CIRCUITS DE PONDERATION SONT INSERES.

| Fréquence<br>Hz | Pondération (A)<br>dB | Pondération (B)<br>dB | Pondération (C)<br>DB |
|-----------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 10              | -70.4                 | -38.2                 | -14.3                 |
| 12.5            | -63.4                 | -33.2                 | -11.2                 |
| 16              | -56.7                 | -28.5                 | -8.5                  |
| 20              | -50.5                 | -24.2                 | -6.2                  |
| 25              | -44.7                 | -20.2                 | -4.4                  |
| 31.5            | -39.4                 | -17.1                 | -3.0                  |
| 40              | -34.6                 | -14.2                 | -2.0                  |
| 50              | -30.2                 | -11.6                 | -1.3                  |
| 63              | -26.2                 | -9.3                  | -0.8                  |
| 80              | -22.5                 | -7.4                  | -0.5                  |
| 100             | -19.1                 | -5.6                  | -0.3                  |
| 125             | -16.1                 | -4.2                  | -0.2                  |
| 160             | -13.4                 | -3.0                  | -0.1                  |
| 200             | -10.9                 | -2.0                  | 0                     |
| 250             | -8.6                  | -1.3                  | 0                     |
| 315             | -6.6                  | -0.8                  | 0                     |
| 400             | -4.8                  | -0.5                  | 0                     |
| 500             | -3.2                  | -0.3                  | 0                     |
| 630             | -1.9                  | -0.1                  | 0                     |
| 800             | -0.8                  | 0                     | 0                     |
| 1000            | 0                     | 0                     | 0                     |
| 1250            | 0.6                   | 0                     | 0                     |
| 1600            | 1.0                   | 0                     | -0.1                  |
| 2000            | 1.2                   | -0.1                  | -0.2                  |
| 2500            | 1.3                   | -0.2                  | -0.3                  |
| 3150            | 1.2                   | -0.4                  | -0.5                  |
| 4000            | 1.0                   | -0.7                  | -0.8                  |
| 5000            | 0.5                   | -1.2                  | -1.3                  |
| 6300            | 0.1                   | -1.9                  | -2.0                  |
| 8000            | -1.1                  | -2.9                  | -3.0                  |
| 10000           | -2.5                  | -4.3                  | -4.4                  |
| 12500           | -4.3                  | -6.1                  | -6.2                  |
| 16000           | -6.6                  | -8.4                  | -8.5                  |
| 20000           | -9.3                  | -11.1                 | -11.2                 |

(documents B&K)

Tableau 1.2



**Courbes de pondérations normalisées pour sonomètres. On retrouve l'allure inversée des courbes de sensation auditive constante**

Figure 1-27

**Exemple de calcul de sensation en dB(A)**

On considère le spectre d'octave d'un bruit routier (voir tableau).

Les niveaux physiques sont pondérés selon la pondération (A). La sensation globale du bruit est obtenue par sommation des niveaux pondérés, soit 70dB(A).

|                  |          |        |        |      |      |        |
|------------------|----------|--------|--------|------|------|--------|
| f (Hz)           | 125      | 250    | 500    | 1000 | 2000 | 4000   |
| Lp (dB)          | 71       | 70     | 66     | 65   | 63   | 57     |
| Pondération(A)   | (-16.1)  | (-8.6) | (-3.2) | (0)  | (+1) | (+1.2) |
| Niveaux pondérés | 54.9     | 61.4   | 62.8   | 65   | 64   | 58.2   |
|                  |          |        |        | 67.5 |      |        |
|                  |          |        | 68.8   |      |      |        |
|                  |          | 69.5   |        |      |      |        |
|                  |          |        |        |      |      | 69.9   |
|                  | 70 dB(A) |        |        |      |      |        |

**Nota.**

Dans un but de simplification il est généralement admis qu'une bonne évaluation de la sensation engendrée par la plupart des bruits (bruits industriels, bruit de trafic routier, bruit d'équipements

des bâtiments), peut être déduite de la mesure du niveau en dB (A) et ceci quel que soit la valeur de leur niveau physique.

### 1.10.5. Courbes NR (Noise Rating)

#### Courbes d'équibruyance

Nous avons vu (paragraphe 1.8.2) la façon de comparer la sensation engendrée par des sons purs par référence à un autre de fréquence 1000 Hz. Il est en fait exceptionnel d'avoir à faire à de tels sons, la plupart des bruits étant à bande large.

On a pu établir de façon analogue aux courbes de Fletcher et Munson, des courbes d'égale bruyance en comparant les sensations produites par des bandes de bruit de largeur plus ou moins étroite à la sensation engendrée par une bande de bruit de même largeur centrée sur la fréquence 1000 Hz. (figure 1.28).

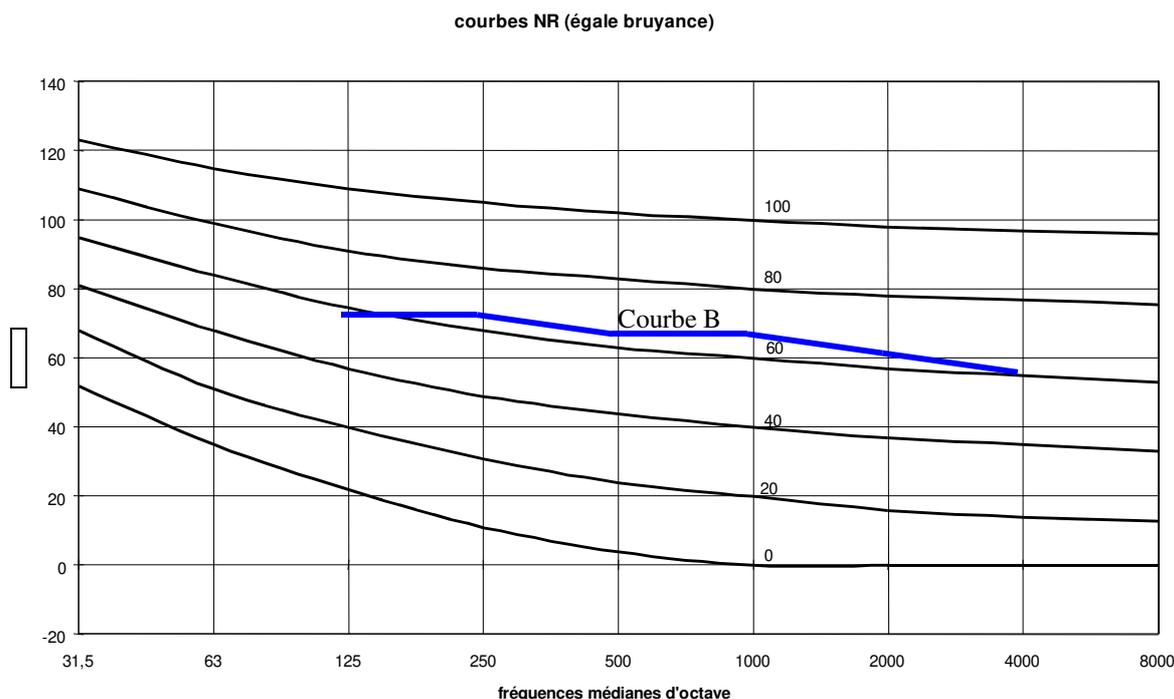


Figure 1.28 : Courbes NR (égale bruyance) (Norme NF S 30-010)

Les courbes d'égale impression de bruit sont appelées courbes NR (de l'anglais Noise Rating) (voir Figure 1.27).

On constate alors une sensibilité beaucoup plus faible aux fréquences basses qu'aux fréquences aiguës.

Chacune des courbes porte un numéro correspondant au niveau sonore de la bande d'octave de fréquence centrale  $f = 1000$  Hz.

L'évaluation de la sensation d'un bruit s'opère alors de la manière suivante :

De la connaissance de l'analyse du bruit en bandes d'octave, on reproduit le spectre sur le réseau de courbes de la Figure 1.27. Le numéro de la courbe immédiatement au-dessus du spectre donne l'indice NR du bruit.

#### Remarque :

Si l'on connaît l'analyse du bruit en tiers d'octave, il faut combiner les niveaux de trois bandes 1/3 d'octave pour retrouver le résultat de l'analyse d'octave. La démarche est ensuite la même que celle indiquée ci-dessus.

**Exemple de calcul :** soit le spectre tiers d'octave d'un bruit de trafic routier dont on veut calculer son niveau d'intensité pondéré (A), ainsi que son indice NR.

| F (Hz) | Niveaux (dB) | Pondération (A) | Niveaux pondérés (A) |
|--------|--------------|-----------------|----------------------|
| 100    | 66           | -19.1           | 46.5                 |
| 125    | 66           | -16.1           | 45.9                 |
| 157    | 66           | -13.4           | 52.6                 |
| 200    | 65           | -10.9           | 54.1                 |
| 250    | 65           | -8.6            | 56.4                 |
| 315    | 63           | -6.6            | 56.4                 |
| 400    | 62           | -4.3            | 57.2                 |
| 500    | 61           | -3.2            | 57.8                 |
| 630    | 61           | -1.9            | 59.1                 |
| 800    | 61           | -0.8            | 60.2                 |
| 1000   | 60           | 0               | 60                   |
| 1250   | 59           | +0.6            | 59.6                 |
| 1600   | 59           | +1.0            | 60                   |
| 2000   | 58           | +1.2            | 59.2                 |
| 2500   | 56           | +1.3            | 57.3                 |
| 3150   | 54           | +1.2            | 55.2                 |
| 4000   | 52           | +1              | 53.0                 |
| 5000   | 50           | +0.5            | 50.5                 |

La composition des niveaux pondérés conduit au niveau global de 70 dB (A).

Reportons ce spectre en bandes d'octave sur le réseau de courbes NR (courbe B de la Figure 1.27), le numéro de la courbe tangente au spectre est sensiblement de 66.

Il ne faut pas confondre les valeurs trouvées par ces deux types d'évaluation. En général, le niveau d'intensité pondérée (A) est supérieur de 5 à 10 dB à l'indice NR. Si le bruit avait un spectre en bandes d'octave qui suive exactement une courbe NR, son niveau d'intensité pondérée (A) serait supérieur au numéro de la courbe correspondante d'une valeur notée à son côté.

Si on limite l'évaluation du niveau pondéré (A) aux bandes 125 à 4000 Hz, ce niveau est supérieur de 6 à 8 dB par rapport au niveau de la courbe NR correspondante. Ecart reproduit entre parenthèses sur la figure 1.20.

En pratique on admet pour la plupart des bruits que la différence entre le niveau pondéré (A) et l'indice NR est de 5.

$$L_p \text{ [dB (A)]} - \text{NR} = 5$$

On spécifiera par exemple qu'un bruit de ventilateur ne devra pas dépasser soit 35 dB (A), ou que les valeurs des niveaux en bandes d'octave devront se situés en dessous de la courbe NR 30.

### **1.11. Les appareils de mesure : le sonomètre**

Le sonomètre est un appareil portatif utilisé pour mesurer des niveaux sonores soit physique en dB, soit pondérés (dB(A), dB(B) ou dB(C)) qui représentent des niveaux réellement perçus par l'individu.

Il est composé (Figure 1.23)

- d'un microphone qui convertit les variations de pression de l'air produites par un bruit en un signal électrique proportionnel.
- d'un préamplificateur monté près du microphone qui convertit la haute impédance de ce dernier en une basse impédance de façon à pouvoir utiliser des longs câbles pour appliquer le signal à l'entrée de l'amplificateur sans altérer la sensibilité globale de l'ensemble de mesure.
- Après amplification et pondération ou filtrage approprié, le signal est appliqué à un redresseur spécial. Celui-ci comprend des constantes de temps bien définies pour l'intégration des

fluctuations du niveau alternatif du signal afin d'obtenir un signal continu proportionnel à son niveau efficace qui est ensuite appliqué à l'indicateur pour donner une lecture directe du niveau.

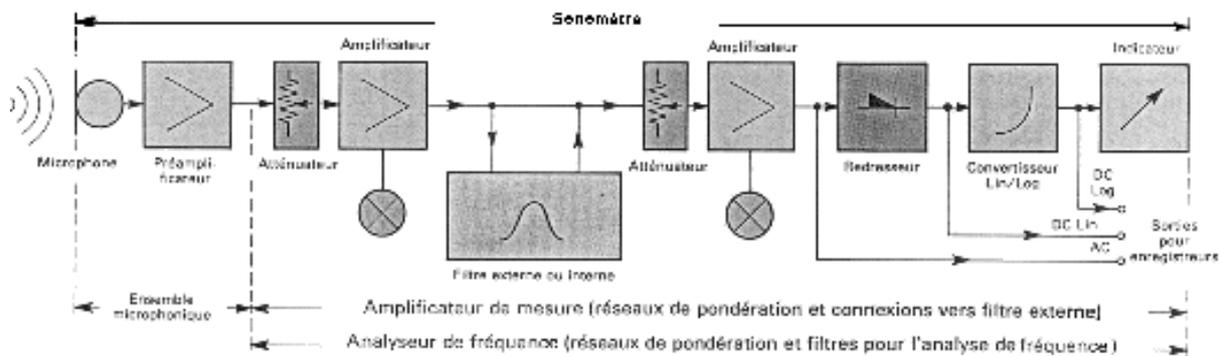


Figure 1.29 – Schéma fonctionnel du sonomètre.

### 1.12. Seuils à ne pas dépasser

Le risque de détérioration permanente du système auditif est lié, non seulement à l'exposition à un bruit, mais plus encore aux conditions d'exposition. Il faudra en effet tenir compte :

- du niveau global du bruit
- de la durée totale d'exposition au cours d'une journée de travail
- de la composition et de la nature du bruit :
  - exposition continue à un bruit à large bande (bruit contenant toutes les fréquences)
  - exposition intermittente : atelier d'usinage
  - exposition à un bruit à fréquences pures : toupie à bois
  - exposition à des bruits de chocs : presse

#### Bruits industriels

- $L_{eq}(8h/j)$  ou  $L_{eq}(40h/semaine) < 80$  dB(A) : aucun risque
- $L_{eq}(8h/j)$  ou  $L_{eq}(40h/semaine) = 85$  dB(A) : Cote d'alerte, surveillance du niveau de bruit et mesures éventuelles de protection des individus.
- $L_{eq}(8h/j)$  ou  $L_{eq}(40h/semaine) = 90$  dB(A) : Cote danger, contrôle audiométrique périodique, entreprendre des actions pour réduire le bruit

#### Logements

Les critères du bruit tolérable dans les habitations font entrer en ligne de compte les particularités d'environnement et le mode de vie des habitants. Ils seront donc définis à partir d'un critère de base modulé par des termes correctifs tenant compte des périodes d'activités ou de repos et du type de zone résidentielle.

On estime généralement que le critère de base doit se situer entre 35 et 45 dB (A) à l'intérieur des logements affectés des corrections suivantes :

- a) pour les périodes d'activités ou de repos
- |           |   |                    |            |
|-----------|---|--------------------|------------|
| de jour   | : | entre 6 h et 18 h  | 0 dB (A)   |
| en soirée | : | entre 18 h et 22 h | -5 dB (A)  |
| de nuit   | : | entre 22 h et 6 h  | -10 dB (A) |
- b) pour le type de zone résidentielle.
- |                                  |             |
|----------------------------------|-------------|
| Zone rurale, zone d'habitation   | 0 dB (A)    |
| Zone urbaine                     | + 10 dB (A) |
| Zone à prédominance industrielle | + 25 dB (A) |

A l'intérieur des habitations le critère de base retenu est de 35 dB (A) de jour et de 25 dB (A) de nuit. Toutes ces définitions sont assez imprécises. Cela tient à ce que la nature des bruits est très diverse et que la gêne qu'ils provoquent est variable d'un individu à un autre.

Devant la diversité des bruits que l'on est susceptible de rencontrer on a tenté de rechercher un "indice de pollution" prenant en compte à la fois l'énergie moyenne des bruits et les variations de leurs niveaux pendant une période d'écoute donnée.

D.W. ROBINSON propose un indice de pollution  $L_{np}$  faisant apparaître le niveau équivalent  $L_{eq}$  et l'écart quadratique moyen.

$$L_{NP} = L_{eq} + k \sigma$$

$$K = 2,56$$

$$\sigma = \left[ \frac{1}{T} \int_0^T (L - L_{50})^2 dt \right]^{\frac{1}{2}}$$

D'autres méthodes d'évaluation de la gêne ont été proposées. En France on a retenu d'exprimer la gêne par le niveau d'intensité pondéré (A). C'est cette valeur qui est prise en compte dans les diverses réglementations.

## CHAPITRE 2

### 2. PROPAGATION SONORE EN ESPACE LIBRE

#### INTRODUCTION

Si l'on désire connaître l'état sonore en un point de l'espace soumis au rayonnement d'une source, il est essentiel de connaître d'une part la puissance acoustique émise par la source et d'autre part la manière dont cette énergie est rayonnée autour d'elle. Il faut distinguer ici le rayonnement sonore dans un milieu infini (espace libre) dénué d'obstacles, du rayonnement sonore dans un milieu complètement fermé (espace clos, chapitre 3).

#### 2.1. Source ponctuelle

On dit d'une source qu'elle est ponctuelle si ses dimensions sont petites comparativement à la plus petite longueur d'onde des ondes émises.

Le monopole est la plus simple des sources ponctuelles : c'est une perturbation de pression d'un volume élémentaire en un point de l'espace qui se dilate ou se rétracte à une fréquence donnée. Il donne naissance à des ondes sphériques, c'est à dire qu'à chaque instant tout point situé sur une sphère centrée sur le point d'émission est animé d'un même mouvement.

On parle encore de source omnidirectionnelle ce qui signifie que l'intensité  $I$  est identique en tout point d'une sphère centrée sur le point source. Figure 2.1.

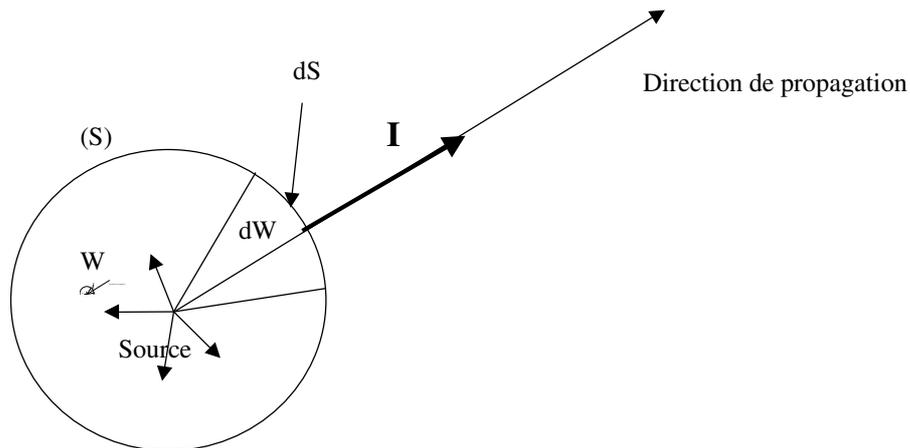


Figure 2.1. Source omnidirectionnelle

$$I = \frac{dW}{ds} = cte$$

$$W = \int_{(s)} I \cdot ds = 4\pi \cdot r^2 \cdot I$$

Dans ce cas, l'intensité à la distance  $r$  de la source émettant une puissance  $W$  est :

$$I(r) = \frac{W}{4\pi r^2} \quad (2.1)$$

$$L_i(r) = 10 \log \frac{W}{4\pi r^2} = L_w + 10 \log \frac{1}{4\pi r^2} \quad (2.2)$$

avec  $L_w = 10 \log \frac{W}{W_0}$  niveau de puissance de la source ( $W_0 = I_0 = 10^{-12}$ )

## Atténuation géométrique

Pour une source ponctuelle la décroissance du niveau en espace libre est de 6dB par doublement de distance

## 2.2. Source ponctuelle directive

Dans le cas général la source n'a pas un rayonnement uniforme dans l'espace.. On parle alors de sources directives que l'on caractérise par des facteurs ou indices de directivité.

### 2.2.1 Facteur et indice de directivité

Si  $I(r, \theta, \varphi)$  est l'intensité acoustique produite par une source à la distance  $r$  dans une direction de propagation  $(\theta, \varphi)$  donnée (Figure 2.2.), on appelle facteur de directivité  $Q(\theta, \varphi)$ , le rapport de l'intensité délivrée par la source directive à l'intensité qui serait fournie par une source omnidirectionnelle de même puissance à la même distance.

$$Q(\theta, \varphi) = \frac{I(r, \theta, \varphi)}{\frac{W}{4\pi r^2}} \quad (2.3)$$

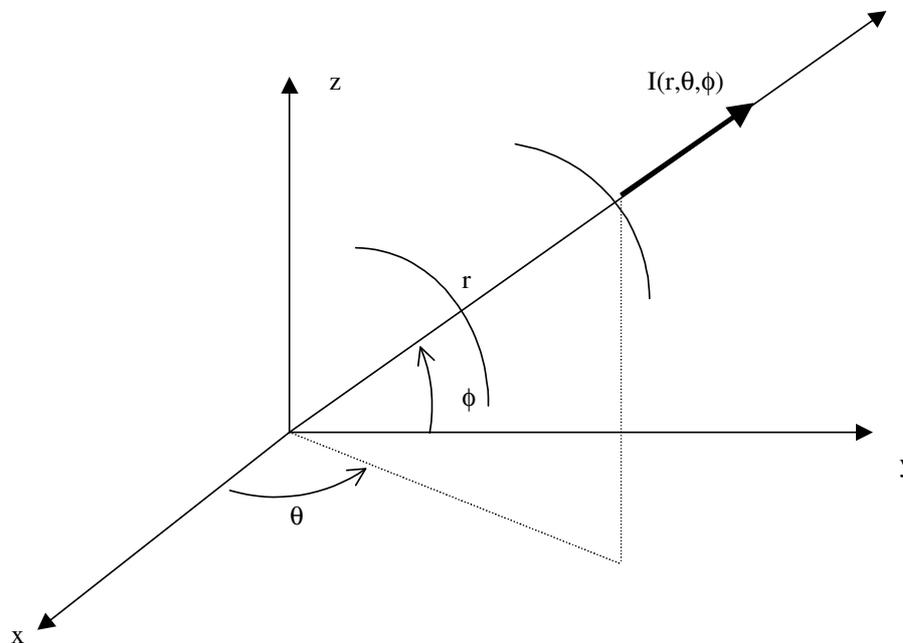


Figure 2.2

Le niveau d'intensité  $L_I(r, \theta, \varphi)$  est :

$$L_I(r, \theta, \varphi) = 10 \log \frac{I(r, \theta, \varphi)}{I_0} = 10 \log \frac{W \cdot Q(\theta, \varphi)}{4\pi \cdot r^2 \cdot W_0} \cdot \frac{W_0}{I_0}$$

Soit :

$$L_I(r, \theta, \varphi) = L_W + 10 \log \frac{Q(\theta, \varphi)}{4\pi \cdot r^2} \quad (2.4)$$

Avec  $L_W = 10 \log \frac{W}{W_0}$  (dB) niveau de puissance de la source.

$W_0 = 10^{-12}$  W est une puissance de référence.

**Remarque**

Une source omnidirectionnelle placée sur un plan parfaitement réfléchissant (impédance infinie) est assimilable à une source émettant uniformément dans un demi-espace, de sorte que le facteur de directivité

$$Q = \frac{\frac{W}{2\pi r^2}}{\frac{W}{4\pi r^2}} = 2$$

**2.2.2. Diagramme de directivité et Indice de directivité**

La représentation du facteur de directivité  $Q(\theta, \varphi)$  en fonction de  $\theta$  et de  $\varphi$  constitue une courbe enveloppe désignée comme le diagramme de directivité .

On introduit aussi l'indice de directivité  $D_i$  (de l'anglais *Directivity Index*), défini comme étant 10 fois le logarithme décimal du facteur de directivité.

$$D_i = 10 \log Q(\theta, \varphi) \quad (\text{dB})$$

Cet indice est fonction de la fréquence des ondes émises par la source. La figure 2.4. représente l'indice  $D_i$  d'un haut parleur de 30 cm de diamètre , disposé dans une enceinte rectangulaire de 67 x 50 x 30cm pour différentes valeurs de la fréquence.

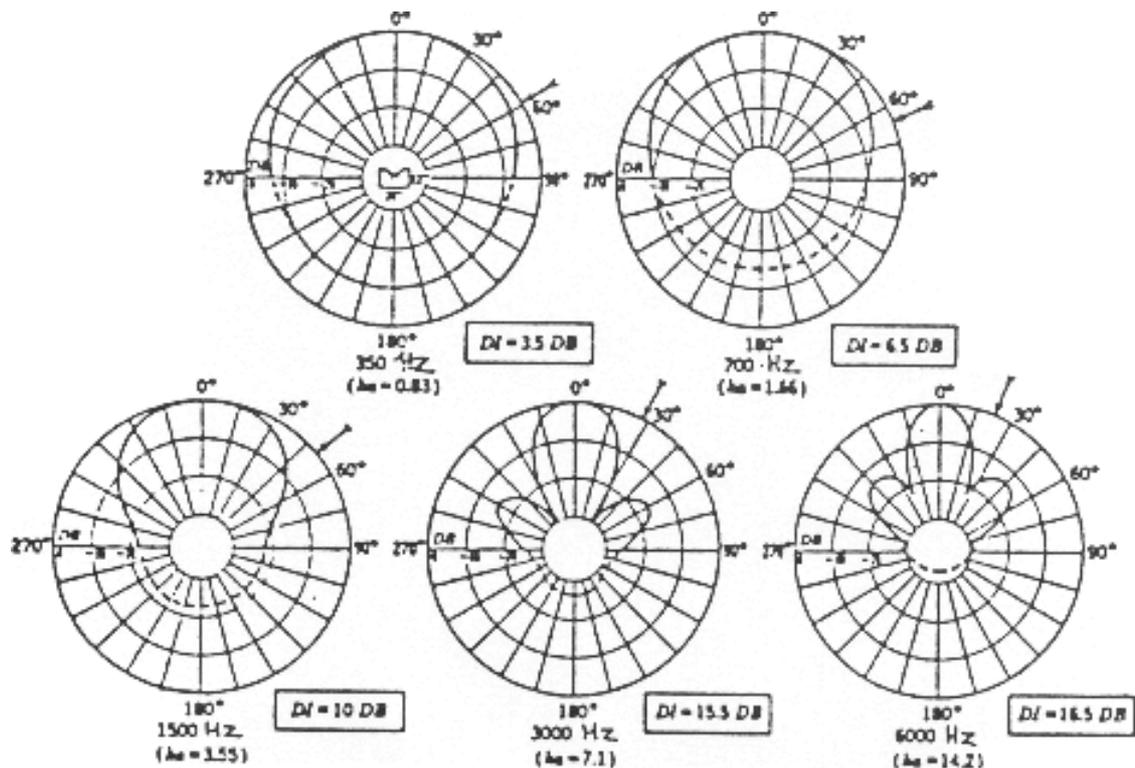


Figure 2.3. : Diagrammes de directivité d'un haut-parleur de 30 cm de diamètre pour différentes valeurs de la fréquence. Pour chaque fréquence l'indice de directivité est donné dans la direction

$\theta = 0^\circ$  , avec  $a$  : rayon du haut parleur et  $k$  : nombre d'onde  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ .

### 2.3. Ligne de sources ponctuelles indépendantes

Considérons des sources ponctuelles uniformément réparties sur une ligne. Notons  $W_u$  la puissance émise par mètre de ligne source. Cette ligne source est disposée sur un plan parfaitement réfléchissant de sorte que l'émission de chaque source est hémisphérique.

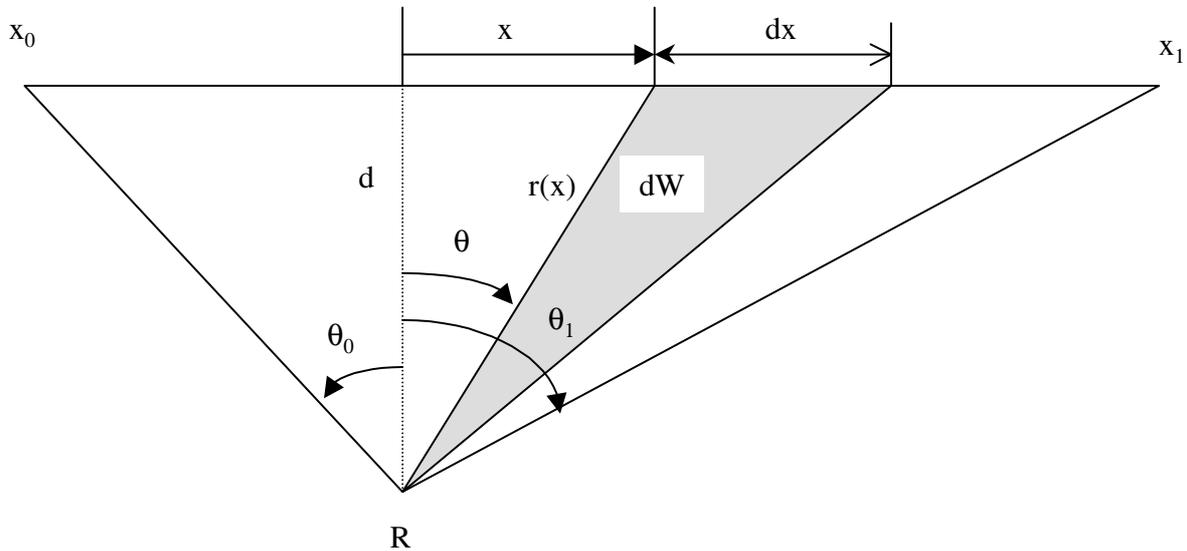


Figure 2.4 : Ligne de sources

Pour un élément de ligne source de longueur  $dx$  positionné à l'abscisse  $x$  sa puissance est :

$$dW = W_u(x,t) dx$$

Si  $r(x)$ , est la distance de l'élément  $dx$  au point d'observation  $R$ , et en assimilant cet élément à une source ponctuelle, on peut exprimer la pression acoustique élémentaire  $dp$  au point  $R$  par :

$$(dp)^2 = \frac{\rho_0 c}{2\pi} \cdot \frac{W_u(x,t) dx}{r^2(x)}$$

*Nota :  $2\pi$  sera remplacé par  $4\pi$  si l'émission est sphérique (cas d'un plan parfaitement absorbant)*

Par intégration entre  $x_0$  et  $x_1$  on en déduit la pression instantanée au carré au point  $R$ .

$$p_e^2(t) = \frac{\rho_0 c}{2\pi} \int_{x_0}^{x_1} \frac{W_u(x,t)}{r^2(x)} dx$$

La pression efficace équivalente sur une durée  $t_1 - t_0$  est :

$$p_{e(eq)}^2 = \frac{\rho_0 c}{2\pi(t_1 - t_0)} \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \frac{W(x,t)}{r^2(x)} dx dt$$

Si nous appelons  $\overline{W}(x)$  la puissance moyenne temporelle à l'abscisse  $x$

$$\overline{W}(x) = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} W(x,t) dt$$

Il vient :

$$p_e^2 = \frac{\rho_0 c}{2\pi} \int_{x_0}^{x_1} \frac{\overline{W}(x)}{r^2(x)} dx$$

Le niveau de pression sur la période  $t_1 - t_0$  s'écrit :

$$L_{eq} = 10 \log \frac{p_e^2}{p_0^2} = 10 \log \left[ \frac{1}{I_0} \int_{x_0}^{x_1} \frac{\bar{W}(x)}{r^2(x)} dx \right] - 10 \log 2\pi$$

Si  $\bar{W}(x)$  est indépendant de  $x$  on peut poser :  $\bar{W}(x) = \bar{W}$

$L_{eq}$  s'exprime alors simplement en fonction de l'angle polaire  $\theta$ .

$$L_{eq} = L_w - 10 \log d + 10 \log \frac{\theta_1 - \theta_0}{\pi} - 3 \text{ dB} \quad (2.5)$$

avec

$d$  : plus courte distance du point R à la ligne de sources.

$\theta_1 - \theta_0$  : angle sous lequel on aperçoit du point R la ligne source.

**Remarque :**

*Un doublement de la distance  $d$  par rapport à la source, en supposant que l'angle sous lequel du point R on voit la ligne de sources n'a pas changé, entraîne une diminution du niveau sonore de 3 dB.*

On constate en réalité que la décroissance sonore est plus élevée que ne le laisse prévoir les calculs théoriques précédents. En effet l'onde subit, lors de son trajet dans l'air une dissipation d'énergie appelée atténuation atmosphérique.

**2.4. Atténuation atmosphérique**

Outre l'atténuation du niveau sonore due à la distance du point d'observation à la source, appelé parfois atténuation géométrique, vient s'ajouter une atténuation atmosphérique liée aux échanges énergétiques qui s'établissent entre l'onde et son milieu de propagation.

On montre que l'absorption atmosphérique en l'absence de vent est proportionnelle à l'intensité du son et à la distance parcourue par l'onde, de sorte que l'on peut représenter l'atténuation atmosphérique par une loi exponentielle de la forme  $e^{-mr}$ .  $m$  est appelé coefficient d'absorption atmosphérique par unité de longueur, il dépend principalement de la fréquence des ondes et de la température du milieu de propagation.

En associant atténuation géométrique et atmosphérique l'intensité  $I(r)$  s'écrit :

$$I(r) = \frac{QW}{4\pi r^2} e^{-mr}$$

D'où le niveau d'intensité :

$$L_i(r) = L_w + 10 \log \frac{Q}{4\pi r^2} - \alpha_m r \quad (2.6)$$

Avec  $\alpha_m = 4,34$  m en dB/m

Le coefficient d'atténuation atmosphérique  $\alpha_m$  dépend de la température du milieu de propagation et de la fréquence (figure 2.5).

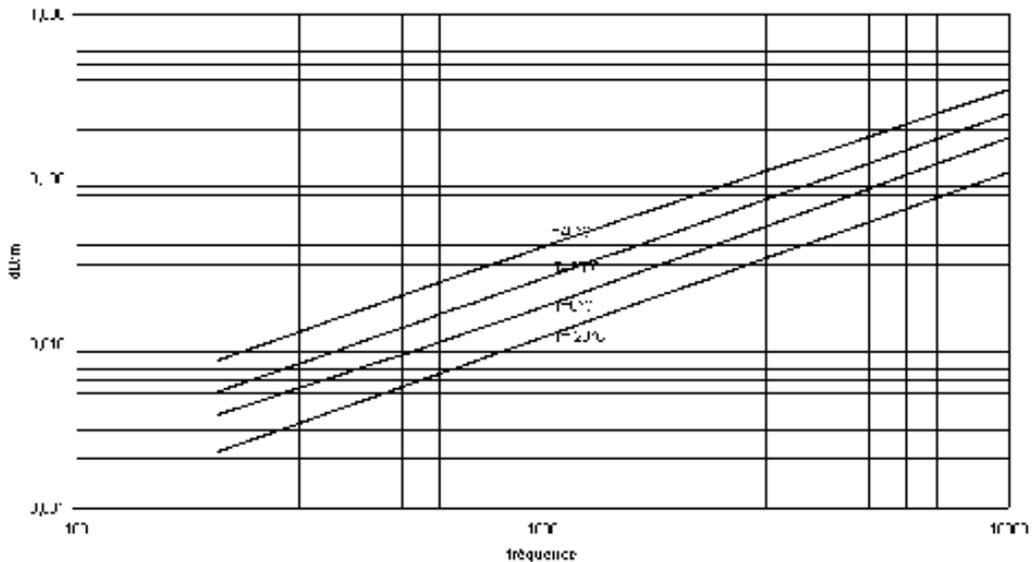


Figure 2.5 : coefficient d'atténuation atmosphérique

## 2.5. Atténuation due aux écrans (diffraction)

### 2.5.1. cas des sources ponctuelles

Considérons une source ponctuelle S et un point récepteur R. Lorsqu'un obstacle est placé sur le parcours d'une onde sonore, le champ acoustique initial se trouve perturbé et l'on observe derrière l'écran une zone "d'ombre" où le son parvient par diffraction sur le sommet de l'écran (Figure 2.6).

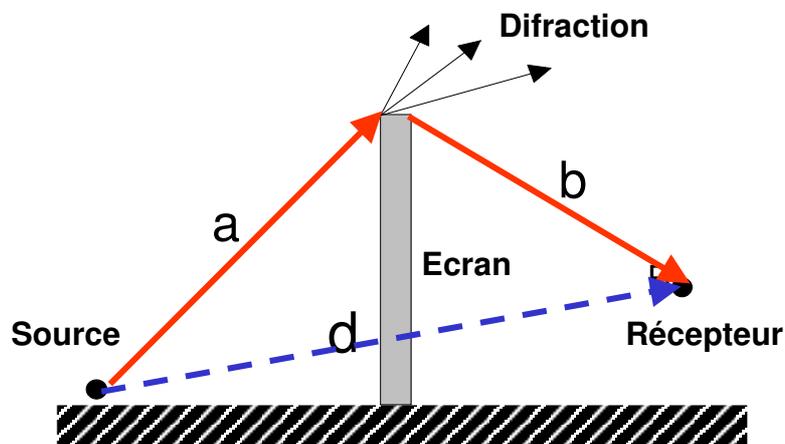


Figure 2.6 : Principe de diffraction acoustique

On appelle atténuation d'écran  $\Delta L$  la différence entre le niveau au point R en l'absence d'écran et le niveau en présence de l'écran.

L'atténuation  $\Delta L$  du bruit apportée par un écran dépend du nombre de Fresnel N avec

$$N = \frac{2\delta}{\lambda} \quad \text{avec} \quad \delta = a + b - d$$

$\lambda$  : longueur d'onde émise par la source

$\delta$  est la différence entre le plus court chemin diffracté pour aller de S à R et le chemin direct d.

L'abaque de Maekawa est communément utilisé pour évaluer l'atténuation  $\Delta L$  (figure 2.7)

$$\Delta L = 10 \log(3 + 20N)$$

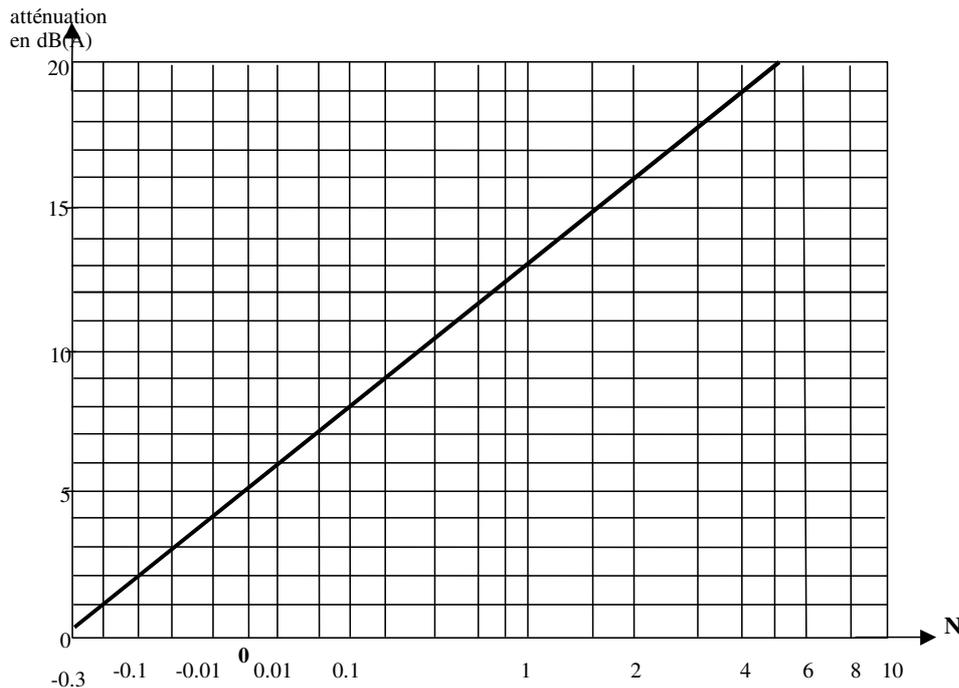


figure 2.7 : Abaque d'atténuation de MAEKAWA . (  $N = \frac{2}{\lambda} \delta$  )

Il ne fait dépendre l'efficacité de l'écran que du nombre de Fresnel N (Figure 2.8). Il a été établi de manière expérimentale pour des écrans réfléchissants de hauteur limitée et pour les conditions suivantes :

- les distances des points S et R à l'écran doivent être grandes devant la longueur d'onde.
- les points S et R ne doivent pas être trop dissymétriques par rapport à l'écran,
- si les points S et R ne sont pas dans un plan normal à la surface de l'écran, prendre en compte le véritable trajet du rayon diffracté.
- si le sol est réfléchissant entre la source et le point de réception, ou si des obstacles (tels que murs ou bâtiments) peuvent réfléchir le son issu de la source S (figure 2.9), une énergie supplémentaire peut atteindre le point R.

### 2.5.2. Cas de chemins diffractés multiples

L'onde émise par la source peut rencontrer plusieurs surfaces réfléchissantes (exemple réflexions  $I_1$  et  $I_2$  de la figure 2.8 )

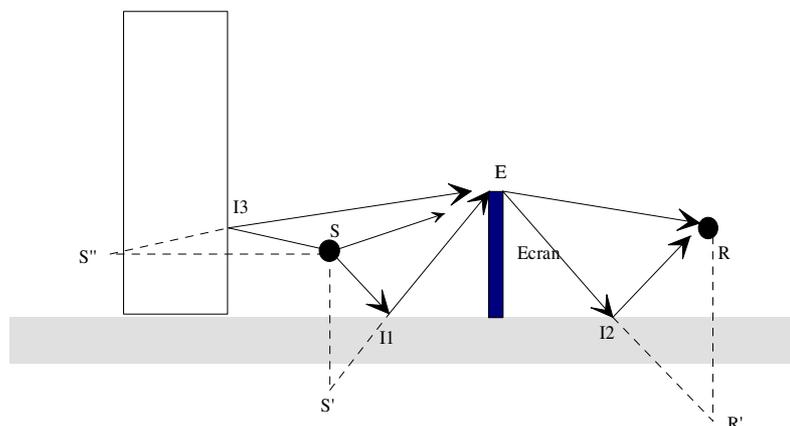


Figure 2.8 : Réflexions secondaires.

Plusieurs trajets diffractés atteignent le point récepteur R. On les tracera à partir des sources images S' et S'' et à l'aide de l'image R' du point R.

Pour chacun des trajets tels que SI1 ER, SEI2R, SI3ER il faut calculer l'apport d'énergie en R par rapport à ce qu'apporterait le rayon direct sans écran. Ce calcul ne peut être mené que si les facteurs d'absorption en I1, I2 et I3 sont connus.

Ainsi, l'atténuation  $\Delta L$  peut être nettement inférieure à celle que l'on aurait évaluée en ne considérant que le seul rayon S E R.

L'abaque de Maekawa résulte d'une expression approchée de  $\Delta L$  qui prend en compte les écrans de faible hauteur.

Pour une source ponctuelle et un écran de hauteur h et pour un son de fréquence  $f = \frac{c}{\lambda}$  on a :

$$\Delta L \cong 20 \log \left[ \frac{\sqrt{2\pi N}}{th \left[ \sqrt{2\pi N} \right]} \right] + 5 - 10 \log \left( 2 e^{-\frac{h}{2\lambda}} + 1 \right) \quad (2.7)$$

$$\text{avec } N = \frac{2\delta}{\lambda}$$

Dans le cas d'une source linéaire on a :

$$\Delta L \cong 15 \log \left[ \frac{\sqrt{2\pi N}}{th \left[ \sqrt{2\pi N} \right]} \right] + 5 - 10 \log \left( 2 e^{-\frac{h}{2\lambda}} + 1 \right) \quad (2.8)$$

En pratique, l'atténuation apportée par un écran ne pourra pas excéder 24 dB.

**Remarque :** L'abaque de Maekawa permet de calculer l'atténuation  $\Delta L$  à une fréquence donnée. Dans le cas de bruit à large bande (bruits autoroutiers), il convient de calculer les atténuations pour chaque fréquence médiane des bandes d'octave ou 1/3 d'octave.

En première approche on pourra évaluer l'atténuation globale d'un bruit type routier en dB(A) en utilisant l'abaque pour la fréquence 600 Hz correspondant à  $\lambda = 0,567$  m ( $\delta = 0,28$  N).

### 2.5.3. Atténuation d'écran : cas de ligne source

Si la source n'est plus ponctuelle mais est constituée d'un ensemble de sources de puissance égale régulièrement réparties sur une ligne (cas d'une voie de circulation routière) on peut procéder comme pour une source ponctuelle en découpant la ligne source en n sources élémentaires assimilables à des sources ponctuelles vues du point R sous le même angle :

$$\Delta\theta = \frac{\theta_0}{n}$$

Considérons le cas d'un écran de hauteur h et de longueur infinie comparativement à celle de la ligne source (figure 2.9).

L'écran est parallèle à la ligne source et situé à la distance  $e_1$ . Le récepteur est à la côte z par rapport au sol et situé à la distance  $e_2$  de l'écran.

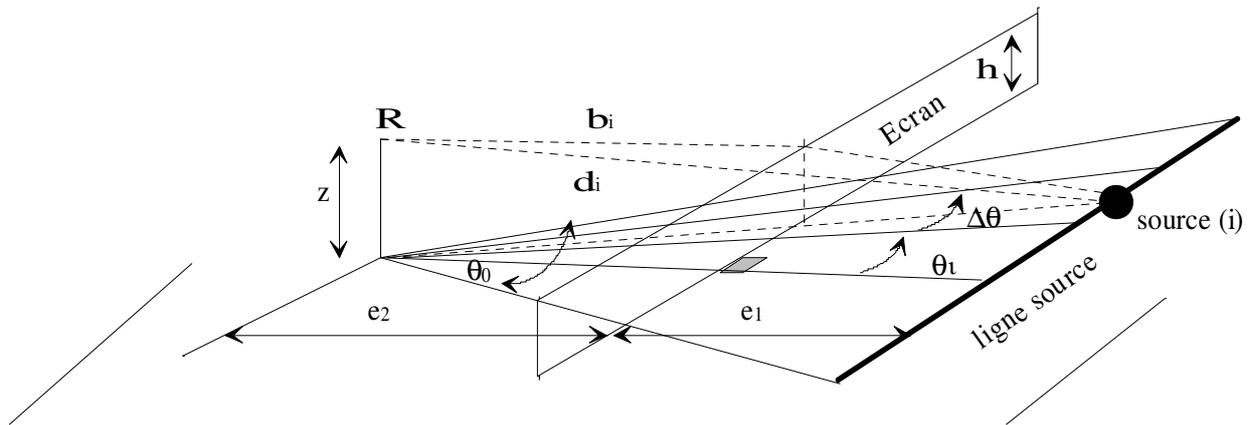


Figure 2.9 : Découpage d'une ligne source en n sources ponctuelles.

On calcule  $\delta_i$  pour chacune des sources élémentaires :  $\delta_i = a_i + b_i - d_i$

En posant :  $e_1$  plus courte distance de la ligne source à l'écran

$e_2$  plus courte distance entre la projection du point r sur le plan de base et l'écran.

$$a_i = \sqrt{\left(\frac{e_1}{\cos \theta_i}\right)^2 + h^2}$$

$$b_i = \sqrt{\left(\frac{e_2}{\cos \theta_i}\right)^2 + (z - h)^2}$$

$$d_i = \sqrt{\left(\frac{e_1 + e_2}{\cos \theta_i}\right)^2 + z^2}$$

$$\rightarrow N_i = \frac{2\delta_i}{\lambda}$$

→ Détermination de  $\Delta L_i$  à l'aide de l'abaque de Maekawa

On calcule alors l'atténuation  $\Delta L_i$  apportée par l'écran pour chacune des n sources élémentaires.

$$\Delta L_i = L_i - L'_i = 10 \log \frac{p_i^2}{p_0^2} \text{ avec :}$$

$$L_i = 10 \log \frac{p_i^2}{p_0^2} \quad \text{niveau au point R en l'absence d'écran résultant de la source (i)}$$

$$L'_i = 10 \log \frac{p_i^2}{p_0^2} \quad \text{niveau au point R en présence de l'écran.}$$

L'atténuation globale apportée par l'écran pour l'ensemble des n sources élémentaires

$$\Delta L_G = 10 \log \frac{\sum_{i=1}^n p_i^2}{\sum_{i=1}^n p_i^2}$$

On constate par ailleurs que chaque tronçon élémentaire (i) de ligne source vu sous un même angle  $\Delta\theta$  produit au point récepteur le même niveau de pression  $L_i$ .

$$L_i = L_{w_i} - 10 \log d + 10 \log \frac{\Delta\theta}{\pi} - 3 \text{ dB}$$

L'atténuation globale est  $\Delta L_G = 10 \log n - 10 \log \left[ \sum_{i=1}^n 10^{-\frac{\Delta L_i}{10}} \right]$  (2.9)

Pour un écran de longueur limitée correspondant à  $n$  tronçons masqués et  $n'$  tronçons non masqués, où chaque tronçon est vu du récepteur sous un même angle  $\Delta\theta$ , l'atténuation s'exprime comme :

$$\Delta L_G = 10 \log (n+n') - 10 \log \left[ n' + \sum_{i=1}^n 10^{-\frac{\Delta L_i}{10}} \right]$$
 (2.10)

**Exemple :** Considérons une ligne source infinie bordée d'un écran masquant les  $\frac{9}{10}$  de la voie et

dont  $\Delta\theta = \frac{\pi}{20}$  (figure 2.10).

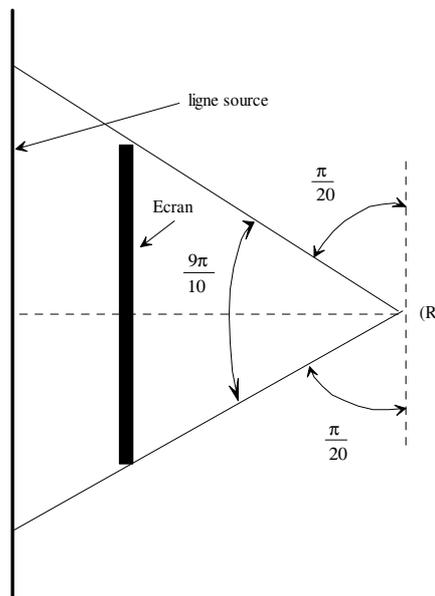


figure 2.10 Cas d'un écran de longueur limitée.

Avec un écran masquant entièrement la ligne source on obtient  $\Delta L = 11 \text{ dB}$ . Dans le cas d'un écran de longueur limitée l'atténuation est :

$$\Delta L = 10 \log (18+2) - 10 \log \left( 2 + \sum_{i=1}^{18} 10^{-\frac{\Delta L_i}{10}} \right) \text{ soit } \Delta L = 8 \text{ dB.}$$

la dégradation est ici de 3 dB.

### 3. PROPAGATION EN ESPACE CLOS

Lorsqu'une source sonore de puissance  $W$  est disposée à l'intérieur d'un milieu fermé (local par exemple) en plus de l'énergie rayonnée directement de la source vers un point d'observation  $R$ , vient s'ajouter une énergie réfléchiée une ou plusieurs fois par les parois (Figure 3.1) .

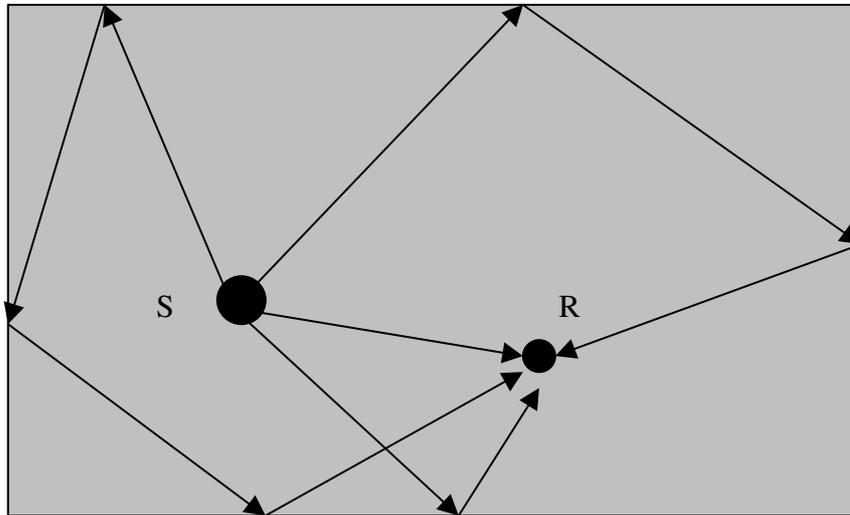


Figure 3.1 – Réflexion en espace clos

En tout point de l'espace fermé, on a superposition :

- d'une intensité directe  $I_d$  :

$$I_d = Q \frac{W}{4\pi r^2} \quad [\text{W/m}^2]$$

- d'une intensité réverbérée  $I_r$  :

$$I_r = \frac{4}{S_t} \frac{W(1-\bar{\alpha})}{\bar{\alpha}} = \frac{4}{CL} \frac{W}{\bar{\alpha}} \quad [\text{W/m}^2]$$

$$CL = \frac{S_t \bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}} \quad [\text{m}^2], \text{ CL est appelé constante du local.}$$

cette dernière dépend essentiellement du coefficient d'absorption moyen  $\bar{\alpha}$  des parois ( $S_t =$  surface totale des parois y compris plafond et plancher).

La démonstration de cette relation est présentée ci-dessous.

#### **3.1. Evaluation de l'intensité réverbérée.**

Ne considérons que l'énergie sonore réfléchiée par les parois, appelons  $D_r$  l'énergie contenue en moyenne par unité de volume du local exprimée en  $\text{J/m}^3$ .

Sachant que l'onde se propage à une vitesse  $c$  et que  $I_r$  est la puissance traversant une surface unité, on a :

$$D_r = \frac{I_r}{c} \text{ (J/m}^3\text{)}$$

Par ailleurs, statistiquement on peut montrer que le libre parcours moyen d'une onde, c'est à dire la distance moyenne ( $l$ ) parcourue par l'onde entre 2 réflexions successives est :

$$l = \frac{4V}{S_t} \quad \begin{array}{l} V \text{ volume du local} \\ S_t \text{ surface totale des parois} \end{array}$$

Par seconde l'onde subit donc  $n$  réflexions :

$$n = \frac{c}{l} = \frac{c S_t}{4V}$$

A chaque réflexion une fraction  $\bar{\alpha}$  de l'énergie est absorbée, de sorte que la puissance absorbée par les parois est :

$$W_a = D_r V n \bar{\alpha}$$

La puissance fournie au local après une première réflexion est :  $W (1 - \bar{\alpha})$

A l'équilibre énergétique, cette puissance réfléchiée après la première réflexion doit être entièrement absorbée par les parois.

$$D_r V n \bar{\alpha} = W (1 - \bar{\alpha})$$

L'intensité réverbérée due aux ondes réfléchies est alors :

$$I_r = \frac{4W(1 - \bar{\alpha})}{S_t \bar{\alpha}} \quad (3.1)$$

### **3.2. Niveau sonore en espace clos**

A tout instant et en tout point du local on a superposition de l'intensité directe et réfléchiée :

$$I = I_r + I_d \text{ soit } I = W \left( \frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{CL} \right)$$

Le niveau d'intensité s'écrit donc :

$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} = 10 \log \frac{W}{W_0} \left( \frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{CL} \right) \cdot \frac{W_0}{I_0}$$

Avec  $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$  intensité de référence et  $W_0 = 10^{-12} \text{ W}$  puissance de référence, soit :

$$L_I = L_w + 10 \log \left( \frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{CL} \right) \quad (3.2)$$

La figure 3.2 montre la variation du niveau sonore en espace clos en fonction de la distance par rapport au niveau que l'on obtiendrait en espace libre ( $R_1 = \infty$ ) pour différentes valeurs de constantes de salle.

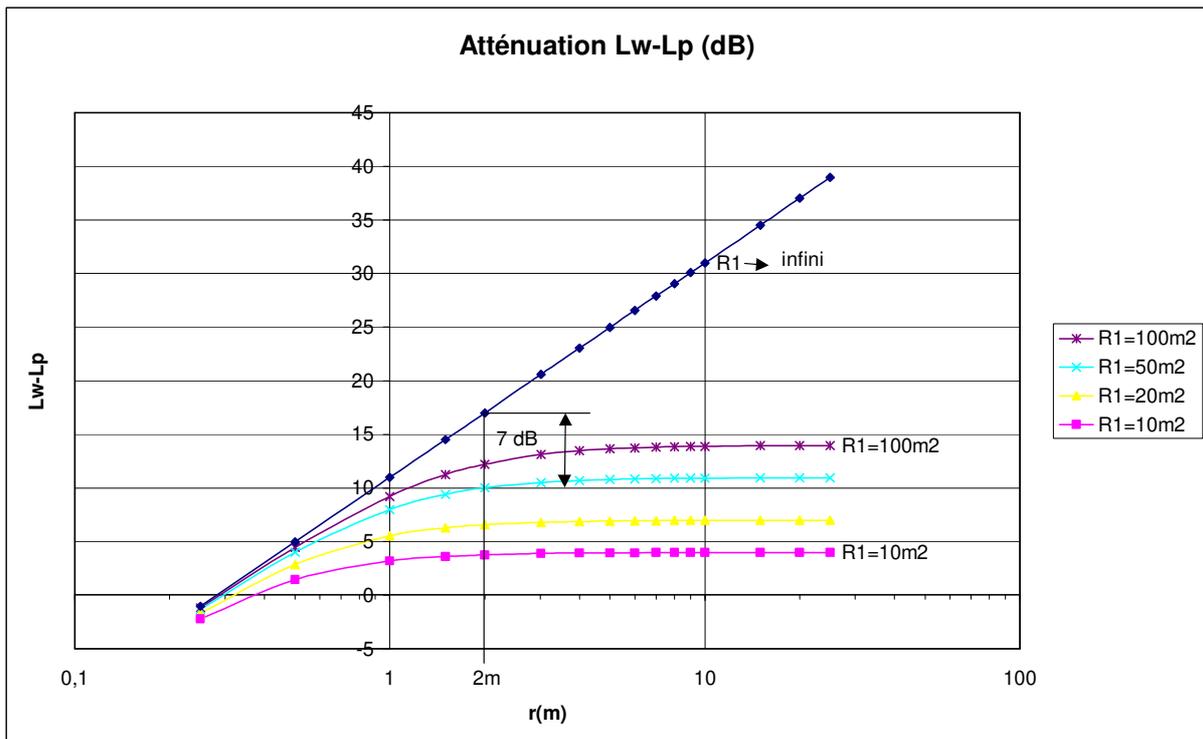


Figure 3.2 : variation du niveau sonore en espace clos en fonction de la distance à la source.

On observe par exemple qu'à deux mètres de la source pour une pièce de constante  $R_1 = 50\text{m}^2$  le niveau sonore est de 7 dB plus élevé que le niveau mesuré en espace libre.

**Remarque :**

Au-delà d'une certaine distance, la quantité  $\frac{Q}{4\pi r^2}$  devient négligeable devant le terme  $\frac{4}{CL}$  de sorte que le niveau sonore ne varie pratiquement plus avec la distance;

On dit alors que l'on est dans le champ réverbéré du local et le niveau prend l'expression :

$$L_i = L_w + 10 \log \frac{4}{CL} \text{ (dB)}.$$

Par ailleurs le niveau sonore dans le champ réverbéré sera d'autant plus élevé que CL sera faible, c'est à dire que l'absorption des parois sera petite.

**3.3. Notion de réverbération**

Lorsque l'on interrompt l'émission d'une source le son décroît plus ou moins rapidement selon que les parois sont absorbantes ou réfléchissantes. On parle fréquemment de la "sonorité" ou de la persistance sonore d'une salle.

Pour les locaux à parois très absorbantes, la décroissance est rapide, on dit encore qu'ils sont "sourds" et procure à l'auditeur une impression désagréable d'étouffement.

A l'opposé, dans un local à parois très réfléchissantes, la décroissance du son est lente et nuit à l'intelligibilité de la parole notamment pour des grandes salles ou l'interférence entre des ondes directes et réfléchies peuvent engendrer des échos. Le phénomène d'écho est du à la différence de parcours entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Il se produit lorsque l'intervalle de temps qui sépare l'arrivée des deux ondes au même point est supérieur à 0,1 seconde.

**CROISSANCE ET DECROISSANCE SONORE**

Afin de comprendre le mécanisme de croissance sonore lors de la mise en fonctionnement d'une source où de décroissance lors de sa coupure, considérons la propagation sonore unidirectionnelle dans un tube de longueur l, de petit diamètre par rapport à la longueur d'onde

(hypothèse des ondes planes), fermé à l'une de ses extrémités par une membrane vibrante et à l'autre par une terminaison. Les deux extrémités sont supposées avoir le même coefficient d'absorption  $\alpha_0$  (figure 3.3)

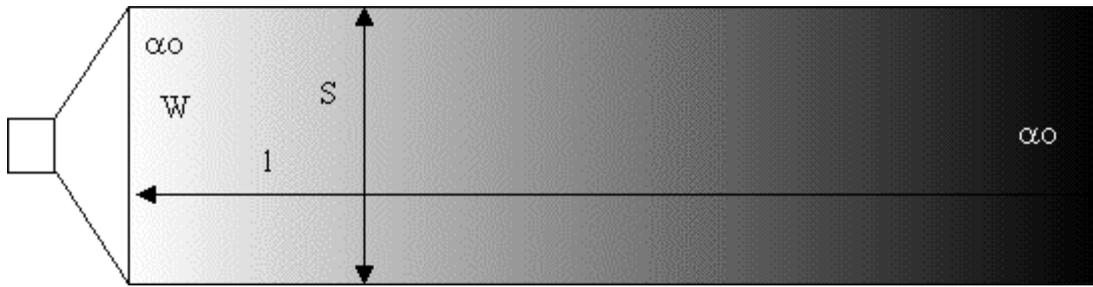


Figure 3.3 : Propagation unidirectionnelle dans un tube.

La source émet une puissance  $W$  à travers la section  $S$ . Le temps  $t = 0$  correspond à la date d'émission de la source. A cet instant l'énergie moyenne contenue dans le tube par unité de volume est :

$$D_0 = \frac{W}{cS} = \frac{I}{c} \quad (J / m^3)$$

$c$  : vitesse du son

$I$  : intensité moyenne dans le tube.

Au temps  $t = \frac{l}{2c}$ , le front d'onde se situe au milieu du tube, il n'y a pas eu de réflexion sur les

terminaisons, la densité d'énergie est  $D_0 = \frac{W}{Sc}$

Au temps  $t = \frac{3l}{2c}$ , le front d'onde est à nouveau au milieu du tube après avoir subi une réflexion sur la terminaison. La densité d'énergie résultant de l'onde aller et de l'onde réfléchie est :

$$D_1 = D_0 + D_0 (1 - \alpha_0)$$

Au temps  $t = \frac{5l}{2c}$ , le front d'onde est toujours au milieu du tube, mais après avoir subi une deuxième réflexion (côté émission). La densité est :

$$D_2 = D_0 [1 + (1 - \alpha_0) + (1 - \alpha_0)^2]$$

De manière récurrente la densité d'énergie au temps  $t = \frac{(2n+1)l}{2c}$  après  $n$  réflexions s'écrit:

$$D_n = D_0 \cdot \sum_{i=0}^n (1 - \alpha_0)^i$$

$\sum_{i=0}^n (1 - \alpha_0)^i$  est la somme d'une progression géométrique de raison  $(1 - \alpha_0) < 1$ , égale à  $\frac{1}{\alpha_0}$  quand  $n$  est grand.

En régime établi, la densité dans le tube est donc  $D' = \frac{D_0}{\alpha_0}$ . Elle représente en réalité la somme des deux termes.

$$D' = D_0 + D_r \text{ avec } D_r = D_0 \frac{(1 - \alpha_0)}{\alpha_0}$$

$D_0$  = densité d'énergie en provenance directe de la source ( $\frac{W}{cS}$ )

$D_r$  = densité d'énergie réverbérée résultant des réflexions multiples sur les terminaisons.

$D_r = \frac{W(1-\alpha_0)}{cS\alpha_0}$  avec  $CL = \frac{S\alpha_0}{1-\alpha_0}$  S aire totale d'absorption, CL est appelé constante du volume.

Considérons maintenant l'interruption de la source au temps  $t = 0$

- Au temps  $t = 0$ ,  $D' = \frac{D_0}{\alpha_0}$

- Au temps  $t = \frac{l}{2c}$ , l'onde est au milieu du tube, a subi une absorption et a une densité d'énergie

$$D_1 = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)$$

- Au temps  $t = \frac{3l}{2c}$ , l'onde a subi une deuxième absorption :

$$D_2 = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)^2$$

En poursuivant ce raisonnement après la  $n^{\text{ième}}$  réflexion c'est-à-dire au temps  $t = \frac{nl}{2c}$ , on en déduit :

$$D_n = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)^n \quad (3.3)$$

La figure 3.4 montre la façon dont l'énergie décroît au cours du temps.

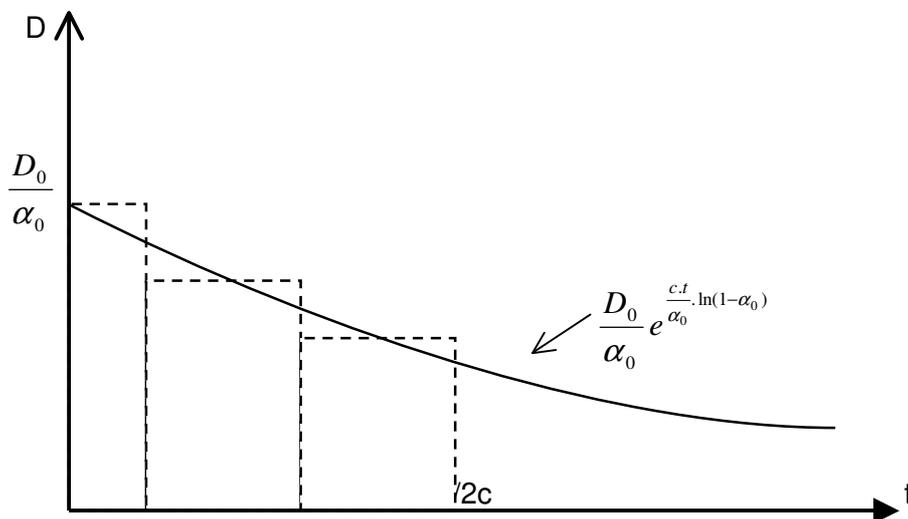


Figure 3.4 : Loi de décroissance sonore dans un tube.

La longueur  $l$  représente ici la distance parcourue par l'onde entre 2 réflexions successives. Au bout d'un temps  $t$  après interruption de la source, l'onde aura subi un nombre de réflexions  $n$  :

$$n = \frac{ct}{l}$$

En exprimant  $n$  en fonction de  $t$  dans l'expression 3.3, il vient :  $D(t) = \frac{D_0}{\alpha_0} (1 - \alpha_0)^{\frac{ct}{l}} = \frac{I(t)}{c}$

$$D(t) = \frac{D_0}{\alpha_0} e^{\frac{c.t}{l} \ln(1-\alpha_0)} \quad (3.4)$$

L'intensité acoustique au temps t s'écrit alors :

$$I(t) = I_{initial} \cdot e^{\frac{c.t}{l} \ln(1-\alpha_0)} \quad \text{avec } I_{initial} = \frac{D_0 \cdot c}{\alpha_0}$$

On constate d'après l'expression 3.3 que le signal décroît de manière exponentielle, et que cette décroissance est d'autant plus rapide que l'absorption des terminaisons est élevée.

où encore sachant que  $I(t) = \frac{p(t)}{p_0 \cdot c}$ , avec  $p(t) = p(t=0) e^{\frac{c.t}{2l} \ln(1-\alpha_0)}$

on posera  $p(t) = p(t=0) e^{-k_n t}$  avec  $k_n = \frac{c}{2l} [-\ln(1-\alpha_0)]$  (s<sup>-1</sup>)

$k_n$  est la constante de décroissance de la pression dans le tube.

Pour caractériser la persistance sonore en espace clos, on définit une durée de réverbération. La durée de réverbération  $t_r$  représente le temps au bout duquel le niveau sonore a subi une décroissance de 60 dB à partir de l'instant où la source est interrompue.

De l'expression (2.12) on tire :

$$L_1(t) = L_1(t=0) + 4,34 \frac{ct}{l} \cdot \ln(1-\alpha_0)$$

$$\text{d'où : } L_1(t=0) - L_1(T_r) = 60 \text{ dB} = -\frac{4,34c}{l} \cdot T_r \ln(1-\alpha_0)$$

$$\text{soit : } T_r = \frac{60.l}{-4,34.c \cdot \ln(1-\alpha_0)} \quad (\text{seconde}) \quad (3.5)$$

Cette formule n'est valable qu'en propagation unidirectionnelle. Dans le cas plus général d'un local où la propagation s'effectue dans toutes les directions de l'espace, le libre parcours moyen  $l$  dépend de la géométrie (voir paragraphe 2.2.1.) et s'écrit :

$$l = \frac{4V}{S_t} \quad \text{avec } V : \text{ volume du local et } S_t : \text{ surface de toutes les parois du local.}$$

Le temps de réverbération s'écrit alors :

$$T_r = \frac{0,161.V}{S_t \cdot [-\ln(1-\alpha_0)]} \quad (\text{seconde formule d'Eyring}) \quad (3.6)$$

$\alpha_0$  représente le coefficient d'absorption moyen des parois :  $\alpha_0 = \frac{\sum_i S_i \alpha_i}{\sum_i S_i}$

$\alpha_i$  et  $S_i$  sont les facteurs d'absorption et les surfaces des différents matériaux absorbants recouvrant les parois du local.

D'autres relations sont parfois utilisées pour calculer le temps de réverbération d'un local.

Telle celle de SABINE.

$$T_r = \frac{0,161.V}{S_t \bar{\alpha}_s} \quad (\text{seconde}) \quad (3.7)$$

Avec  $V$  = volume du local ( $m^3$ ) et  $\bar{\alpha}_s$ : coefficient d'absorption moyen de Sabine.

**Remarque** : Les relations (3.6) et (3.7) conduiront à une même valeur du temps de réverbération si l'on a entre les coefficients  $\alpha_0$  et  $\bar{\alpha}_s$  l'égalité suivante :

$$\alpha_s = - \ln (1 - \alpha_0) \quad (3.8)$$

On observe qu'en faisant varier  $\alpha_0$  de 0 à 1 le coefficient  $\alpha_s$  varie de 0 à  $\infty$ .

Le coefficient de Sabine n'est donc pas à proprement parlé un coefficient d'absorption puisqu'il peut prendre des valeurs supérieures à 1.

Toutefois, c'est souvent le coefficient de Sabine d'un matériau  $\alpha_s$  qui sera donné et que l'on atteindra par la démarche exposé au paragraphe 3.4.

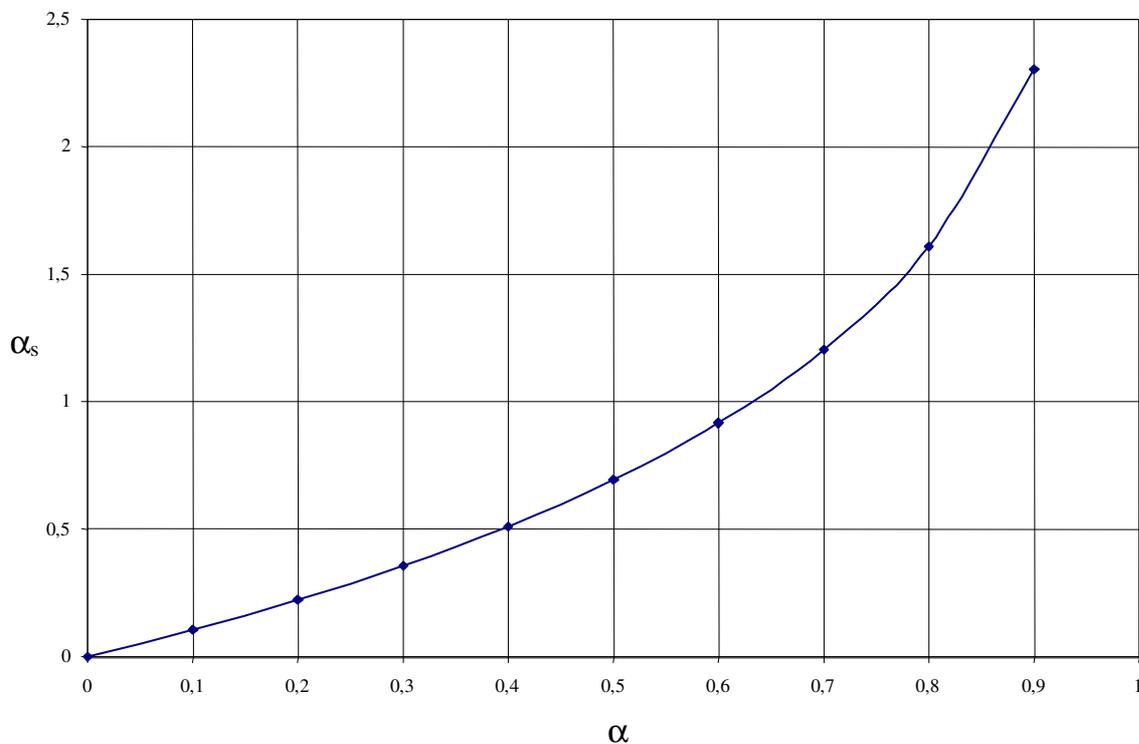


Figure 3.5 : Relation entre coefficient d'absorption exact  $\alpha$  et coefficient d'absorption de Sabine  $\alpha_s$ .

En pratique, si l'on connaît les coefficients d'absorption de Sabine des matériaux mis en œuvre sur les parois d'un local, on utilise la formule de Sabine pour calculer le temps de réverbération du local. Au contraire si l'on connaît les coefficients d'absorption réels, le temps de réverbération du local sera alors obtenu à l'aide de la formule d'Eyring.

### 3.4- Mesure d'un coefficient de Sabine $\alpha_s$

On utilise à cet effet une salle à géométrie complexe dont les parois sont très réfléchissantes. On peut ainsi considérer que le champ sonore résultant de l'émission d'une source  $S$  est diffus.

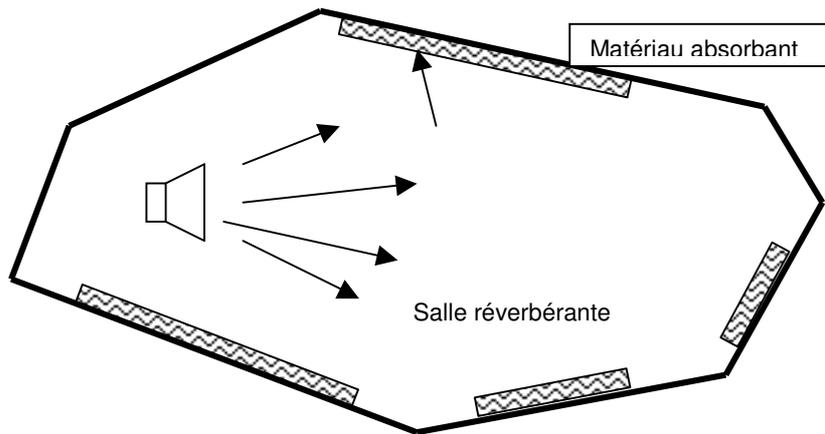


Figure 3.6

Le coefficient d'absorption moyen des parois est de l'ordre de 0,04 à toutes fréquences. Pour des salles réverbérantes de volume  $\cong 100 \text{ m}^3$  les temps de réverbération sont de l'ordre de 3 à 4 secondes.

On dispose ensuite sur les parois de la chambre réverbérante une certaine surface de matériau. On mesure alors en différents points de la salle la nouvelle valeur du temps de réverbération et ceci pour différentes valeurs de la fréquence émise par la source.

On procède ensuite à l'évaluation du temps de réverbération moyen pour chaque fréquence à partir des résultats recueillis aux différents points de mesure.

Pour la salle nue le temps de réverbération à une fréquence  $f$  est  $Tr_i$  avec  $Tr_i = \frac{0,161V}{S_t \cdot \alpha_i}$ .

$S_t \alpha_i$  : Aire d'absorption équivalente de la chambre réverbérante.

Pour la salle en partie recouverte du matériau étudié, le temps de réverbération à la même fréquence  $f$  s'écrit :

$$Tr_f = \frac{0,161.V}{(S_t - S_m)\alpha_i + S_m\alpha_s}$$

$S_m$  : surface de matériau disposé sur les parois de la chambre réverbérante.

On en déduit le coefficient de Sabine du matériau.

$$\alpha_s = \alpha_i + \frac{0,161V}{S_m} \left( \frac{1}{Tr_f} - \frac{1}{Tr_i} \right) \quad (3.9)$$

### **3.5 Traitement acoustique des salles**

Le traitement acoustique d'une salle consiste à lui donner une forme et une durée de réverbération favorables à une bonne diffusion et écoute sonore. On obtiendra une durée de réverbération optimale en mettant en œuvre sur les parois de la salle des matériaux de coefficients d'absorption appropriés. Ce traitement est précédé en général d'une étude comportant plusieurs étapes que nous allons analyser.

### 3.5.1. Etude de la forme d'une salle

Pour déterminer la forme optimale de la salle à traiter, l'acousticien dispose de plusieurs outils. Pour un avant projet sommaire, il peut utiliser l'épure géométrique. Pour des salles dont l'acoustique est un élément de conception déterminant, il a recours à des logiciels d'acoustique architecturale. Pour des projets de très grande envergure, il est envisageable de valider des choix de conception à l'aide de modèles réduits.

#### L'épure géométrique

L'épure géométrique consiste, pour un emplacement de la source donné, à étudier le cheminement des rayons sonores. Les points d'impact des rayons réfléchis du premier ordre sont alors déterminés sur la surface représentant le lieu des points d'écoute. Les points d'impact doivent être bien répartis sur cette surface et les différences de trajet entre onde réfléchie et onde directe doivent être les plus courts possibles. Ceci impose parfois de placer des surfaces réfléchissantes proches des sources. L'épure sera utilisée pour étudier la forme du plafond en traçant les rayons issus de la source dans un plan vertical de symétrie de la salle. On peut aussi procéder de la même façon pour étudier la forme des parois verticales en réalisant des tracés analogues dans un plan horizontal. Cette étude présente quelques restrictions :

- elle est limitée à la première réflexion sur les parois
- elle ne prend pas en compte l'absorption des parois, ce qui rend impossible le calcul de l'énergie sonore produite aux différentes réflexions
- elle ne considère pas les effets de diffraction du son sur les obstacles pouvant exister à l'intérieur de la salle.

#### Logiciel d'Acoustique Architecturale

A partir d'une description de la géométrie 3D de la salle, des propriétés d'absorption des matériaux des parois et de la définition des sources (localisation, niveau de puissance), ces logiciels permettent de déterminer les niveaux de pression dans la salle, les temps de réverbération et les principaux critères caractérisant la qualité acoustique d'une salle (chapitre 3.6).

Les méthodes numériques utilisées sont dérivées d'un algorithme de lancer de rayon. L'onde acoustique est représentée par une série de rayons émis depuis la source et qui sont suivis dans leur multiple réflexion dans le volume de la salle. Chaque rayon apporte sa contribution énergétique sur chaque maille du plan récepteur.

#### Le modèle réduit

Il sera en général préférable de procéder à une étude sur maquette (échelle 1/10<sup>e</sup> à 1/30<sup>e</sup>) en laboratoire. On place sur le sol des produits absorbants pour simuler l'absorption des sièges et des occupants de la salle. En un point à l'intérieur de cette maquette, une suite d'impulsions sonores est produite à une fréquence élevée (parfois ultrasonore) pour vérifier des conditions de similitude. Ces impulsions sont captées en différents points et leur forme est observée sur oscilloscope.

Si l'amplitude des impulsions ne varie pas de façon régulière et décroissante en fonction de la distance par rapport à la source, il faut rechercher l'origine du défaut en plaçant ou déplaçant certains éléments absorbants sur les parois, ou bien en corrigeant la forme du local.

### 3.5.2. Phénomène de résonances liées à la forme

Dans les salles apparaissent des résonances généralement aux basses fréquences. Ceci tient au fait qu'un volume vibre selon des modes propres. Pour une salle rectangulaire les fréquences propres sont déduites de la relation.

$$f_{n,m,p} = \frac{c}{2} \left[ \frac{n^2}{l_x^2} + \frac{m^2}{l_y^2} + \frac{p^2}{l_z^2} \right] \quad (3.10)$$

où  $c = 343$  m/s à 20°

$l_x, l_y, l_z$  sont les dimensions de la salle et  $n, m, p$  des nombres entiers 1, 2, ..., ∞

Lorsqu'une source émet un son dont une des composantes à une fréquence égale à celle d'un mode propre, cette composante est mise en relief par rapport aux autres composantes fréquentielles.

La résonance apparaît d'autant plus nettement que le mode propre considéré est écarté des autres modes. Cela ne pourra se produire que dans les basses fréquences et d'autant plus basses que la salle est grande.

La régularité des modes propres sur l'échelle des fréquences sera une condition de bonne acoustique, les dimensions les plus favorables sont données dans le tableau ci-dessous :

| $l_x/l_z$ | $l_y/l_z$ |
|-----------|-----------|
| 1.223     | 1.114     |
| 1.223     | 1.076     |
| 1.477     | 1.201     |
| 1.435 (1) | 1.202 (1) |
| 1.536     | 1.402     |
| 1.610     | 1.416     |
| 1.670     | 1.412     |
| 1.55      | 1.110     |
| 1.863     | 1.404 (1) |
| 2.112     | 1.596     |
| 2.291     | 1.811     |
| 2.418     | 1.287     |
| 3.28      | 1.880     |

(1) rapports considérés comme excellents.

On voit d'après la relation (3.10) que le nombre de modes propres est infini et que les intervalles entre fréquences vont en se resserrant au fur et à mesure que l'on monte dans l'échelle des hauteurs.

Ainsi pour un son émis au voisinage d'un assez grand nombre de fréquences propres, l'énergie vibratoire se répartit de manière uniforme sur les différents modes, de sorte qu'aucun d'entre eux ne prédomine.

### 3.5.3. Choix des durées de réverbérations optimales

La deuxième phase du traitement consiste à retenir une durée optimale de réverbération.

Dans le cas de salles de volume compris entre 100 et 1.000 M3 l'expérience a montré qu'une valeur optimale du temps de réverbération peut être obtenue de la relation

$$T_{\text{opt}} = 0,5 \sqrt[3]{\frac{V(m^3)}{30}} \text{ (seconde)} \quad (311)$$

Cette durée de réverbération pourra être sujette à variations selon la destination de la salle.

Ainsi pour un studio d'enregistrement on aura plutôt tendance à diminuer quelque peu cette valeur. Au contraire pour un auditorium on cherchera à l'accroître légèrement.

On peut tenter aussi dans certains cas de prendre des durées de réverbération différentes selon les fréquences et aussi prendre en compte la destination de la salle. Ces valeurs seront déduites des figures 3.7 et 3.8.

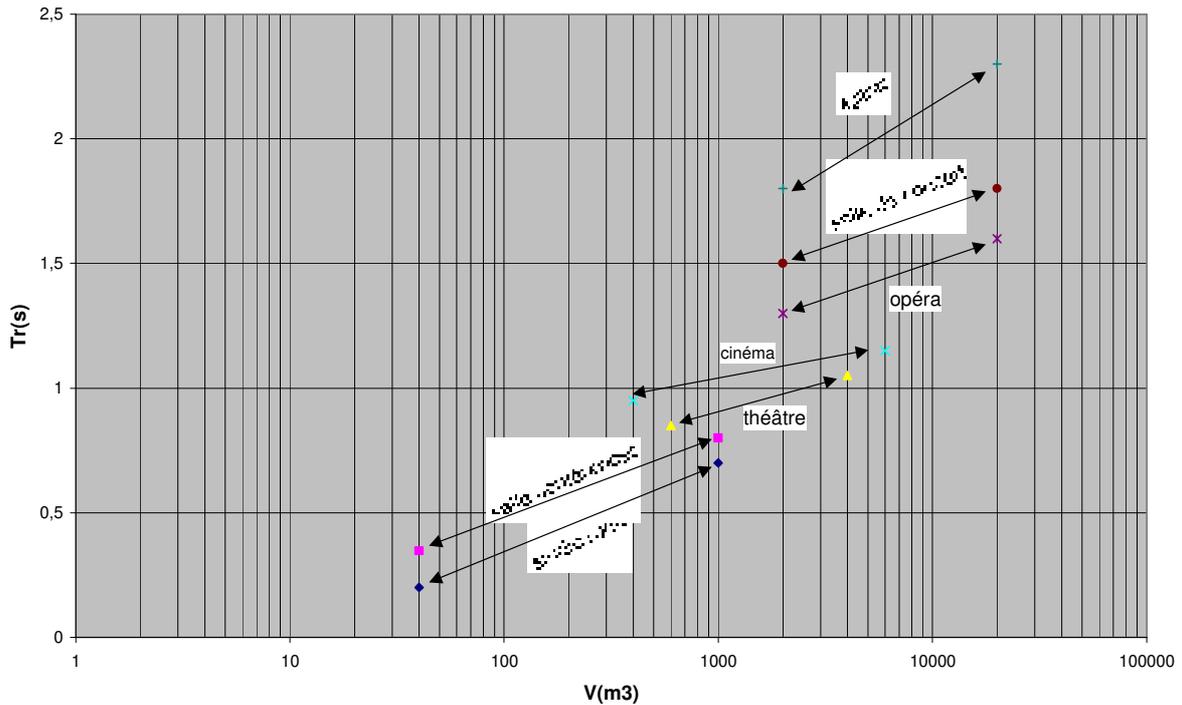


Figure 3.7 : Temps de réverbération optimale aux fréquences moyennes (500-1000Hz)

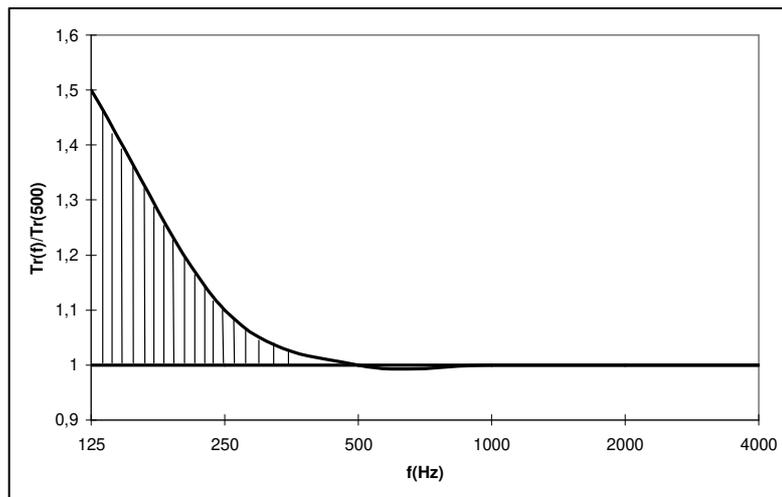


Figure 3.8 : Variation souhaitée du temps de réverbération par rapport à la valeur à 500 Hz.

### 3.5.4. Choix des matériaux absorbants

Du choix des matériaux mis en œuvre sur les diverses parois dépend la qualité du traitement de la salle.

Si l'on prend différents types de matériaux dont les absorptions se complètent, le traitement sera plus facile à trouver et l'absorption sera plus régulière à toutes les fréquences audibles.

On classe les matériaux en trois catégories :

- matériaux fibreux
- panneaux fléchissants
- résonateur

Pour les locaux de logements courants normalement meublés le temps de réverbération est de l'ordre de 0.50 à toutes fréquences.

Ce qui se traduit par une constante du temps de réverbération au delà de 500 Hz et par un accroissement dans les graves.

### Les matériaux fibreux ou poreux

Ce sont des matériaux constitués de pores ouverts : laines de verre, feutres, moquettes, mousses. Une partie des ondes acoustiques incidentes est absorbée par ces pores. Ils absorbent préférentiellement aux fréquences élevées (200 à 4000Hz).

### Les panneaux fléchissants

Ce sont des plaques de faible épaisseur montées en membrane sur des liteaux fixés sur un support rigide (et massif), un mur porteur par exemple.

Ces membranes ont des fréquences  $f_0$  de

$$\text{résonance souvent faibles } f_0 = \frac{600}{\sqrt{md}}$$

$m$  = masse surfacique de la membrane ( $\text{Kg}/\text{m}^2$ )

$d$  = épaisseur de la lame d'air en cm.

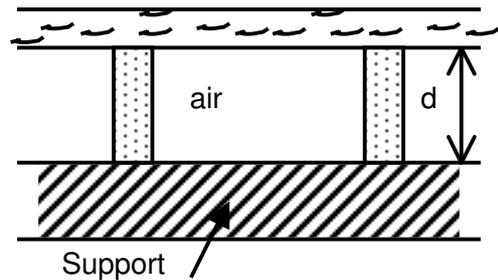


Figure 3.9

Lorsqu'une onde heurte la membrane à une fréquence voisine de la résonance il se produit une absorption par l'intermédiaire de la lame d'air jouant le rôle de ressort.

Ces produits présentent une absorption sélective autour de  $f_0$ . Ils sont utilisés pour les basses fréquences (125 à 500 Hz).

### Les résonateurs.

Un résonateur est un dispositif composé d'un goulot de section  $S$  et de longueur  $l$  communicant à un volume d'air  $V$ .

La fréquence de résonance d'un tel système

$$\text{est } f_0 \approx 54 \sqrt{\frac{s}{Vl}}$$

Lorsqu'une onde met en vibration l'air contenu dans le goulot, il y a dissipation d'énergie par frottement dans le col du goulot, ce qui se traduit par une absorption d'autant plus importante que la fréquence de l'onde est voisine de la fréquence de résonance.

Ce dispositif absorbe préférentiellement les fréquences médiums (500 à 2000 Hz)

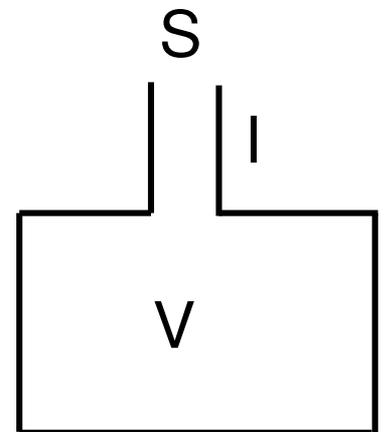


Figure 3.10

Un exemple courant de résonateur se compose d'un panneau perforé disposé à une certaine distance d'un mur (Figure 3.12)

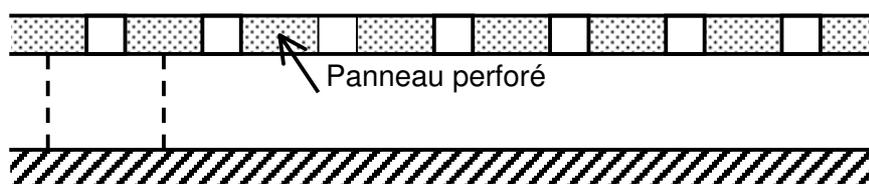


Figure 3.11 : Résonateurs en parallèle

Ce type de panneaux se comporte à la fois comme une série de résonateurs auxquels on associe à chaque perforation un certain volume d'air entre le mur et le panneau, comme des panneaux fléchissants, si la plaque perforée est souple.

De tels dispositifs donnent une courbe d'absorption comme celle reproduite à la figure 3.12.

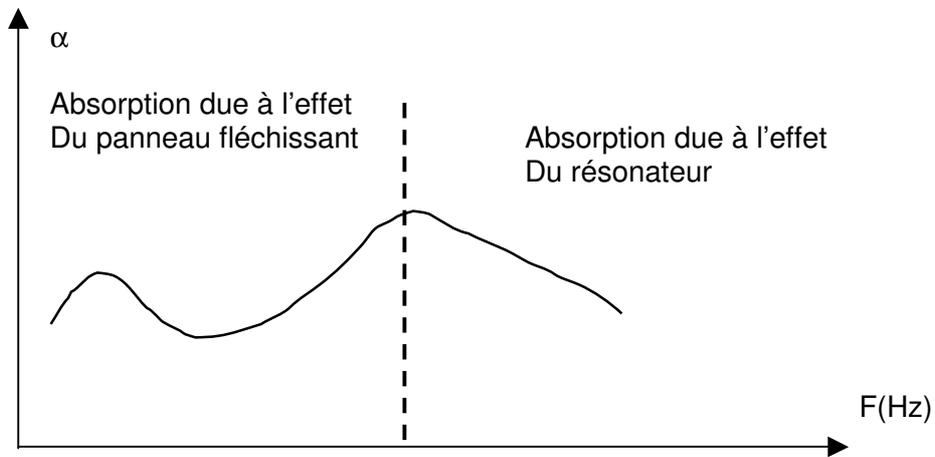


Figure 3.12 : courbe type d'absorption d'un panneau perforé

| MATÉRIAU   | Fréquence (Hz)                          |      |      |      |      |      |
|--|---|------|------|------|------|------|
|  | 125                                     | 250  | 500  | 1000 | 2000 | 4000 |
| Béton  | 0,02                                    | 0,02 | 0,02 | 0,03 | 0,04 | 0,04 |
| Plâtre   | 0,02                                    | 0,03 | 0,04 | 0,05 | 0,03 | 0,03 |
| Verre 3 (mm)   | 0,08                                    | 0,04 | 0,03 | 0,03 | 0,02 | 0,02 |
| Placage de bois<br>a/ épaisseur 8(mm) avec vide d'air<br>de 30 (mm) 5 (kg/m <sup>2</sup> ) | 0,25                                    | 0,22 | 0,04 | 0,03 | 0,03 | 0,08 |
| b/ épaisseur 16 (mm) avec vide<br>d'air de 50 (mm) 10 (kg/m <sup>2</sup> )                 | 0,18                                    | 0,12 | 0,10 | 0,09 | 0,08 | 0,07 |
| Polyuréthane<br>(e = 30 mm, 30 kg/m <sup>3</sup> )   | 0,03                                    | 0,15 | 0,48 | 0,65 | 0,82 | 0,81 |
| Laine de verre collée épaisseur<br>(40 mm, 70 kg/m <sup>3</sup> )                          | 0,29                                    | 0,52 | 0,69 | 0,89 | 0,96 | 0,97 |
| Rideau épais et plissé en<br>velours...  | 0,14                                    | 0,35 | 0,55 | 0,72 | 0,70 | 0,65 |
| P.V.C  | 0,02                                    | 0,03 | 0,03 | 0,04 | 0,06 | 0,05 |
| Caoutchouc   | 0,03                                    | 0,04 | 0,06 | 0,06 | 0,06 | 0,06 |
| P.V.C sur sous-couche (5mm)  | 0,02                                    | 0,09 | 0,31 | 0,12 | 0,06 | 0,03 |
| Parquet bois collé   | 0,04                                    | 0,04 | 0,05 | 0,06 | 0,06 | 0,06 |
| Parquet bois sur lambourde   | 0,15                                    | 0,11 | 0,10 | 0,07 | 0,06 | 0,06 |
| Moquette bouclée (4mm)   | 0,01                                    | 0,03 | 0,05 | 0,11 | 0,32 | 0,66 |
| Moquette sur thibaude<br>(5,5 + 8(mm))   | 0,04                                    | 0,10 | 0,31 | 0,70 | 0,93 | 0,74 |
| Marbre   | 0,01                                    | 0,01 | 0,02 | 0,02 | 0,03 | 0,03 |
|  | Absorption totale S.α (m <sup>2</sup> ) |      |      |      |      |      |
| Fauteuil avec revêtement velours   | 0,14                                    | 0,23 | 0,35 | 0,39 | 0,37 | 0,38 |
| Avec revêtement plastique  | 0,09                                    | 0,13 | 0,15 | 0,15 | 0,11 | 0,07 |
| Personne assise  | 0,15                                    | 0,23 | 0,56 | 0,78 | 0,88 | 0,89 |
| Personne debout  | 0,15                                    | 0,23 | 0,61 | 0,97 | 1,14 | 1,14 |

Valeurs des Coefficients d'Absorption (Sabine)  $\alpha_s$  Des matériaux couramment utilisés dans le bâtiment

### **Calcul des surfaces d'absorption des matériaux entrant dans le traitement**

Il faut dans la phase finale déterminer les surfaces des matériaux absorbants pour que la salle ait les durées de réverbération fixées précédemment. On est amené alors à définir l'aire d'absorption équivalente A pour chaque fréquences des matériaux utilisés à chaque fréquence.

$$A = \frac{0,161.V}{T_{opt}} \quad \text{avec } T_{opt} = \text{temps de réverbération optimal.}$$

Les surfaces des différents matériaux utilisés étant déterminées, on procède à leur répartition sur les différentes surfaces à traiter.

Il faut répartir aussi uniformément que possible les matériaux. Eviter notamment de disposer un même matériau sur toute la surface d'une paroi.

Eviter que deux surfaces parallèles demeurent réfléchissantes, ce qui aurait pour effet de créer un « écho flottant ».

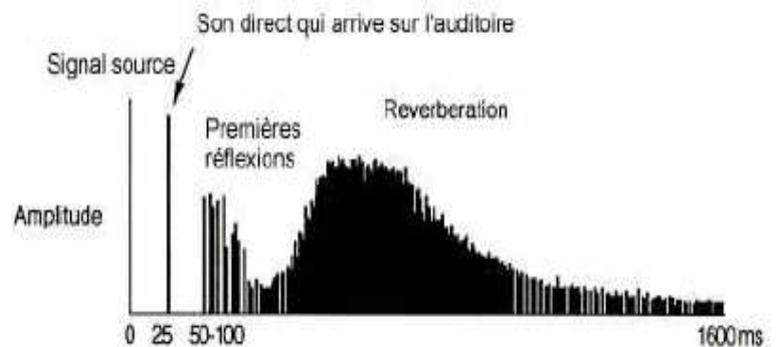
La présence de surfaces concaves sera à éviter : focalisation des ondes. Elles pourront être conservées à condition qu'elles soient absorbantes.

### 3.6. Critères d'acoustique architecturale

Outre le temps de réverbération, plusieurs critères permettent de caractériser la réponse acoustique d'une salle.

#### 3.6.1. Temps de réverbération TR60

Le TR60, temps de réverbération à  $-60\text{dB}$ , est le critère d'acoustique des salles le plus répandu. Il se mesure classiquement par l'enregistrement de la réponse impulsionnelle de la salle étudiée : un son bref et puissant est produit dans la salle et un système de mesure logiciel permet de récupérer le signal en un point donné de la salle où l'on a placé un microphone. La réponse impulsionnelle d'une salle est classiquement de la forme ci-contre.



Le TR60 est ensuite calculé sur plusieurs bandes de fréquence (de la largeur d'une octave ou d'un tiers d'octave généralement) comme la durée pendant laquelle l'intensité acoustique dans la salle va décroître de 60dB par rapport à son niveau initial, c'est à dire pour qu'elle soit  $10^{-6}$  fois plus faible que l'intensité initiale.

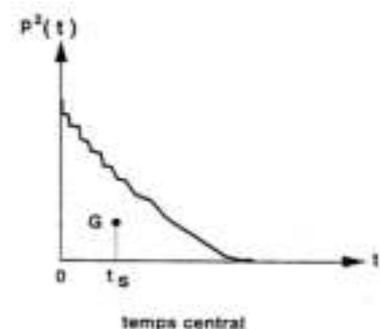
En pratique, il est en général estimé entre  $-5\text{dB}$  et  $-35\text{dB}$  : cela signifie que l'intervalle de temps correspondant à la décroissance entre ces deux bornes est mesuré puis ramené à une décroissance régulière exponentielle hypothétique entre 0 et  $-60\text{dB}$ . Cette extrapolation permet d'éviter les perturbations du signal souvent observées en début et en fin de réponse.

#### 3.6.2. Early Decay Time EDT

Comme son nom l'indique (durée de décroissance précoce), l'EDT est un temps de réverbération calculé à partir du début de la réponse impulsionnelle enregistrée. La durée de la décroissance entre 0dB et  $-10\text{dB}$  est mesurée sur différentes bandes de fréquence puis rapportée à 60dB de décroissance régulière. Lorsqu'un flux sonore est émis continuellement dans la salle, l'oreille n'a souvent pas la possibilité d'apprécier 60dB de décroissance puisque le champ réverbéré est rapidement masqué par le son direct. L'EDT est alors utilisé pour mesurer l'impression de réverbération ressentie par un auditeur écoutant un flux sonore « continu ». Il permet d'apprécier l'influence de la salle sur la netteté des attaques et la dynamique des sources en prenant mieux en compte l'influence des premières réflexions. La valeur de l'EDT est à comparer à celle du TR60 : plus l'EDT sera faible devant le TR60, plus la pente initiale de la décroissance sera forte, révélant une concentration de l'énergie sonore dans le début de la réponse impulsionnelle favorable à une bonne intelligibilité. Notons également que l'EDT varie plus facilement que le TR60 en fonction de la position d'écoute dans la salle.

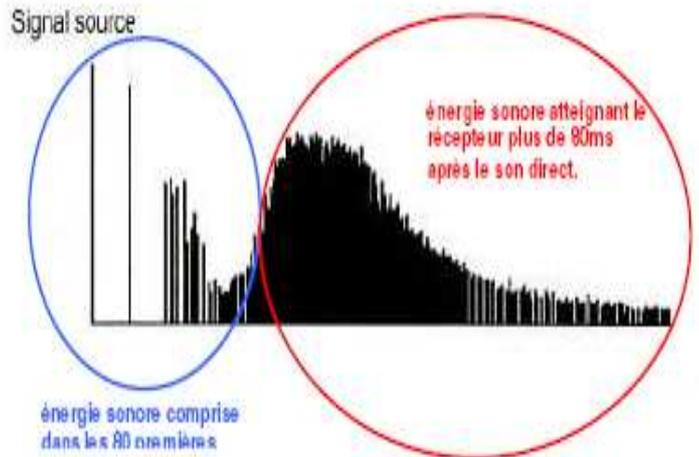
#### 3.6.3. Temps central $T_s$

$T_s$  est le centre de gravité temporel de la réponse impulsionnelle de la salle c'est à dire le temps pour lequel la moitié de l'énergie sonore totale est reçue. Il se calcule comme le barycentre continu des instants de réception du son pondéré par l'énergie sonore en ces instants.  $T_s$  donne un ordre d'idée de l'« étalement » de la réponse impulsionnelle c'est à dire du temps moyen que prend un son pour parvenir aux auditeurs.



### 3.6.4. Clarté C80

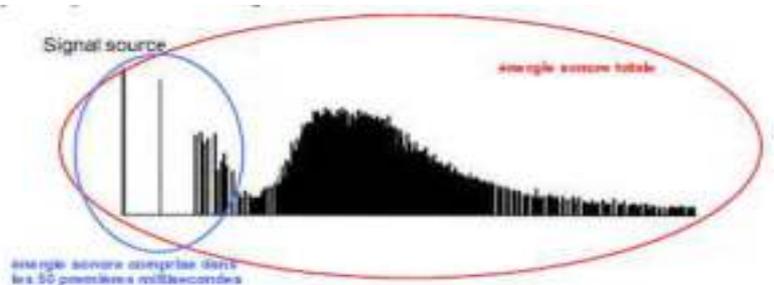
Les critères énergétiques comparent l'énergie reçue dans différents intervalles de temps de la réponse impulsionnelle d'une salle. Ils permettent ainsi d'apprécier la part d'énergie précoce dans la réverbération de cette salle qui est un critère important pour juger de la qualité de son acoustique et du type de représentation ou d'utilisation auquel elle est adaptée. La clarté C80 est, en décibels, le rapport de l'énergie comprise dans les 80 premières millisecondes de la réponse impulsionnelle sur le reste de l'énergie, atteignant le récepteur plus de 80ms après le son direct. La clarté peut être positive (respectivement négative) selon que l'énergie sonore précoce est plus (ou moins) importante que l'énergie tardive. Pour la musique, on préconise généralement une clarté comprise entre -3dB et +3dB c'est à dire une énergie sonore à peu près équitablement répartie entre les intervalles [0 ; 80ms] et [80ms ; ∞]. Généralement utilisé pour déterminer la qualité acoustique d'une salle pour l'écoute de musique, la clarté mesure ainsi la façon dont un son donné se détache des autres au sein d'une phrase musicale.



$$C_{80} = 10 \log_{10} \left( \frac{E_0^{80}}{E_{80}^{\infty}} \right)$$

### 3.6.5. Définition D50

Les critères énergétiques comparent l'énergie comprise dans différents intervalles de temps de la réponse impulsionnelle d'une salle. Ils permettent ainsi d'apprécier la part d'énergie précoce dans la réverbération de cette salle qui est un critère important pour juger de la qualité de son acoustique et du type de représentation ou d'utilisation auquel elle est adaptée. La définition D50 est le rapport de l'énergie comprise dans les 50 premières millisecondes de la réponse impulsionnelle sur l'énergie totale. Analogue à la clarté et correspondant aux mêmes impressions subjectives, la définition est cependant davantage utilisée pour déterminer la qualité acoustique d'une salle pour la parole.



$$D_{50} = 10 \log_{10} \left( \frac{E_0^{50}}{E_0^{\infty}} \right)$$

On distingue généralement les intervalles suivants pour juger de la qualité de la définition sonore dans une salle en fonction de la valeur mesurée ou calculée du critère D50.

| D50        | 0 à 30%  | 30 à 45% | 45 à 60% | 60 à 75% | 75 à 100%  |
|------------|----------|----------|----------|----------|------------|
| Définition | Mauvaise | Pauvre   | Moyenne  | Bonne    | Excellente |

### 3.6.6. Intelligibilité STI et RASTI

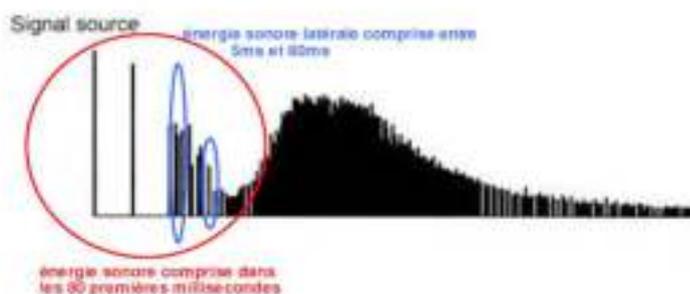
Lorsque l'on désire écouter de la parole dans un théâtre, une salle de conférence ou tout autre lieu destiné à ce type d'utilisation, une bonne intelligibilité est nécessaire. D'où l'intérêt d'un

critère objectif permettant de quantifier l'influence d'une salle sur l'intelligibilité. La définition D50, comme nous l'avons dit précédemment, permet une évaluation de cette influence. Mais elle ne prend pas en compte le bruit de fond ni les particularités d'un message parlé. L'étude des différents phonèmes et de leur limite d'intelligibilité lorsqu'ils sont superposés à d'autres par la réverbération de la salle a permis l'établissement de critères plus adaptés : Le STI (Speech Transmission Index) et le RASTI (Rapid Speech Transmission Index). Le calcul du STI est basé sur l'étude des taux de modulations d'un signal émis et reçu dans une salle. Le RASTI est une version simplifiée du STI dont le calcul est largement accéléré et qui fournit en général (sous certaines conditions liées aux fréquences du bruit de fond notamment) des résultats équivalents. STI et RASTI évoluent tous les deux entre 0 et 1. Pour juger de l'intelligibilité dans la salle, on distingue les intervalles suivants :

| STI ou RASTI    | 0 à 0,30 | 0,30 à 0,45 | 0,45 à 0,60 | 0,60 à 0,75 | 0,75 à 1   |
|-----------------|----------|-------------|-------------|-------------|------------|
| Intelligibilité | Mauvaise | Pauvre      | Moyenne     | Bonne       | Excellente |

### 3.6.7. Fraction d'énergie latérale précoce LF

Similaire aux critères énergétiques C80 et D50 dans son expression, la fraction d'énergie latérale précoce (LF) est cependant davantage un critère de distribution spatiale du son qu'un critères énergétiques. LF fait en effet intervenir des notions de direction d'incidence des ondes acoustiques sur le récepteur. LF est défini comme le rapport de l'énergie parvenant latéralement à la source pendant l'intervalle de temps de la réponse impulsionnelle compris entre 5ms et 80ms sur celle lui parvenant de toutes les directions pendant les 80 premières millisecondes de la réponse impulsionnelle.



Un LF important correspond à une impression d'espace. L'auditeur se sent au centre du son, mais pour un LF trop important il ne peut plus localiser la source qu'il écoute. Inversement, si ce critère est trop faible l'auditeur se sent éloigné de la source, mis à l'écart.

**4. ISOLATION DES PAROIS AUX BRUITS AERIENS**

**INTRODUCTION**

Ce chapitre traite de la transmission des bruits aériens à travers les parois. D'un point de vue théorique, ces transmissions des ondes dans un solide (la paroi) sont régies par les équations aux dérivées partielles de déformation des plaques sollicitées par une onde de pression.

Ne pas confondre Isolation et Isolement acoustique :

- l'isolation acoustique, c'est l'action d'isoler, c'est-à-dire l'action de réduire les transmissions d'énergie vibratoire vers les lieux à protéger grâce à des dispositifs appropriés ;
- l'isolement acoustique, c'est le résultat de l'action consistant à isoler.

Ex : on réalisera une bonne isolation acoustique entre deux locaux grâce à un mur très lourd dont l'isolement acoustique est de 50 dB.

**4.1 Coefficient de transmission  $\tau$  et indice d'affaiblissement R**

Lorsqu'une onde aérienne rencontre une paroi, il y a mise en vibration de cette dernière. Ainsi la paroi en état de vibration génère des compressions et dépressions sur les particules d'air au contact de la paroi et se propagent dans les milieux environnants.

Considérons une onde aérienne plane d'intensité  $I_i$  atteignant une paroi sous une incidence  $\theta$ . De part la mise en vibration de la paroi il en résulte une onde rayonné par l'autre frontière d'intensité  $I_t$  émergeant sous un même angle  $\theta$ .

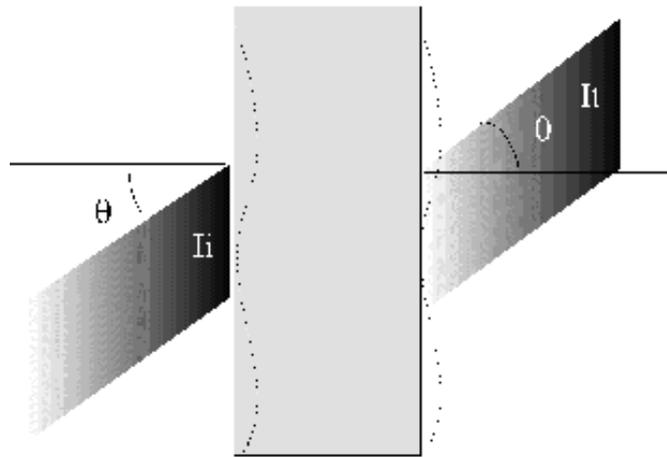


Figure 4.1

Le facteur de transmission d'une paroi est le rapport avec les intensités transmise et incidente.

$$\tau(\theta) = \frac{I_t}{I_i} \tag{4.1}$$

Ce coefficient de transmission dépend de l'incidence  $\theta$ , ainsi que des propriétés mécaniques du matériau constituant la paroi.

L'indice d'affaiblissement acoustique  $R(\theta)$  d'une paroi représente dix fois le logarithme décimal de l'inverse du facteur de transmission :

$$R(\theta) = 10 \log \left( \frac{I_i}{I_t} \right) = 10 \log \left( \frac{1}{\tau} \right) \text{ (dB)} \tag{4.2}$$

Il s'exprime en décibels.

Cette grandeur caractérise l'amortissement en terme de niveau de pression d'une onde à la traversée d'une paroi. Le pouvoir d'isolation d'une paroi est d'autant plus important que son indice d'affaiblissement est élevé.

## **4.2. Evaluation théorique de l'indice d'affaiblissement des parois simples**

On entend par parois simples, des parois homogènes constituées d'un matériau isotrope.

L'indice d'affaiblissement d'une paroi dépend de nombreux facteurs dont les plus importants sont :

- la masse surfacique de la paroi  $m_s$
- la rigidité  $B$
- les pertes internes  $\eta$
- ses dimensions,
- la fréquence des ondes aériennes incidentes
- la perméabilité,
- ses liaisons avec les parois adjacentes.

Dans les démonstrations qui suivent on supposera que les parois sont de dimensions infinies pour éliminer l'influence des liaisons avec d'autres parois, de même on ne tiendra pas compte des transmissions parasites dû à la perméabilité .

### **4.2.1 Fréquence de coïncidence et fréquence critique**

Soit une onde plane de fréquence  $f$  atteignant une paroi sous une incidence  $\theta$  (figure 3.1)

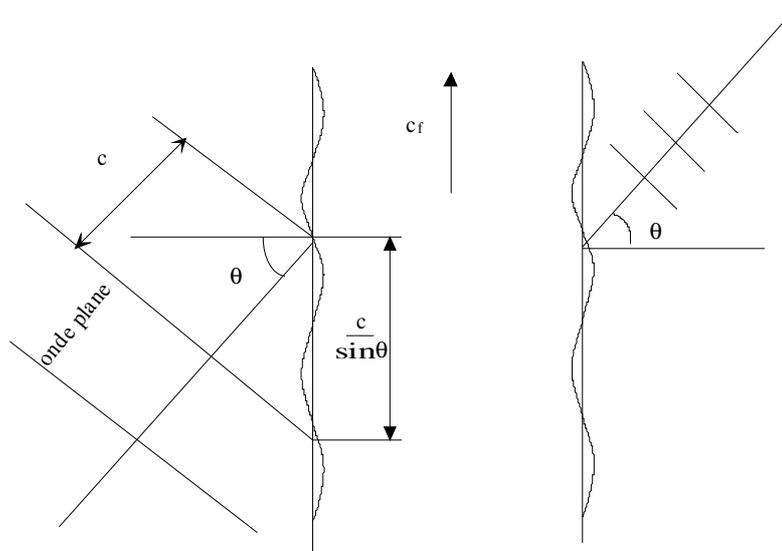


Figure 4.2 Mise en vibration d'une paroi par une onde plane d'incidence  $\theta$

La déformation locale de la paroi au point d'impact de l'onde se propage au sein de la paroi et donne naissance à des ondes dites de flexion de vitesse  $c_f$

$$c_f = (1,8.h.f)^{\frac{1}{2}} \sqrt[4]{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad (4.3)$$

avec :

- $h$  épaisseur de la paroi (m)
- $E$  module de YOUNG ( $N/m^2$ )
- $\rho$  masse volumique ( $kg/m^3$ )
- $\nu$  coefficient de POISSON ( $\nu \neq 0.3$  pour les matériaux de construction)

Ainsi la vitesse de propagation des ondes de flexion le long de la paroi est fonction de la fréquence de l'onde aérienne incidente.

On dit qu'il y a phénomène de coïncidence lorsque la vitesse de la trace de l'onde aérienne sur la paroi (soit :  $\frac{c}{\sin \theta}$ ) est égale à la vitesse  $c_f$  des ondes de flexion le long de la paroi ( $\frac{c}{\sin \theta} = c_f$ ).

Pour une incidence  $\theta$  donnée, la coïncidence se produit pour une fréquence  $f_\theta$  tel que :

$$\frac{c}{\sin \theta} = (1,8.h.f)^2 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}$$

$$f_\theta = \frac{c^2}{1,8.h.\sin^2 \theta} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{E} \cdot (1-\nu^2)} \quad \sim \quad (4.4)$$

La plus basse fréquence de coïncidence est dite fréquence critique  $f_c$  de la paroi. Elle est obtenue pour  $\theta = 90^\circ$  ( $c=c_f$ ) à partir de la relation 4.4

$$\text{Soit : } f_c = \frac{c^2}{1,8.h} \sqrt{\frac{\rho}{E} (1-\nu^2)} \quad f_\theta = \frac{f_c}{\sin^2 \theta} \quad (4.5)$$

Pour cette fréquence, la paroi présente une perte d'isolement .

Exemples :

- pour un verre de 5 mm :  $f_c = 2\,500$  Hz
- pour une paroi de brique de 11 cm :  $f_c = 190$  Hz
- pour une paroi de béton de 20 cm :  $f_c = 90$  à 180 Hz suivant la densité
- pour un panneau de plâtre de 5 cm :  $f_c = 516$  Hz

Le tableau (1) indique les fréquences critiques des matériaux de construction.

Remarque : *Certaines fréquences critiques sont mal situées sur l'échelle des fréquences audibles. C'est le cas notamment pour les matériaux tel que le verre dont la fréquence critique se situe autour de 2000Hz pour laquelle l'oreille est particulièrement sensible.*

### Caractéristiques mécaniques des matériaux de construction

| Matériau                 | Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> ) | Célérités des ondes longitudinales C <sub>l</sub> (m/s) | Module d'élasticité E(N/m <sup>2</sup> ) | Facteur de perte $\eta$ | Fréquence critique pour 1cm d'épaisseur |
|--------------------------|--------------------------------------|---|--|-------------------------|---|
| Acier                    | 7780                                 | 5450  | 210*10 <sup>9</sup>                      | 2*10 <sup>-4</sup>      | 1200                                    |
| Aluminium                | 2700                                 | 5500  | 70*10 <sup>9</sup>                       | 10 <sup>-4</sup>        | 1200                                    |
| Amiante ciment           | 1400-2200                            | 3300-3750   | 14.28*10 <sup>9</sup>                    | 0.007-0.02              | 1730-1960                               |
| Asphalte                 | 1800-2300                            | 1900-3200   | 7.7*10 <sup>9</sup>                      | 0.0055-0.38             | 2000-3400                               |
| Béton(dense)             | 2300                                 | 3300  | 23*10 <sup>9</sup>                       | 0.005-0.02              | -                                       |
| Béton(léger)             | 1300                                 | 1800  | 3.8*10 <sup>9</sup>                      | 0.012                   | -                                       |
| Béton cellulaire         | 600                                  | 1900  | 2*10 <sup>9</sup>                        | 0.015                   | -                                       |
| Bois(fibres compressées) | 600-700                              | 2700-2900   | 4.6*10 <sup>9</sup>                      | 0.01-0.03               | 2200-2400                               |
| Brique                   | 1800-2100                            | 1250-3100   | 3.16*10 <sup>9</sup>                     | 0.01-0.02               | -                                       |
| Bronze                   | 8500                                 | 3540  | 95*10 <sup>9</sup>                       | 2*10 <sup>-4</sup>      | 1830                                    |
| Caoutchouc               | 1000-1250                            | 30-200  | 0.3*10 <sup>9</sup>                      | 0.1-0.8                 | -                                       |
| Chêne                    | 700-1000                             | 1500-3500   | 5*10 <sup>9</sup>                        | 0.008-0.01              | 1900-4200                               |
| Contreplaqué             | 600                                  | 3150  | 5.4*10 <sup>9</sup>                      | 0.01-0.04               | 2000                                    |

| Matériau               | Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> ) | Célérités des ondes longitudinales C <sub>l</sub> (m/s) | Module d'élasticité E(N/m <sup>2</sup> ) | Facteur de perte η | Fréquence critique pour 1cm d'épaisseur |
|------------------------|--------------------------------------|---|--|--------------------|---|
| Cuivre                 | 8900                                 | 3700  | 125*10 <sup>9</sup>                      | 0.002              | 4000                                    |
| Liège expansé          | 120-250                              | 360-480   | 0.025*10 <sup>9</sup>                    | 0.1-0.4            | -                                       |
| Pin-Sapin              | 400-550                              | 1650-3200   | 1.5*10 <sup>9</sup>                      | 0.04               | 2000-3900                               |
| Platre(alvéolé)        | 650                                  | 2100  | 2.6*10 <sup>9</sup>                      | 0.005-0.03         | -                                       |
| Plâtre(cartonné)       | 1200                                 | 2500  | 7*10 <sup>9</sup>                        | 0.005-0.009        | 2600                                    |
| Plexiglas              |                                      | 2300  | 5.6*10 <sup>9</sup>                      | 0.02-0.04          | 2800                                    |
| Plomb                  |                                      | 1350  | 17*10 <sup>9</sup>                       | 0.015              | 4800                                    |
| Polychlorure de vinyle |                                      | 150   | 0.03*10 <sup>9</sup>                     | 0.04               | -                                       |
| Polystyrène expansé    |                                      | 310-440   | 0.0026*10 <sup>9</sup>                   | 0.01-0.025         | -                                       |
| Sable sec              |                                      | 150   | 0.03*10 <sup>9</sup>                     | 0.06-0.12          | -                                       |
| Verre                  |                                      | 5135  | 60*10 <sup>9</sup>                       | 0.001-0.01         | 1260                                    |
| Zinc                   |                                      | 1435  | 13.1*10 <sup>9</sup>                     | 3*10 <sup>-4</sup> | 4500                                    |

Tableau (4.1)

#### 4.2.2 Expression théorique de l'indice d'affaiblissement

##### Cas d'une onde plane d'incidence θ

Pour des parois homogènes de dimensions infinies, une expression théorique du coefficient de transmission pour une onde aérienne d'incidence θ est donnée :

$$\tau(\theta) = \left\{ \left[ 1 + \eta \cdot \left( \frac{\omega \cdot m_s \cdot \cos \theta}{2 \cdot \rho_0 \cdot c} \right) \cdot \left( \frac{\omega^2 \cdot B}{c^4 \cdot m_s} \cdot \sin^4 \theta \right) \right]^2 + \left[ \frac{\omega \cdot m_s \cdot \cos \theta}{2 \rho_0 c} \cdot \left( 1 - \frac{\omega^2 \cdot B}{c^4 \cdot m_s} \cdot \sin^4 \theta \right) \right]^2 \right\}^{-1} \quad (4.6)$$

Dans laquelle :

- $m_s$  : masse surfacique de la paroi (kg/m<sup>2</sup>)
- $\omega=2\pi f$  : pulsation de l'onde aérienne
- $\eta$  : facteur de pertes de la paroi

\*  $B = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} (N.m)$  : raideur en flexion de la paroi

L'indice d'affaiblissement prend différentes formes selon le domaine fréquentiel considéré :

- $f < f_c$

On a alors  $\frac{\omega^2 B}{c^4 m_s} \ll 1$

D'où  $R(\theta) = 10 \log \left[ 1 + \left( \frac{m_s \omega \cos \theta}{2 \rho_0 \cdot c} \right)^2 \right]$  (4.7)

En pratique, la quantité  $\left[ \left( \frac{m_s \omega \cos \theta}{2 \rho_0 \cdot c} \right)^2 \right]$  est  $\gg 1$

Aux basses fréquences l'indice d'affaiblissement dépend principalement de la masse surfacique.

On notera qu'un doublement de masse surfacique engendre une augmentation de l'indice d'affaiblissement de 6 dB.

- $f > f_c$ ,

il existe une fréquence pour laquelle il y a coïncidence entre la vitesse de la trace de l'onde aérienne et la vitesse des ondes de flexion de la paroi (telle que  $\sin^2 \theta_{\text{coïnc.}} = f_c/c$ )

a) pour  $f = f_{\text{coïnc}}$  alors 
$$\frac{\omega^2 B}{c^4 m_s} \sin^4 \theta_{\text{coïnc}} = 1$$

( $\theta = \theta_{\text{coïnc}}$ )

d'où 
$$R(\theta_{\text{coïnc}}) = 10 \log \left[ 1 + \eta \cdot \frac{m_s \cdot \omega \cdot \cos \theta_{\text{coïnc}}}{2 \cdot \rho_0 c} \right]^2 \quad (4.8)$$

l'élasticité dans ce cas est à l'origine d'une chute de  $R_\theta$ . Le défaut d'isolement sera d'autant plus prononcé que le facteur de pertes est faible c'est-à-dire que la paroi est rigide.

b) pour  $f > f_{\text{coïnc}}$  ( $\theta < \theta_{\text{coïnc}}$ ), le terme en  $\eta$  de l'expression 3.16 est négligeable d'où

$$R(\theta) = 10 \log \left[ 1 + \left( \frac{m_s \omega \cos \theta}{2 \rho_0 c} \left[ 1 - \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \theta \right] \right)^2 \right] \quad (4.9)$$

On observe que lorsque  $f$  est très supérieure à  $f_c$  l'action de l'élasticité de la paroi peut alors renforcer celle de la masse.

Ces différentes expressions permettent de calculer l'indice d'affaiblissement pour une onde aérienne d'incidence  $\theta$ .

Ce cas est peu fréquent et l'on considère la plupart du temps que les ondes atteignent la paroi sous des incidences quelconques (hypothèse d'un champ d'ondes diffus).

**Cas d'un champ d'ondes diffus**

Une paroi reçoit du local émetteur une infinité d'ondes planes et l'atteint sous des incidences quelconques, on parle alors d'un champ acoustique diffus.

Considérons une surface  $dS$  élémentaire de paroi mis en vibration par un faisceau d'ondes planes d'incidence  $\theta$  contenues dans l'angle solide élémentaire  $d\theta$  (voir figure 4.3).

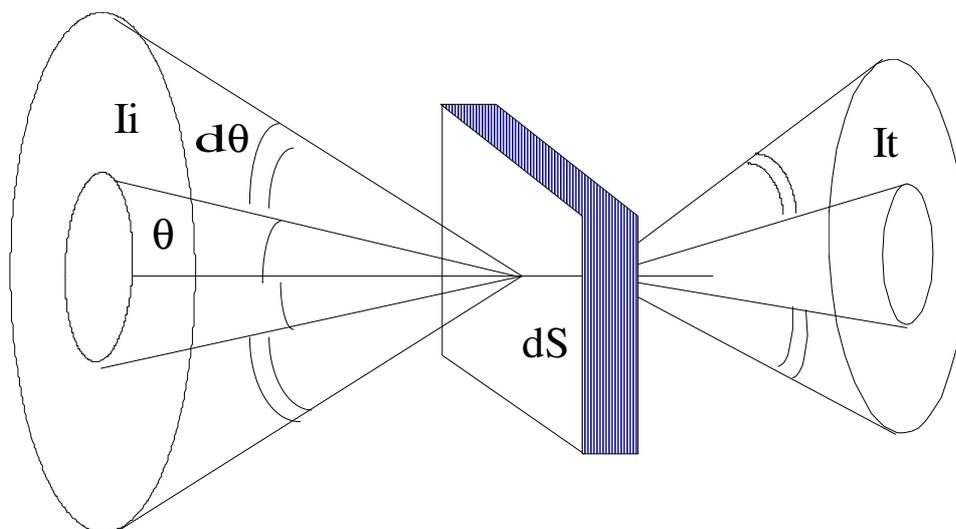


figure 4.3

Pour les ondes planes d'incidence  $\theta$  contenues dans un angle élémentaire  $d\theta$  l'intensité transmise s'écrit :

$$dI_t = I \cos\theta \tau(\theta) d\Omega$$

$I$  intensité par unité d'angle solide .

Avec  $d\Omega = 2\pi \sin(\theta) d\theta$  (angle solide élémentaire) formé par 2 cônes très voisins de  $\frac{1}{2}$  angle au sommet  $\theta$ .

Par intégration sur un  $\frac{1}{2}$  espace ( $0 < \theta < \pi/2$ ) ,l'intensité totale transmise  $I(t)$  pour l'ensemble des ondes aériennes incidentes s'écrit :

$$I_t = 2\pi \int_0^{\pi/2} I \cos\theta \tau(\theta) \sin\theta d\theta$$

Par ailleurs l'intensité incidente totale  $I_i$  est :

$$I_i = 2\pi \int_0^{\pi/2} I \cos\theta \sin\theta d\theta$$

On appellera coefficient de transmission en champ diffus  $\tau_d = \frac{I_t}{I_i}$

Soit :

$$\tau_d = \frac{\int_0^{\pi/2} \tau(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta} \quad (4.10)$$

On en déduit alors un indice d'affaiblissement en champ diffus  $R_d$

$$R_d = 10 \log \frac{1}{\tau_d} \text{ (dB)}$$

Compte tenu des expressions 3.16 et 3.20 on en déduit deux expressions de l'indice d'affaiblissement en champ diffus selon la fréquence des ondes aériennes incidentes :

1) Si  $f \ll f_c$   
 $R_d = R_0 - 5 \text{ dB} \quad (4.11)$

avec

$$R_0 = 10 \log \left[ 1 + \left( \frac{m_s \omega}{2\rho_0 c} \right)^2 \right] : \text{ indice d'affaiblissement de la paroi pour l'incidence normale } (\theta=0^\circ).$$

**Remarque :** pour  $f \ll f_c$ , l'indice d'affaiblissement d'une paroi soumise à un champ d'ondes diffus, est inférieur de 5dB à l'indice d'affaiblissement pour une onde plane heurtant la paroi sous une incidence  $\theta = 0^\circ$ . Pour ce domaine fréquentiel , à un doublement de fréquence correspond un accroissement de  $R$  de 6dB. De même à un doublement de masse ( épaisseur double) correspond un accroissement pour  $R$  de 6dB.

2) Si  $f > f_c$ ,  
 $R_d = 10 \log \frac{\omega^3 m_s^2 \eta}{4\rho_0 c^2 \omega_c} - 2 \text{ dB}$

$$R_d = R_0 + 10 \log \frac{f}{f_c} + 10 \log \eta - 2 \text{dB} \quad (4.12)$$

Avec

$\omega_c = 2\pi \cdot f_c$  et  $\rho_0 \cdot c = 412 \text{ (S.I.)}$  = impédance de l'air

3) Si  $f = f_c$ :

A cette fréquence la paroi présente un défaut d'isolation dont l'expression approchée est donnée ci-dessous :

$$R_d(f_c) = 20 \log m_s f_c - 65 \text{ dB} \quad (4.13)$$

La courbe d'indice d'affaiblissement théorique d'une paroi simple de dimensions infinies se déduit des expressions 3.21, 3.22 et 3.23. Elle a l'allure générale donnée par la figure 4.4.

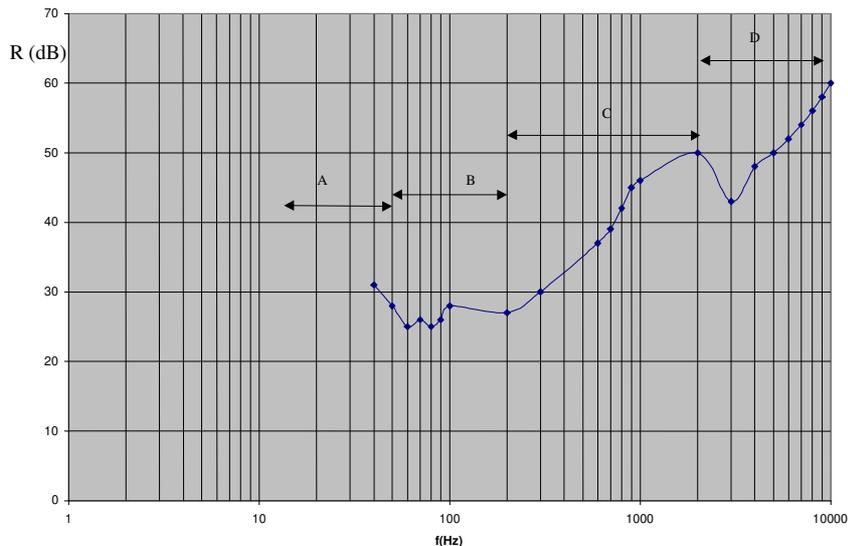


Figure 4.4 : Courbe d'indice d'affaiblissement fréquentielle d'une paroi simple.

### ***Influence de la masse surfacique***

En règle générale pour les parois simples, l'isolement croît avec leur masse surfacique  $m_s$ . Pour des parois de masse surfacique inférieure à  $200 \text{ kg/m}^2$ , l'indice d'affaiblissement croît de l'ordre de 4 dB par doublement de masse.

Pour des parois de masse surfacique supérieure à  $200 \text{ kg/m}^2$ , l'indice d'affaiblissement croît de 5 dB par doublement de masse.

### ***Influence de la raideur de la paroi et variation de l'isolement avec la fréquence***

L'isolement d'une paroi croît avec la fréquence, excepté autour de certaines fréquences où l'isolement passe par des minimums plus ou moins accentués. C'est le cas notamment aux fréquences propres des parois et à la fréquence critique.

La courbe d'isolement en fonction de la fréquence présente souvent l'allure de la courbe de la figure 4.4.

On distingue ici 4 zones :

- une zone A pour laquelle l'indice d'affaiblissement dépend du coefficient de raideur  $k$  de la paroi. Le coefficient de raideur dynamique  $k$  représente le coefficient de proportionnalité existant entre la force appliquée et la déformation :  $k = \frac{F}{x}$

la raideur diminue si la fréquence augmente et l'indice d'affaiblissement décroît.

- Une zone B contrôlée par les modes propres de vibration de la paroi plus ou moins facilement excitée selon le mode d'attaque de la pression de l'onde aérienne incidente, qui provoquent des minimums dans l'isolement.

Les fréquences propres sont déterminées à partir de la théorie des plaques vibrantes régie par l'équation différentielle :

$$\nabla^4 \xi + \frac{12 \cdot \rho}{h^2 \cdot E} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0 \quad (4.14)$$

où  $\xi$  est le déplacement.  $\xi(x, y, t)$

Les solutions de l'équation 4.14 sont de la forme :

$$\xi(x, y, t) = \sum \xi_{m,n} \left( \sin \frac{m}{a} x \cdot \sin \frac{n}{b} y \right) \cdot \sin \omega_{m,n} t$$

Les fréquences propres sont données par la relation :

$$f_{m,n} = k_1 \cdot h \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho} \left[ \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{m}{a}\right)^2 \right]} \quad (\text{Hz}) \quad (4.15)$$

$$\omega_{n,m} = 2\pi \cdot f_{n,m}$$

\*  $n, m$  : sont des nombres entiers : 1, 2, 3... $\infty$

\*  $a$  et  $b$  : les dimensions de la plaque

\*  $k_1$  : un coefficient qui dépend du mode de liaison de la paroi aux parois adjacentes.

On prend  $k_1 = 0.45$  pour une paroi simplement appuyée

$k_1 = 0.9$  pour une paroi encastree.

Dans des conditions réelles,  $k_1$  se situe entre 0.45 et 0.9

#### Exemple :

Pour un mur de béton de granulats lourds siliceux de dimensions 2.6 x 3.87 m, d'épaisseur

$h = 10$  cm et  $\sqrt{\frac{E}{\rho}} = 3\,400$  m/s et  $k_1 = 0.7$ , les premières fréquences propres sont 51, 99, 157, 178, 204 Hz.

Le plus fort rayonnement de la paroi se produira pour la première fréquence propre  $f_{1,1}$ , ce qui entraîne à cette fréquence un fort minimum dans l'isolement .

- Une zone C où l'indice d'affaiblissement dépend principalement de la masse surfacique de la paroi. Pour cette zone, l'indice d'affaiblissement croît régulièrement de 6 dB par octave.
- Une zone D à l'intérieur de laquelle se situe la fréquence critique de la paroi. Il y a une chute d'isolation à cette fréquence, elle est d'autant plus importante que la paroi est rigide, donc que l'énergie dissipée dans la paroi est faible.

Cette dissipation interne est caractérisée par un facteur de pertes  $\eta$ . Il représente le rapport de l'énergie dissipée  $\Delta W$  à l'énergie incidente  $W$  par cycle de vibrations ( $\eta = \frac{\Delta W}{2\pi W}$ ).

Pour les matériaux de construction  $\eta$  est compris entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2}$ .

Au-delà de la fréquence critique, l'isolement croît de manière continue à raison de 7 à 9 dB / octave.

#### ***Influence de la dimension et des modes de liaison de la paroi***

Par référence au modèle du piston rigide de vitesse vibratoire efficace  $v_e$  la puissance acoustique rayonnée de part et d'autre d'une paroi élastique dans laquelle se propage des ondes de flexion s'écrit:

$$W_{ray} = \rho_0 \cdot c \cdot S \cdot \sigma_{ray} \cdot v_e^2$$

dans laquelle :

- \*  $\rho_0 \cdot c$  : impédance de l'air
- \*  $S$  : surface de la paroi
- \*  $v_e$  : valeur efficace de la vitesse de vibration de la paroi.
- \*  $\sigma_{ray}$  : facteur de rayonnement. Il dépend de la fréquence et des conditions aux limites de la paroi (il représente physiquement le rapport entre l'énergie rayonnée par une paroi élastique à l'énergie qui serait rayonnée par une paroi rigide indéformable ( $W_{ray} = \rho_0 \cdot c \cdot S \cdot v_e^2$ ))

Pour une paroi de dimensions finies, le mode d'attache aux parois adjacentes interfère sur les modes de vibrations de la paroi. Il y a notamment une modification des fréquences propres comme nous l'avons signalé au paragraphe précédent.

Par ailleurs des phénomènes de superposition se produisent entre les ondes de flexions incidentes et celles réfléchies aux limites de la paroi. Il en résulte dans la paroi, des déplacements transversaux de grandes amplitudes.

Pour une paroi en appui sur son pourtour, le facteur de rayonnement est représenté à la figure 4.5

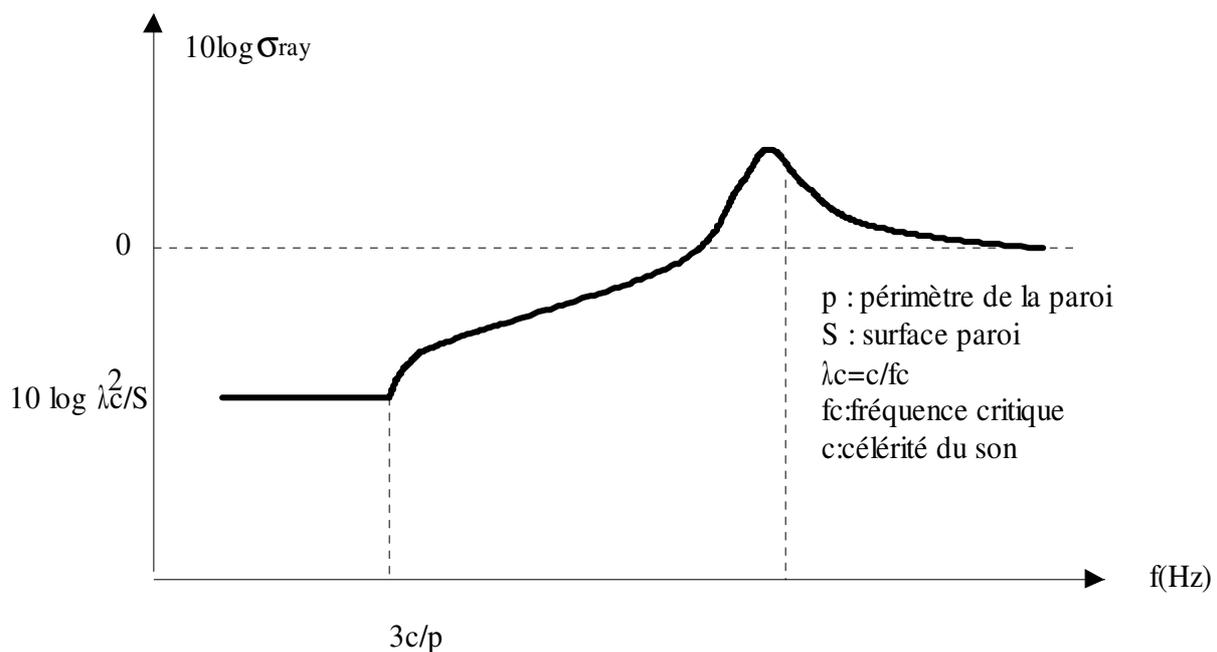


Figure 4.5 : Variation du facteur de rayonnement en fonction de la fréquence.

On remarque que pour  $f > 2 f_c$ ,  $\sigma_{ray} = 1$ , la paroi rayonne de la même manière qu'une paroi dénuée d'élasticité(modèle du piston indéformable).

Par contre, pour  $f < f_c$ , le rayonnement de la paroi est influencé par le couplage plus ou moins important qui existe entre les déplacement de la paroi et ceux du milieu environnant.

### 4.3. Isolement d'une paroi

#### 4.3.1. Isolement brut d'une paroi

Considérons 2 locaux présentant une paroi séparative de surface S d'indice d'affaiblissement R . Le local (1) est un espace émetteur dans lequel une source produit un champ d'ondes diffus de niveau L<sub>1</sub>. Il en résulte une mise en vibration du séparatif qui rayonne sur sa face coté réception (local 2) un champ d'ondes diffus qui produit un niveau L<sub>2</sub>

On définit l'isolement brut d'une paroi comme étant la différence entre le niveau émetteur et niveau récepteur:

$$D_b = L_1 - L_2 \quad (4.16)$$

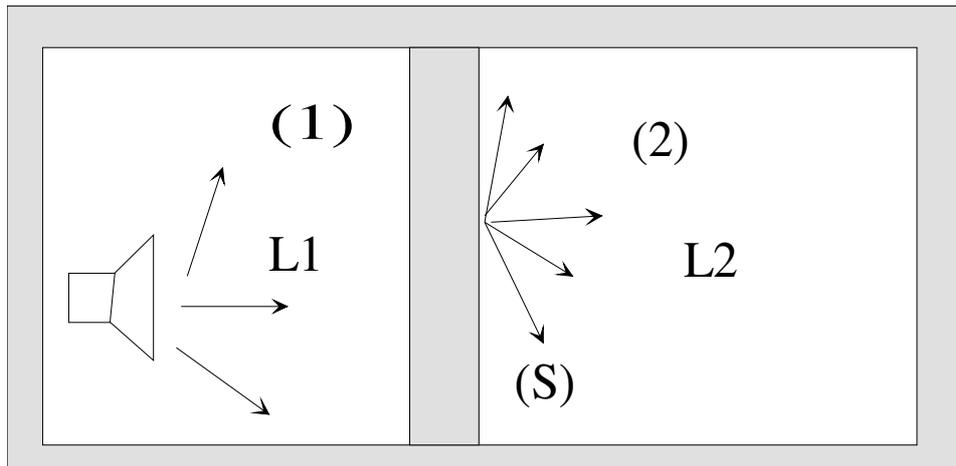


Figure 4.6

L'équation de bilan d'énergie acoustique du local émetteur consiste à poser que la puissance vibratoire réfléchiée après une première réflexion est absorbée par les frontières en cours des réflexions d'ordre supérieur

$$W(1 - \bar{\alpha}_1) = \frac{I_1}{4} S_{t1} \bar{\alpha}_1 \quad (4.17)$$

avec  $A_1 = S_{t1} \bar{\alpha}_1$  aire d'absorption du local émetteur

La relation (3.16) signifie que chaque m<sup>2</sup> de paroi reçoit une puissance I<sub>1</sub>/4 où I<sub>1</sub> représente l'intensité acoustique dans le champ réverbéré du local .

De la même manière si W<sub>t</sub> est la puissance rayonnée par le séparatif dans le local (2) le bilan de ce local est

$$W_t(1 - \bar{\alpha}_2) = \frac{I_2}{4} S_{t2} \bar{\alpha}_2 \quad (4.18)$$

avec

$$W_t = \frac{I_1}{4} S \tau$$

- S surface du séparatif
- τ coefficient de transmission en champ diffus
- $\bar{\alpha}_2$  coefficient d'absorption moyen des parois du local (2)
- S<sub>t2</sub> Surface totale des parois du local (2)
- A<sub>2</sub> Aire d'absorption équivalente du local (2)

Ainsi la relation entre les intensités des locaux (1) et (2) est

$$\frac{I_1}{4} S \tau (1 - \bar{\alpha}_2) = \frac{I_2}{4} S_{t2} \bar{\alpha}_2 \quad (4.19)$$

L'isolement brut s'exprime comme

$$D_b = 10 \log \frac{I_1}{I_2} = 10 \log \frac{CL_2}{S\tau} = R + 10 \log \frac{CL_2}{S} \quad (4.20)$$

avec

- $CL_2 = \frac{S_{t2} \bar{\alpha}_2}{1 - \bar{\alpha}_2}$  constante du local récepteur (2)

**Remarque :** si  $\bar{\alpha}_2$  est  $< 0.2$ , on considère  $CL_2 \approx S_{t2} \alpha_{S2} = A_2$  (aire d'absorption du local)

- S surface du séparatif
- R indice d'affaiblissement du séparatif

La constante du local récepteur (2) est fonction par ailleurs du temps de réverbération

**Remarque :** l'isolement entre 2 locaux dépend à la fois de l'indice d'affaiblissement du séparatif, du pouvoir d'absorption du local récepteur ainsi que de la surface de la paroi.

#### 4.3.2. Isolement normalisé $D_n$

On entend par isolement normalisé, l'isolement obtenu soit pour un local récepteur dont l'aire d'absorption est  $A_0=10\text{m}^2$ , soit pour un local dont la durée de réverbération est de 0.5s.

Si l'on prend comme référence un temps de réverbération de 0,5s en réception l'isolement normalisé s'écrit :

$$D_n = R + 10 \log \frac{0.161V}{0.5S}$$

V : volume du local récepteur

S : surface de la paroi de séparation

ou encore

$$D_n = R + 10 \log 0.32z$$

z : profondeur du local récepteur

#### 4.3.3. Relation entre isolement brut $D_b$ et Indice d'affaiblissement $R$

Lorsque la source de vibration se situe dans un milieu infini (extérieur d'un bâtiment) il n'existe plus de champ réverbéré et le niveau dépend alors de la position de la source par rapport au point de mesure.

Pour évaluer le niveau de bruit en espace extérieur, on se ramènera aux deux de figures suivant :

- 1) Le bruit est diffus sur la face extérieure de la paroi. C'est le cas par exemple du bruit dans une rue à fort trafic bordée de part et d'autre d'immeubles. On peut alors considérer que les ondes parviennent sur la façade sous toutes les incidences, soit en provenance directe des sources, soit par réflexion sur les façades des proches du bâtiment considéré. Dans ce cas, le niveau en façade est quasi identique en tous points. Conventionnellement, on choisit de mesurer le niveau à 2m en avant de la façade au centre géométrique de la paroi considérée. L'isolement bruit  $D_b$  de la façade est analogue à l'expression 4.2 :

$$D_b = R + 10 \log \frac{CL}{S} \approx R + 10 \log \frac{A}{S}$$

- 2) Le bruit extérieur ne peut pas être considéré comme diffus, c'est le cas de la façade d'un immeuble isolé soumis au rayonnement d'une source fixe unique (figure 4.7)

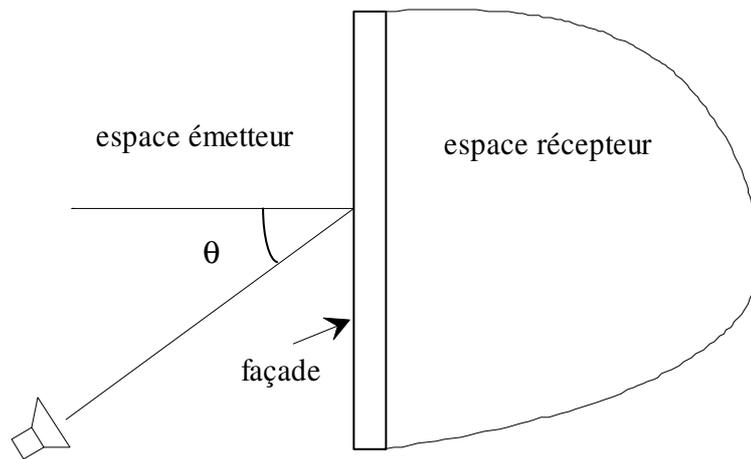


Figure 4.7

Dans ce cas, si la distance entre la source et la façade est grande par rapport aux dimensions de la façade, on peut admettre que les rayons sonores tombent sur la paroi sous une même incidence  $\theta$  (figure 4.7).

Soit  $I_1$ , l'intensité acoustique mesurée à 2 m en avant de la façade et  $\tau(\theta)$  le coefficient de transmission du composant de façade, la puissance qui pénètre dans l'espace récepteur est :

$$W_1 = I_1 \cdot \cos \theta \cdot S \cdot \tau(\theta) \quad (4.20)$$

- S : Surface de la façade.

Il en résulte une intensité  $I_{r2}$  dans le champ réverbéré du local (2) :

$$I_{r2} = \frac{4W_1}{CL_2} \quad \text{avec} \quad CL_2 = \frac{S_{r2} \bar{\alpha}_2}{1 - \bar{\alpha}_2}$$

- $S_{r2}$  : surface totale des parois du local réception
- $\bar{\alpha}_2$  : Coefficient d'absorption moyen des parois du local réception.

Soit, compte tenu de l'expression 4.20 :

$$I_{r2} = \frac{4 I_1 \cos \theta \cdot S \cdot \tau(\theta)}{CL_2}$$

$$\text{D'où : } D_b = 10 \log \frac{I_1}{I_{r2}} = R_\theta + 10 \log \frac{CL_2}{S \cdot \cos \theta} - 6 \text{ dB}$$

Si le local (2) est réverbérant ( $\bar{\alpha}_2$  petit), on peut faire l'approximation :  $CL_2 = A = S_{r2} \cdot \bar{\alpha}_2$

$$\text{D'où } D_b = L_{i1} - L_{r2} = R_\theta + 10 \log \frac{A}{S \cdot \cos \theta} - 6 \text{ dB}$$

- $R_\theta$  étant l'indice d'affaiblissement de la façade pour l'incidence  $\theta$

En général, il est difficile de connaître l'incidence moyenne des ondes heurtant la paroi. Par ailleurs, l'indice d'affaiblissement est la plupart du temps, donné pour un champ d'ondes diffus et sa valeur est toujours inférieure à l'indice d'affaiblissement pour une incidence  $\theta$  donnée. Conventionnellement, on admettra que l'incidence moyenne est de  $60^\circ$ , de sorte qu'on pourra évaluer l'isolement brut d'une façade en champ non diffus à l'aide de la relation

$$D_b = L_{11} + L_{12} = R_d + 10 \log \frac{A}{S} - 3 \text{dB} \quad (4.21)$$

#### **4.4. Indice d'affaiblissement moyen d'une paroi composite**

##### **4.4.1. Paroi isolée**

Il est fréquent que les parois soient composées d'éléments d'indice d'affaiblissement très différents (ex : façade comportant une partie opaque en béton et une surface vitrée). On définit pour de tels éléments composites, un indice d'affaiblissement moyen  $R_m$ ,

$$\text{tel que : } R_m = 10 \log \frac{1}{\tau_m} \text{ (dB)}$$

$$\text{Avec : } \tau_m = \frac{\sum \tau_i \cdot S_i}{\sum S_i} \quad (4.22a)$$

$\tau_m$  : Coefficient de transmission moyen de la paroi composite,  
 $\tau_i$  Coefficient d'absorption de l'élément  $i$  de surface  $S_i$ ,  
 $\sum S_i$  Surface totale de la paroi.

$$\text{ou } R_m = 10 \log \left( \frac{\sum_{i=1}^n S_i}{\sum_{i=1}^n S_i 10^{-\frac{R_i}{10}}} \right) \quad (4.22b)$$

##### **Exemple :**

Une façade est composée d'une surface  $S_1 = 8 \text{ m}^2$  de béton, d'indice d'affaiblissement  $R_1 = 40 \text{ dB}$  à 1000 Hz, et d'une surface  $S_2 = 2 \text{ m}^2$  de vitre d'indice d'affaiblissement  $R_2 = 25 \text{ dB}$  à 1000 Hz.

Le coefficient de transmission moyen de cette façade est :

$$\tau_m = \frac{S_1 \cdot 10^{-\frac{R_1}{10}} + S_2 \cdot 10^{-\frac{R_2}{10}}}{S_1 + S_2}$$

soit :  $\tau_m = 7.12 \cdot 10^{-4}$

Cette façade est comparable à une paroi homogène de surface  $10 \text{ m}^2$  d'indice d'affaiblissement moyen :

$$R_m = 10 \log \frac{1}{7.12 \cdot 10^{-4}} = 31,5 \text{ dB}$$

L'abaque de la figure 4.8. permet de déterminer l'indice d'affaiblissement équivalent d'une paroi constituée de deux éléments d'indice  $R_1$  et  $R_2$  ( $R_1 > R_2$ ).

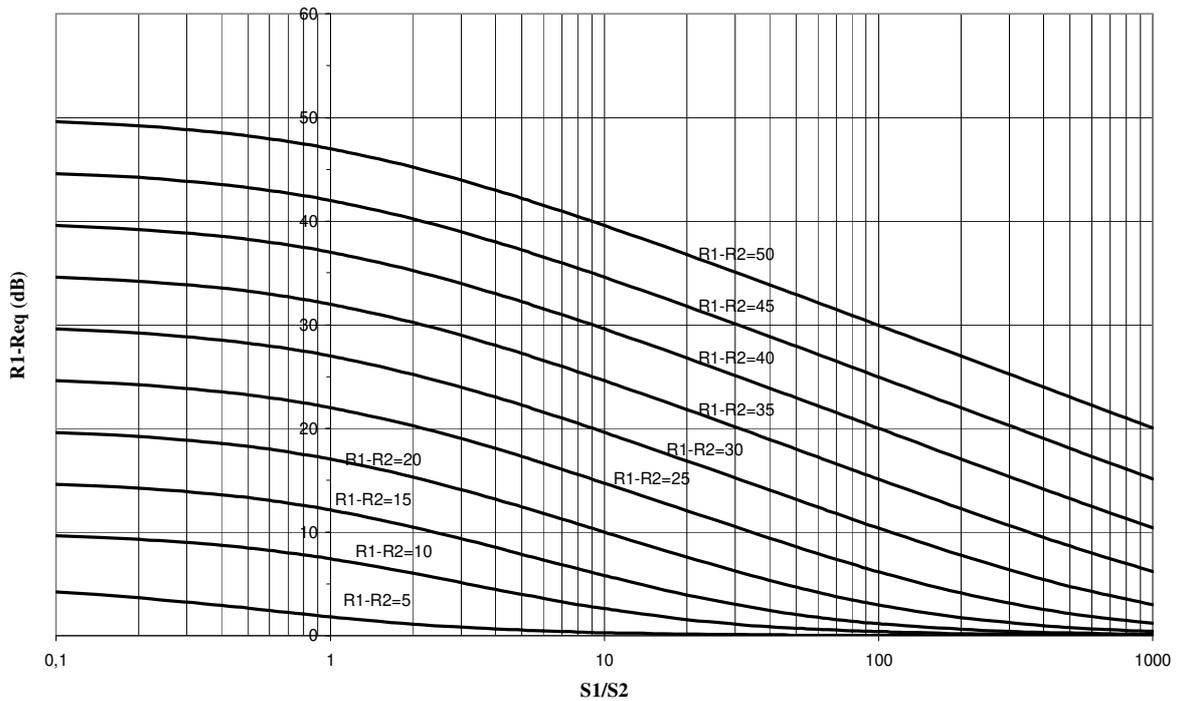


Figure 4.8 : Détermination de l'indice d'affaiblissement équivalent  $R_m$  d'une paroi discontinue constituée de 2 parois de surface  $S_1$  et  $S_2$  d'indice d'affaiblissement  $R_1$  et  $R_2$  ( $R_1 > R_2$ )

#### 4.4.2. Influence des transmissions latérales.

Dans la construction traditionnelle (figure 3.17) une paroi de séparation est toujours bordée de parois latérales, dont la mise en vibration peut entraîner un rayonnement supplémentaire de la cloison (parcours 2) et des parois du local réception (parcours 3 et 4)

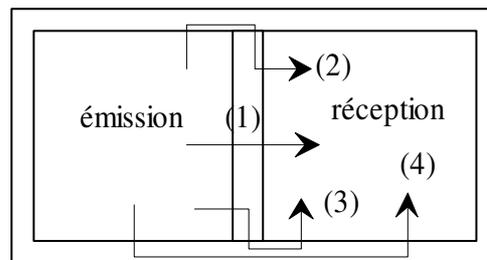


Figure 4.9 : Différents chemins de transmission du bruit dans les structures

Il est impossible dans l'état actuel des recherches de calculer de manière rigoureuse la part des puissances rayonnées pour les différents trajets évoqués.

On peut simplement affirmer que l'isolement sera toujours plus faible que celui calculé en ne considérant que la transmission directe (parcours 1).

Pour tenir compte des transmissions latérales, on adjoindra à la formule d'isolement un terme correctif C :

$$D_b = R + 10 \log \frac{A}{S} - C$$

De façon expérimentale, on peut dire que ces transmissions latérales seront d'autant plus élevées que le rapport entre la masse surfacique  $m_1$  de la paroi commune à la masse surfacique moyenne  $m_2$  des parois latérales sera grand par rapport à 1 :

- Si  $\frac{m_1}{m_2} \ll 1 \rightarrow C = 3 \text{ à } 4 \text{ dB}$
- Si  $\frac{m_1}{m_2} = 1 \rightarrow C = 5 \text{ dB}$  (cas d'une construction homogène)
- Si  $\frac{m_1}{m_2} \gg 1$ , prendre  $C = 6 \text{ à } 8 \text{ dB}$

Lorsque des cloisons légères sont liées à la paroi de séparation les vibrations de cette dernière entraîne un rayonnement acoustique de la cloison, diminuant l'isolement propre de la paroi de séparation (figure 3.18)

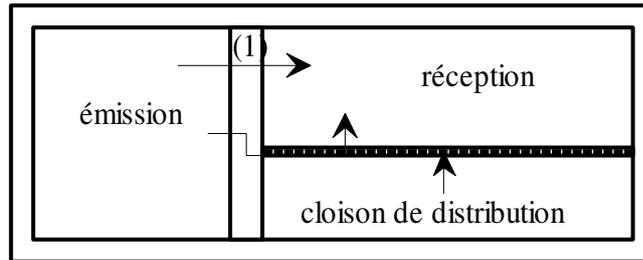


Figure 3.18 : Perte d'isolement entre locaux ① et ② due à une mise en vibration d'une cloison de distribution rigide

### **Règle empirique**

On estime que la chute d'isolement due à la présence de cloisons légères liées à la paroi de séparation entre 2 locaux dépend de la surface des cloisons ainsi que du nombre N de cloisons solidaires du séparatif.

La perte d'isolement est empiriquement donnée par :

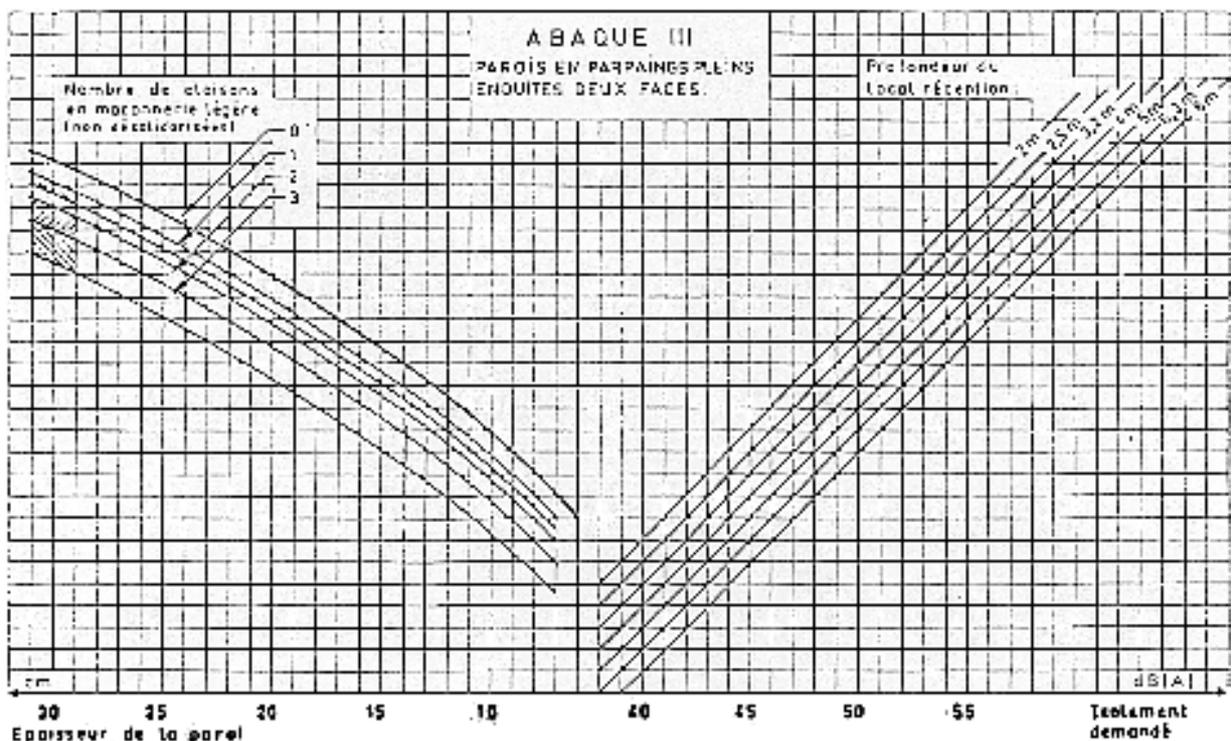
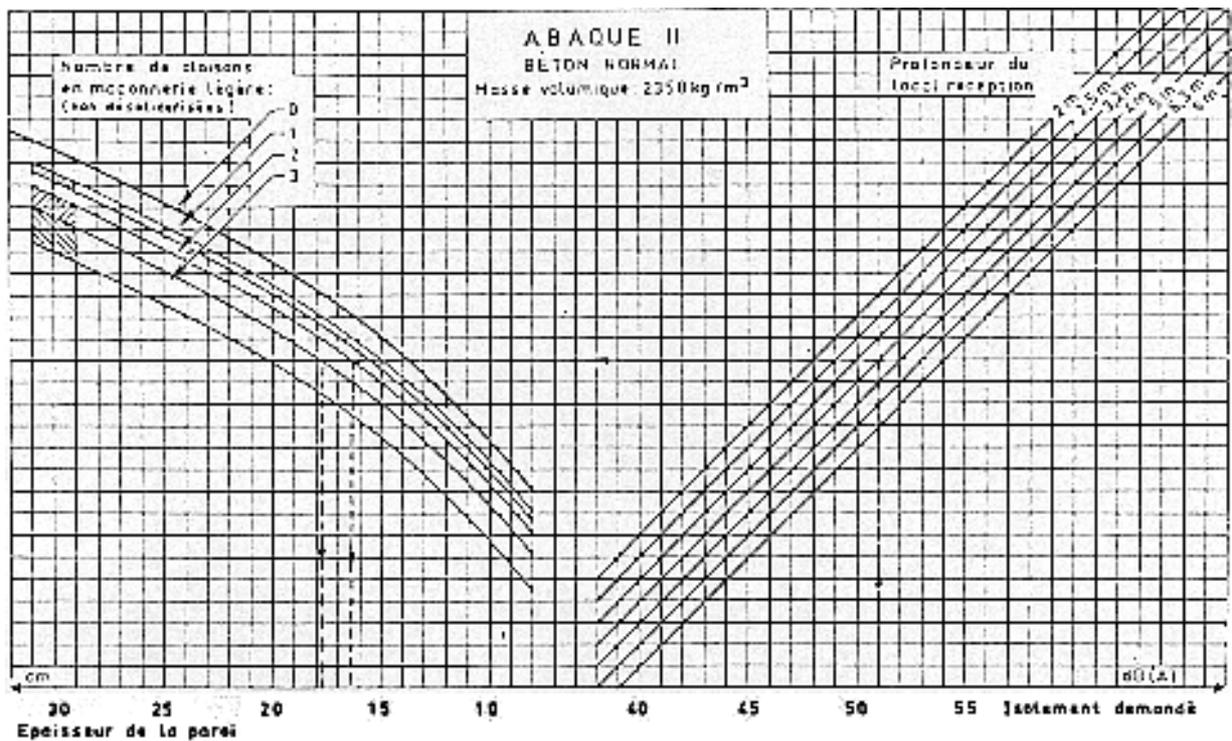
$$5 + \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ \text{ou} \\ 1.5 \end{array} \right\} \times N$$

5 dB correspond aux transmissions latérales d'une construction homogène auquel vient s'ajouter une perte supplémentaire due à la présence de cloisons légères rigides solidaire du séparatif selon la règle :

1dB lorsque la surface des cloisons légères est inférieure à 10 m<sup>2</sup>.

1.5dB lorsque la surface des cloisons légères est supérieure à 10 m<sup>2</sup>.

Les abaques II, III permettent de déterminer l'isolement des parois en béton normal et des parois en parpaings pleins en fonction de la profondeur du local réception , du nombre de cloisons légères solidaires de la paroi de séparation et de son épaisseur.



#### 4.4.3. Indice d'affaiblissement d'une double paroi

Avec des parois simples, l'isolement acoustique sera important si les masses surfaciques sont élevées, solution généralement coûteuse dans le bâtiment. Il est possible de réaliser un isolement équivalent avec des parois multiples beaucoup plus légères dont les plus classiques sont des « parois doubles ».

Une paroi double est composée de deux éléments à faible masse surfacique ( $m_s < 100 \text{ kg/m}^2$ ) découplés soit par une lame d'air (ex double vitrage) soit par un matériau de faible rigidité (laine minérale et mousse).

## Modèle théorique de la paroi double

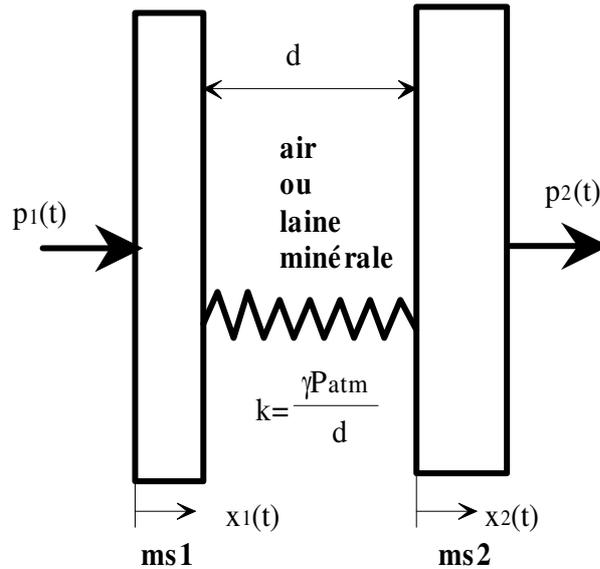


Figure 4-11

Le modèle paroi double est d'un point de vue vibratoire comparable au système mécanique formé de 2 masses  $m_{s1}$  et  $m_{s2}$  reliées par un ressort de raideur  $k$ . Dans le cas d'une lame d'air d'épaisseur  $d$  sa raideur  $k = \frac{\gamma P_{atm}}{d}$  avec  $\gamma=1.4$  et  $P_{atm}=10^5\text{Pa}$

Indice d'affaiblissement théorique d'une paroi double

Considérons une onde incidente exerçant sur  $ms1$  la pression harmonique  $p_1(t)=p_{m1}e^{i\omega t}$ . Il en résulte une vitesse vibratoire  $dx_1/dt$  de  $ms1$  et  $dx_2/dt$  de  $ms2$ . La pression s'exerçant sur la frontière fluide (2) est

$$p_2(t)=\rho_o c \frac{dx_2}{dt}$$

Equilibre dynamique de  $m_{s1}$  et  $m_{s2}$

$$m_{s1} \frac{d^2x_1}{dt^2} = p_1(t) + k(x_2 - x_1)$$

$$m_{s2} \frac{d^2x_2}{dt^2} = k(x_1 - x_2)$$

les solutions en  $x_1$  et  $x_2$  du système doivent satisfaire l'équation matricielle :

$$\begin{bmatrix} -m_{s1}\omega^2 + k & +k \\ -k & -m_{s2}\omega^2 + k \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{1m} \\ x_{2m} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} p_{m1} \\ 0 \end{Bmatrix}$$

les solutions existent lorsque le déterminant  $\Delta = (k - m_{s1}\omega^2)(k - m_{s2}\omega^2) - k^2$  est non nul .

Pour la valeur de  $\omega$  qui annule  $\Delta$ , le problème devient singulier, le système est à la résonance pour la fréquence  $f_o$

$$f_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k(m_{s1} + m_{s2})}{m_{s1}m_{s2}}}$$

Pour  $\omega > \omega_o$  la résolution conduit à la relation entre pression incidente et pression transmise suivante :

$$p_2(t) = \rho_o c \omega \frac{k}{\Delta} p_1(t)$$

le coefficient de transmission  $\tau$  est

$$\tau = \frac{p_{m2}^2}{p_{m1}^2} = \left( \frac{\rho_o c \omega k}{\omega^2 m_{s1} m_{s2} (\omega^2 - \omega_o^2)} \right)^2 \quad (4.24)$$

soit un indice d'affaiblissement R

$$R = 10 \log \frac{1}{\tau} = 20 \log \frac{\omega m_{s1} m_{s2}}{\rho_o c k} + 10 \log (\omega^2 - \omega_o^2)^2 \quad (4.25)$$

**Remarque :** Au delà de la résonance l'indice d'affaiblissement d'une paroi double croit à raison de 18 dB/oct. Cette loi théorique ne reflète pas la réalité et suppose que la double paroi est de dimensions infinies et dénuée d'amortissement interne.

#### Modèle expérimental de R d'une paroi double

Chaque composant ms1 et ms2 est le siège d'ondes de flexion et présente un défaut d'isolement aux fréquences critiques f<sub>c1</sub> ou f<sub>c2</sub>.

Pour réduire ces défauts, il faut faire en sorte que ces fréquences critiques soient différentes de manière que pour l'une d'entre elles, l'isolement donné par l'autre soit suffisant et réciproquement.

Par ailleurs, il faut éviter que la fréquence de résonance fo de la paroi double ne coïncide pas avec l'une des fréquences critiques des parements. Avec les parois de maçonneries légères, on veillera à fixer l'épaisseur d de la lame d'air afin que fo reste inférieur à 80 Hz.

Des phénomènes de résonance secondaire apparaissent entre les 2 faces de la lame d'air si son épaisseur est un multiple de la demi longueur d'onde de l'onde aérienne incidente .

$$d = n \frac{\lambda}{2}$$

$$\text{soit aux fréquences } f_n = \frac{170n}{d} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Ex. d = 5 cm f<sub>n</sub> = 3 400 Hz , 6800 Hz.....

Ces fréquences de résonance élevées auront peu d'incidence sur l'isolement global dans la mesure où pour ces fréquences l'isolement des parements est par ailleurs important.

Si l'on substitue en lieu et place de la lame d'air, un matériau absorbant, les résonances secondaires seront fortement atténuées.

L'effet de paroi double dépendra aussi son mode de liaison avec les parois latérales . Un isolement important peut être obtenu avec une double cloison à condition qu'il y ait peu de transmission latérales. Elle peut avoir son isolement baisser notamment dans le cas fréquent où les 2 parements sont reliés au même plancher ou plafond. Il est alors conseillé de créer une coupure élastique par joint souple et étanche sur le pourtour de la paroi .

A partir de mesures d'isolement réalisées sur différents types de parois multiples il a été possible d'estimer l'indice d'affaiblissement d'une double paroi à l'aide des relations suivantes :

1) Si f < f<sub>o</sub>

Dans ce cas, les 2 parements vibrent en phase. Il y a donc couplage total des 2 parements et tout se passe comme si la lame d'air n'existait pas, donc comme si le mur était homogène de masse surfacique m = m<sub>s1</sub> + m<sub>s2</sub>. L'indice d'affaiblissement est analogue à celui de l'expression (3.21) soit :

$$R_1 = 10 \log \left( \frac{m\omega}{2\rho_o.c} \right)^2 - 5 \text{ dB} \quad (4.26)$$

2) Si  $f \cong f_0$

Les 2 parements vibrent alors en opposition de phase, ce qui se traduit par une chute d'isolement  $d_1$ . A la fréquence de résonance l'indice d'affaiblissement s'écrit :

$$R(f_0) = R_1(f_0) - d_1$$

$R_1(f_0)$  valeur déduite de (4.26)

La chute d'isolement  $d_1$  est d'autant plus élevée que le matériau disposé entre les parements est rigide donc que son facteur de pertes  $\eta_2$  est faible (figure 4.12)

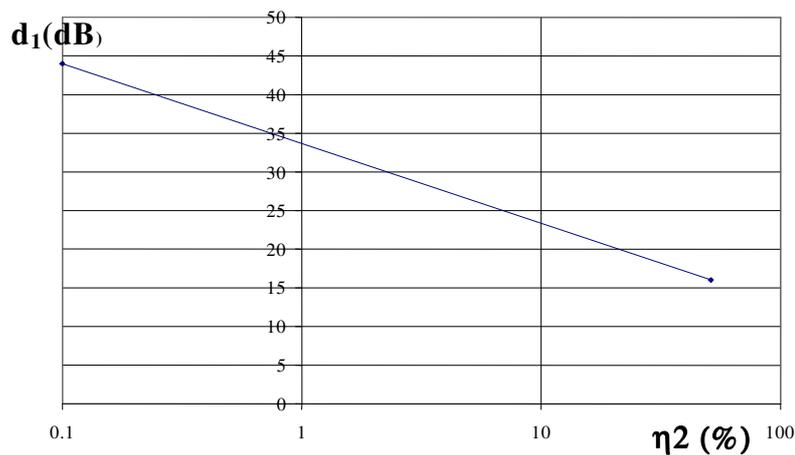


Figure 4.12 : Variation de la chute d'isolement  $d_1$  à la fréquence de résonance d'une paroi double en fonction du facteur de perte  $\eta_2$  de l'isolant.

3) Si  $f > f_0$

Il y a superposition des deux modes de vibrations précédents. Dans ce cas, l'indice d'affaiblissement croît très vite avec la fréquence et est supérieur à ce que laisse prévoir la loi de masse.

$$R_2(f) = R_1(f) + a$$

Pour  $f_0 < f < 3f_0$   $a$  est donné par la courbe de la figure 4.13.

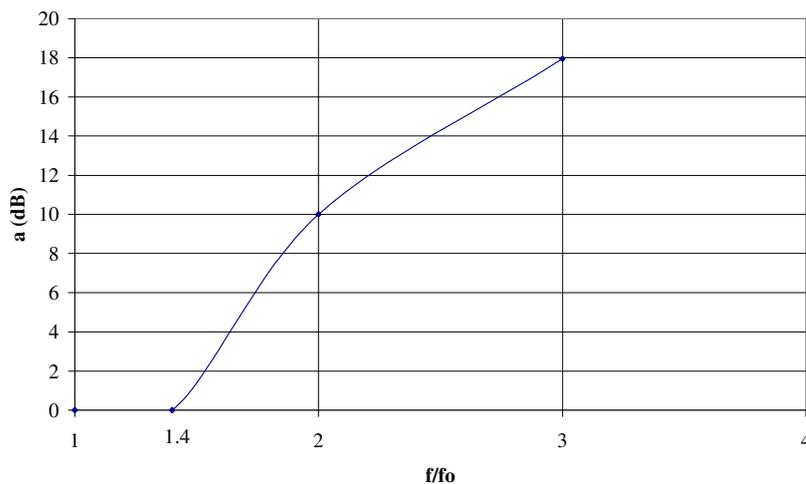


Figure 4.13 : Evaluation de  $a$  pour  $f_0 < f < 3f_0$ .

$$\text{Si } f > 3f_0 \quad a = -10 \log \frac{\pi}{16\eta_1^3} \times \left(\frac{f_0}{f}\right)^4 \times \left(\frac{fc}{f}\right)$$

$\eta_1$  facteur de pertes des parements (les deux parements sont supposés identiques : même masse surfacique).

**Remarque :** Si la fréquence de résonance de la paroi double est faible (en général de 80 à 100 Hz pour des lames d'air ou des isolants souples) et reste inférieure à la fréquence critique des parements, on peut atteindre avec de telles parois, des isolements bien supérieurs à ceux obtenus avec des parois simples à masse surfacique égale (figure 4.14)

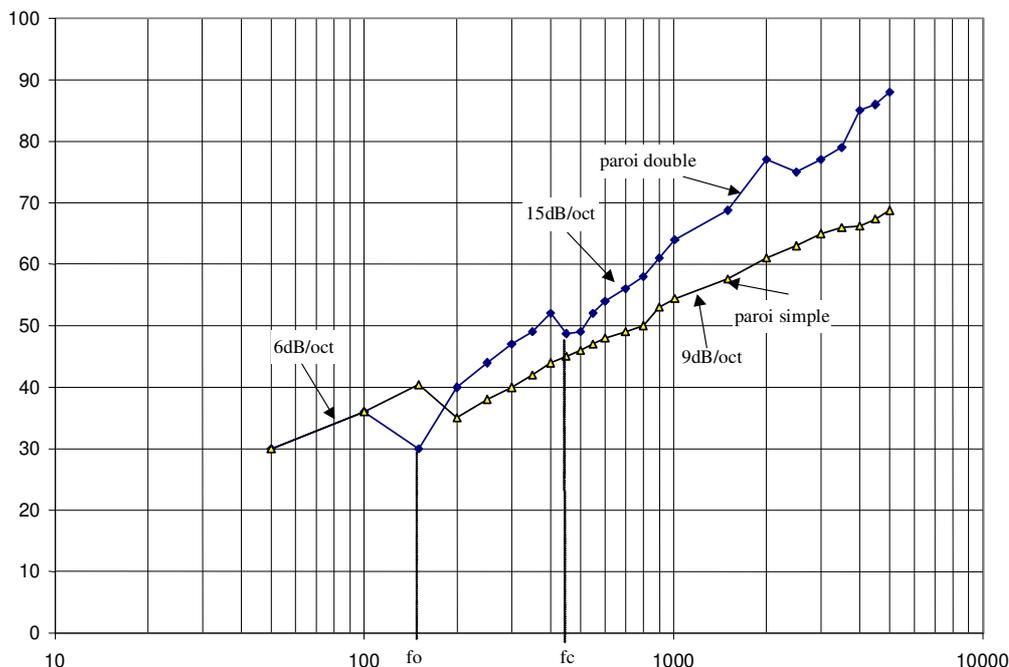


Figure 4.14 : Comparaison entre indice d'affaiblissement d'une paroi double et d'une paroi simple de même masse surfacique.

Une des applications des parois doubles sont les doubles vitrages composés de 2 vitres montées sur le même châssis et espacées d'une lame d'air de quelques centimètres. Des exemples en sont donnés sur la figure 4.15. (documents C.S.T.B.)

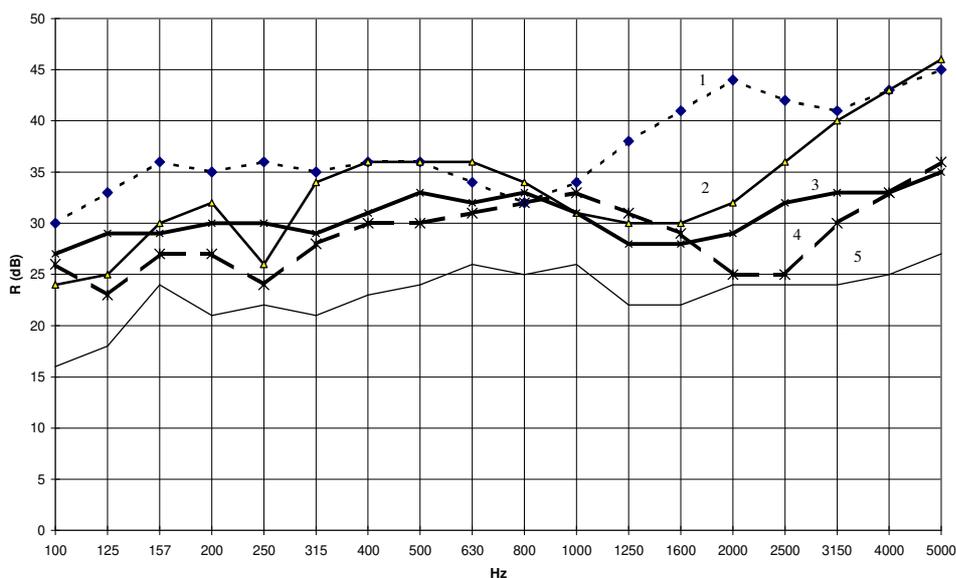


Figure 4.15.

1 – Double fenêtre, espace de 190 mm, 2 glaces de 8 mm  
 $R_{\text{rose}} = 56 \text{ dB (A)}$   $R_{\text{route}} = 52 \text{ dB (A)}$

- 2 – Double fenêtre, espace de 160 mm, 1 glace de 8 mm, 1 glace de 10 mm  
 $R_{\text{rose}} = 49 \text{ dB (A)}$   $R_{\text{route}} = 47 \text{ dB (A)}$
- 3 – Fenêtre avec survitrage, espace de 45 mm, 1 glace de 6 mm, 1 verre de 4 mm  
 $R_{\text{rose}} = 40 \text{ dB (A)}$   $R_{\text{route}} = 31 \text{ dB (A)}$
- 4 – Fenêtre équipée d'un verre multiple du type 4, 6, 4  
 $R_{\text{rose}} = 33 \text{ dB (A)}$   $R_{\text{route}} = 31 \text{ dB (A)}$
- 5 – Fenêtre équipée d'un verre de 3 mm  
 $R_{\text{rose}} = 24 \text{ dB (A)}$   $R_{\text{route}} = 23 \text{ dB (A)}$

Une autre application des parois doubles sont les « doublages ».

Les doublages :

Afin de renforcer l'isolement d'une paroi on rapporte sur celle-ci un complexe léger constitué d'un parement de 1 à 3 cm d'épaisseur ( $m_s$  de 10 à 30 kg/m<sup>2</sup>) et d'une couche de fibre minérale de 4 à 10 cm.

Les doublages sont classés selon la masse surfacique du parement en trois groupes :

- GROUPE I : parements de 8 à 12 kg/m<sup>2</sup> et fibres minérales ou végétales de 3 à 4 cm.
- GROUPE II : parements de 15 à 20 kg/m<sup>2</sup> et fibres de 4 à 5 cm.
- GROUPE III : parements de 25 à 30 kg/m<sup>2</sup> avec fibres de 4 à 5 cm.

L'amélioration  $\Delta R$  de l'indice d'affaiblissement apportée par le doublage dépendra de la nature du support (notamment de sa masse surfacique).

Pour des murs à doubler de masse surfacique de 70 à 300 kg/m<sup>2</sup> on peut admettre que l'amélioration  $\Delta R$  global en dB (A) est :

- GROUPE I -  $\Delta R = - 0,5 R_A + 32 \pm 2 \text{ dB (A)}$
- GROUPE II -  $\Delta R = - 0,5 R_A + 35 \pm 2,5 \text{ dB (A)}$
- GROUPE III -  $\Delta R = - 0,5 R_A + 37 \pm 3 \text{ dB (A)}$

$R_A$  est l'indice d'affaiblissement global en dB (A) de la paroi à doubler.

On notera que l'amélioration apportée par un doublage est d'autant plus élevée que la paroi à doubler est légère. Le doublage a par ailleurs une fonction d'isolation thermique.

**4.4.4. Indice d'affaiblissement global en dB (A)**

Il est possible de caractériser le pouvoir d'isolation phonique d'une paroi par une valeur de son indice d'affaiblissement que l'on exprime en dB (A)

Cette valeur dépendra de la nature du bruit émissif. On donne généralement deux valeurs d'indice d'affaiblissement suivant que le bruit émissif est un bruit « rose » ou un bruit de « route ».

**bruit rose**

C'est un bruit dont les niveaux en bande d'octave (de 125 à 4000 Hz) ou en bande de 1/3 d'octave (de 100 à 5000 Hz) sont constants quelle que soit la bande considérée. On dira par exemple un bruit rose de 80 dB /oct soit globalement 86 dB (A).

**bruit routier :**

C'est un bruit riche en basses fréquences : le spectre type en bandes d'octave d'un bruit de trafic routier est le suivant :

|      |     |     |     |       |       |       |
|------|-----|-----|-----|-------|-------|-------|
| (hz) | 125 | 250 | 500 | 1 000 | 2 000 | 4 000 |
| (dB) | 71  | 70  | 66  | 65    | 63    | 57    |

Il a pour niveau global 70 dB(A)

Nous verrons ultérieurement que le bruit rose est « le spectre émission type » permettant de caractériser le comportement acoustique d'un élément de construction, lorsque celui-ci sépare deux locaux. Dans ce cas, son indice d'affaiblissement global est appelé  $R_{\text{rose}}$ .

De même, le bruit de trafic routier sera « le spectre émission type » servant à caractériser l'isolement d'une façade sollicitée par les bruits de l'environnement urbain. Son indice d'affaiblissement global est alors noté  $R_{\text{route}}$

### Calcul de $R_{\text{rose}}$ ou $R_{\text{route}}$ en dB (A)

De la connaissance des valeurs d'indice d'affaiblissement pour chaque fréquence médiane de 1/3 d'octave ou 1/1 d'octave on détermine le spectre du bruit ( $L_{p2}$ ) relevé dans le local réception, le bruit émis dans l'autre espace ( $l_{p1}$ ) étant un bruit rose ou un bruit de route.

$$L_{p2} = L_{p1} - (R + 10 \log \frac{A}{S})$$

Pour ce calcul on pourra considérer que la quantité  $10 \log \frac{A}{S}$  est nulle .

On détermine ensuite niveaux  $L_{p1}$  et  $L_{p2}$  en dB (A) . Leur différence permet d'accéder au  $R_{\text{rose}}$  ou  $R_{\text{route}}$  en dB (A)

Exemple :

Considérons un mur en béton de masse surfacique  $m_s = 200 \text{ kg/m}^2$  dont l'indice d'affaiblissement aux fréquences médianes d'octave est donné ci-dessous :

|        |     |     |     |       |       |       |
|--------|-----|-----|-----|-------|-------|-------|
| f(Hz)  | 125 | 250 | 500 | 1 000 | 2 000 | 4 000 |
| R (dB) | 33  | 35  | 42  | 51    | 60    | 68    |

Le bruit émission est rose de niveau 80 dB/oct soit 86 dB (A).

Le spectre réception  $L_{p2} = L_{p1} - R$

|                      |                 |                |                |           |                |            |
|----------------------|-----------------|----------------|----------------|-----------|----------------|------------|
| f (hz)               | 125             | 250            | 500            | 1 000     | 2 000          | 4 000      |
| $L_{p2}$             | 47              | 45             | 38             | 29        | 20             | 12         |
| Niveaux pondérés (A) | (-16,1)<br>30,9 | (-8,6)<br>36,4 | (-3,2)<br>34,8 | (0)<br>29 | (+1,2)<br>21,2 | (+1)<br>13 |

La sommation des niveaux  $L_{p2}$  pondérés (A) conduit à

$L_{p2} = 39,6 \text{ dB (A)}$

D'où

$R_{\text{rose}} = 86 - 39,6 = 46,4 \text{ dB (A)}$

Pour calculer le  $R_{\text{route}}$  la démarche est analogue, le spectre émission étant un spectre de bruit de trafic routier.

Considérons un spectre de bruit de route de même niveau global 86 dB (A)

|               |     |     |     |       |       |       |
|---------------|-----|-----|-----|-------|-------|-------|
| f(hz)         | 125 | 250 | 500 | 1 000 | 2 000 | 4 000 |
| $L_{p1}$ (dB) | 87  | 86  | 82  | 81    | 79    | 73    |

A partir des valeurs d'indice d'affaiblissement données précédemment on en déduit  $l_{p2} = l_{p1} - R$

|                      |                 |                |                |           |                |           |
|----------------------|-----------------|----------------|----------------|-----------|----------------|-----------|
| f(hz)                | 125             | 250            | 500            | 1 000     | 2 000          | 4 000     |
| $L_{p2}$ (dB)        | 54              | 51             | 40             | 30        | 19             | 5         |
| Niveaux pondérés (A) | (-16,1)<br>37,9 | (-8,6)<br>42,4 | (-3,2)<br>36,8 | (0)<br>30 | (+1,2)<br>20,2 | (+1)<br>6 |

43,7

44,5

44,7 dB (A)

$$\begin{aligned}
 \text{d'où } R_{\text{route}} &= L_{p1} \text{ (dB (A))} - L_{p2} \text{ (dB(A))} \\
 &= 86 - 44,7 = 41,3 \text{ dB (A)}
 \end{aligned}$$

**Remarque :**

Pour des bruits émissifs différents de même niveau global en dB(A) (bruit rose ou bruit de route) l'indice d'affaiblissement global en dB (A) est plus élevé dans le cas du bruit « rose » que pour un bruit de route.

Ce résultat s'explique par le fait que le bruit de route est plus riche aux basses fréquences que ne l'est le bruit rose, et, comme par ailleurs la paroi isole moins aux basses fréquences qu'aux fréquences aiguës, il en résulte des niveaux réception plus importants dans les basses fréquences pour le bruit émissif « route » que pour le bruit « rose ». D'où un niveau  $L_{p2}$  en dB (A) pour le bruit de « route » supérieur à celui du bruit « rose ».

**4.4.5. Relation expérimentale entre masse surfacique des parois et indice d'affaiblissement en dB(A)**

Les études menées par le C.S.T.B. ont permis de mettre en évidence que les courbes d'indice d'affaiblissement de parois en fonction de la fréquence dépendent essentiellement de leur masse surfacique, et peu de leur nature. La figure 4.16 montre par exemple que 3 parois de nature différente mais de même masse surfacique ont des courbes d'indice d'affaiblissement voisines et surtout que les  $R_{\text{rose}}$  sont quasi identiques.

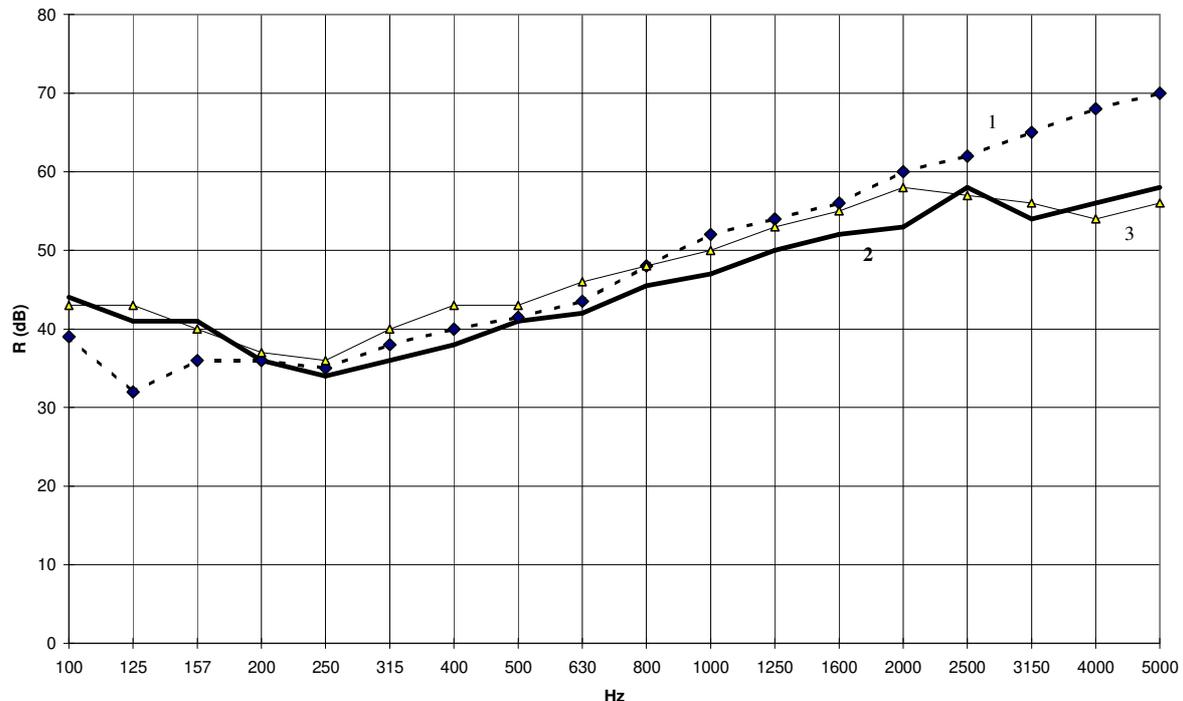


Figure 4.16 Influence de la nature des murs à masse surfacique égale (documents C.S.T.B)  $m_s = 200 \text{ kg/m}^2$

1. Béton de 8 cm  $R_{\text{rose}} = 47 \text{ dB (A)}$
2. Briques creuses de 16 cm enduites sur une face  $R_{\text{rose}} = 46 \text{ dB(A)}$
3. Blocs de béton cellulaire (500 kg/m3)  $R_{\text{rose}} = 47 \text{ dB (A)}$

Il en serait de même si le bruit à l'émission était un bruit de trafic routier à la seule différence que dans ce cas les  $R_{\text{route}}$  sont inférieurs aux  $R_{\text{rose}}$  compte tenu du fait que simultanément le spectre est plus riche en basses fréquences et que l'indice d'affaiblissement des parois est minimum à ces fréquences.

On peut donc établir des relations simples entre l'indice d'affaiblissement global en dB (A) et la masse surfacique des parois vis à vis d'un bruit rose ou d'un bruit de route (figure 3.24)

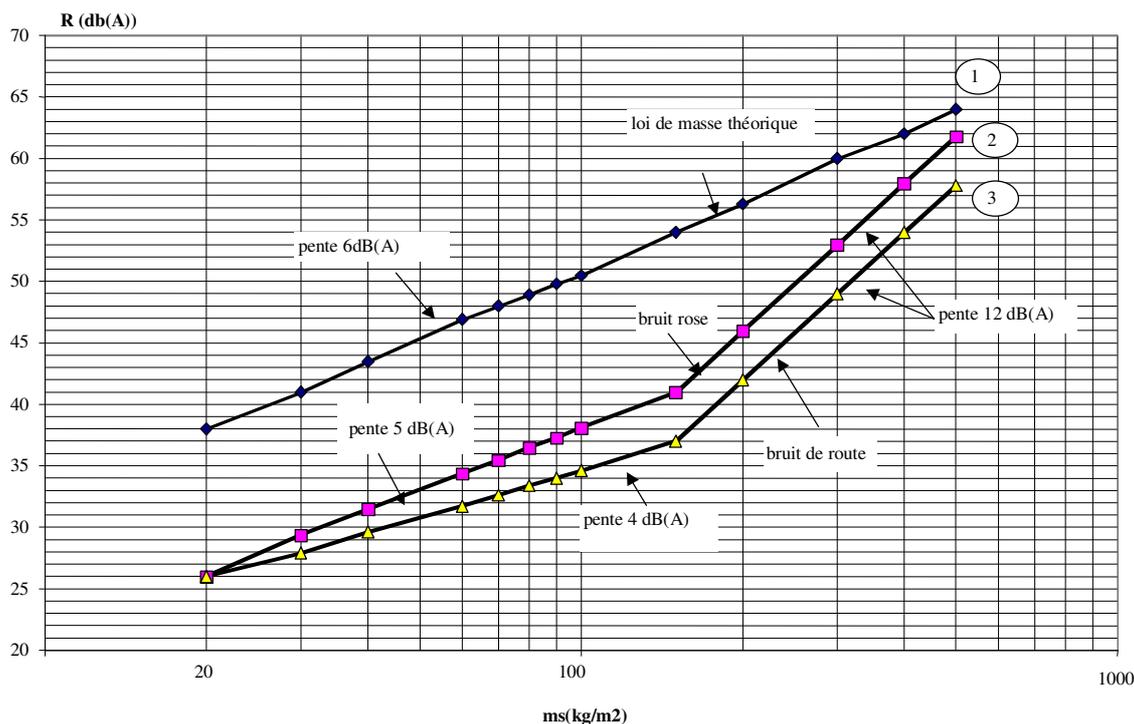


Figure 4.17

Loi de masse pour R en dB (A)

1. loi de masse théorique (piston indéformable)
2. loi de masse expérimentale, pour un bruit rose
3. loi de masse expérimentale pour un bruit de route.

Les pentes sont données en dB (A) par doublement de masse.

Si  $m_s < 150 \text{ kg/m}^2$

$$R_{\text{rose}} = 17 \log m_s + 4 \text{ dB (A)}$$

Si  $m_s > 150 \text{ kg/m}^2$

$$R_{\text{rose}} = 40 \log m_s - 46 \text{ dB (A)}$$

#### 4.4.6. Indices d'affaiblissement des parties vitrées

##### Fenêtre simple

L'indice d'affaiblissement d'une fenêtre dépend de la masse surfacique du vitrage, donc de son épaisseur mais aussi de sa perméabilité à l'air (qualité des joints).

Dans le cas de fenêtres bien ajustées présentant une perméabilité à l'air faible, on peut exprimer l'indice d'affaiblissement global en fonction de l'épaisseur h par la relation :

$$R \text{ dB (A)} = 17 \log h + 11 \text{ dB (A)}$$

H : épaisseur du verre en millimètre

Il existe un classement des fenêtres selon leur degré de perméabilité à l'air, soumise à une différence de pression de 100 Pascals ;

- 1) catégorie A1 à l'étanchéité normale, le débit d'air est compris entre 20 et 60 m<sup>3</sup>/h par mètre carré d'ouvrant
- 2) catégorie A2 à étanchéité améliorée, le débit d'air est compris entre 7 et 20 m<sup>3</sup>/h par mètre carré d'ouvrant
- 3) catégorie A3 à étanchéité renforcée, le débit d'air est inférieur à 7 m<sup>3</sup>/h par mètre carré d'ouvrant.

donnons un exemple illustrant l'influence d'une entrée d'air par une fenêtre : cas d'une fenêtre faiblement entrouverte.

Lorsqu'une fenêtre est entrouverte, la surface d'entrebâillement  $S_1$  laisse passer intégralement les ondes sonores : le coefficient de transmission de la surface d'entrebâillement est  $\tau_1 = 1$  . Soient 2 fenêtres d'indice d'affaiblissement  $R_2$  respectivement de 20 dB et 40 dB de surface  $S_2$

Prenons :

$$S_1 = 0,075 \text{ m}^2$$

$$S_2 = 3 \text{ m}^2$$

1<sup>ère</sup> fenêtre :

$$R_2 = 20 \text{ dB}$$

$$R_1 = 0 \text{ dB}$$

$$R_m = 10 \log \frac{\sum S_i}{\sum \tau_i S_i}$$

$$R_m = 14,6 \text{ dB}$$

L'entrebâillement entraîne une diminution de l'isolement de l'ordre de 6 dB

2<sup>ème</sup> fenêtre

$$R_2 = 40 \text{ dB}$$

$$R_1 = 0 \text{ dB}$$

$$R_m = 16 \text{ dB}$$

L'isolement diminue ici de 24 dB

On voit sur cet exemple la diminution apportée par un entrebâillement de fenêtre. On notera que la chute d'isolement due à l'entrebâillement est d'autant plus marquée que la fenêtre est isolante.

Même fenêtre fermée, une mauvaise étanchéité entre l'ouvrant et le dormant peut être à l'origine d'une chute importante d'isolation. Nous en donnons un exemple sur le fenètre 3.25

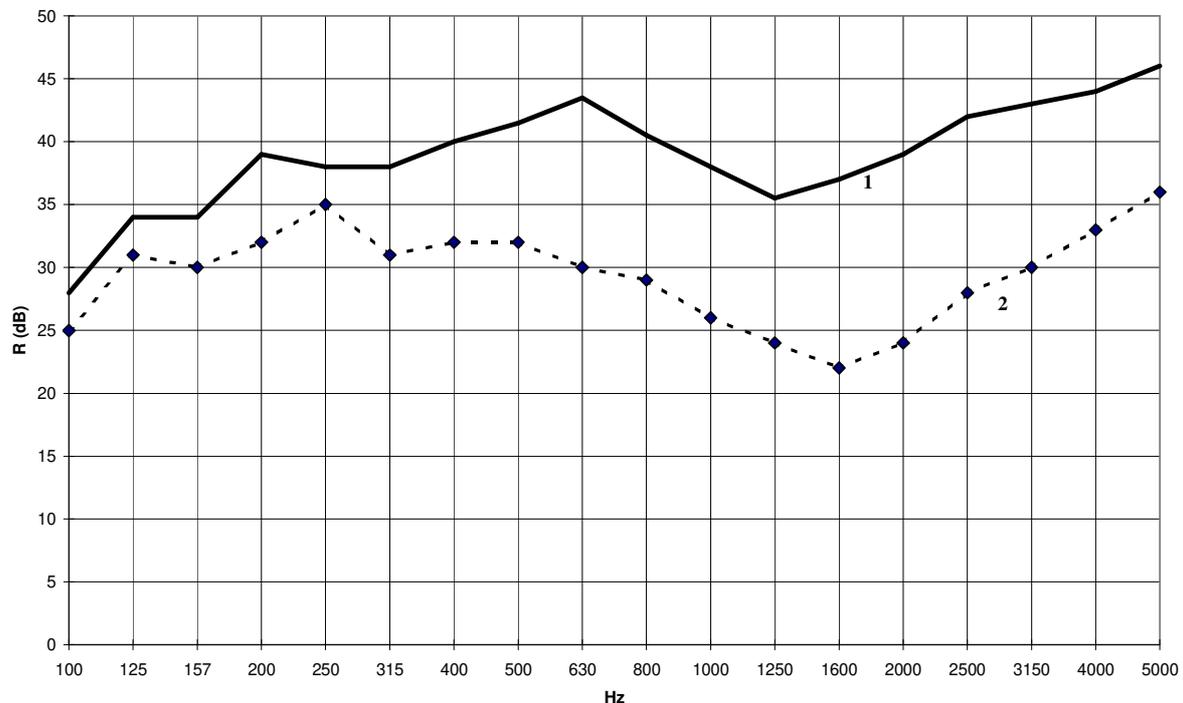


Figure 4.18

Influence de l'étanchéité d'une fenêtre (documents C.S.T.B.)

1. Fenêtre bien ajustée

$$R_{\text{rose}} = 38 \text{ dB (A)} \quad R_{\text{route}} = 39 \text{ dB (A)}$$

2. Fenêtre avant réglage

$$R_{\text{rose}} = 26 \text{ dB (A)} \quad R_{\text{route}} = 26 \text{ dB (A)}$$

### Renforcement acoustique des fenêtres

Une fenêtre composée d'un vitrage simple ne procure pas en général l'isolement réglementaire requis pour une façade.

Il y a 3 manières de renforcer l'isolement d'une fenêtre :

1) – Remplacer le vitrage par un vitrage plus épais ou accoler des vitrages simples (vitrages multiples)

Le gain d'isolement que l'on peut espérer, dans ce cas, est de l'ordre de 4 dB(A) par doublement d'épaisseur du vitrage

On pourra faire une étude comparative entre vitrages simples et vitrages multiples à partir des figures 4.19 et 4.20

2) – Utiliser les survitrages qui sont une association de 2 vitrages simples séparés par une lame d'air de quelques centimètres. Il s'agit d'un procédé analogue aux doubles parois : deux masse couplées par un ressort (lame d'air).

Il faut faire en sorte, dans ce cas, que la fréquence de résonance soit la plus basse possible, ce qui implique généralement des lames d'air de grande épaisseur.

Une fréquence de résonance de l'ordre de 100 hz implique une lame d'air d'épaisseur  $d = 144$

$\left(\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2}\right)$  :  $e_1$  et  $e_2$  épaisseur des 2 vitrages en millimètres.

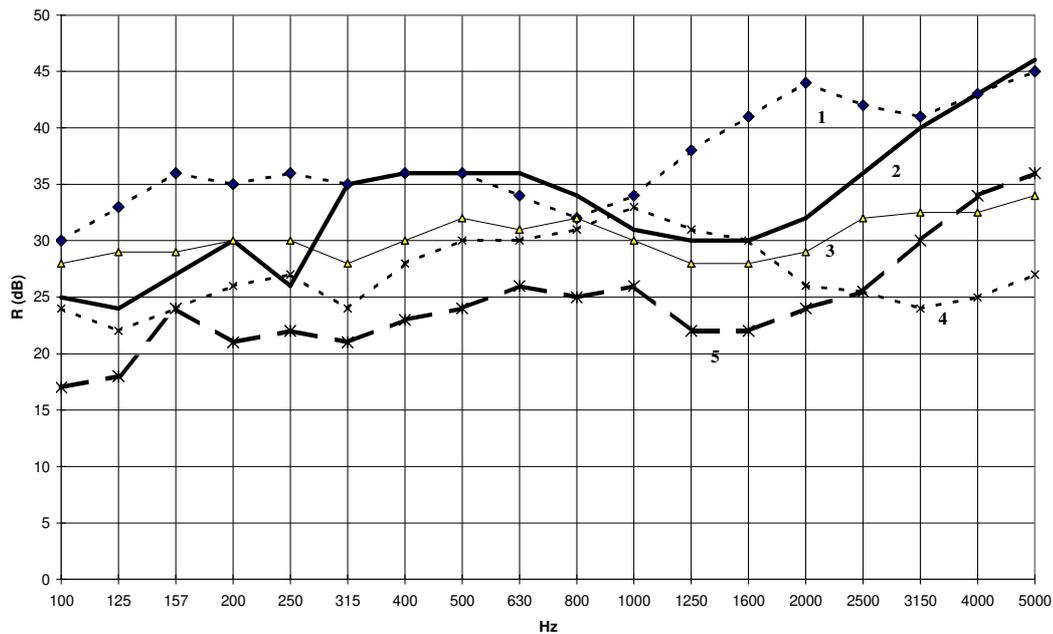


Figure 4.19 Indices d'affaiblissement de fenêtres à vitrage simple

1 - vitre de 19 mm huisserie plastique  $R_{\text{rose}}=38 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=36 \text{ dB(A)}$

2 – vitre de 10 mm huisserie bois  $R_{\text{rose}}=33 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=32 \text{ dB(A)}$

3 – vitre de 8 mm huisserie bois  $R_{\text{rose}}=30 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=31 \text{ dB(A)}$

4- vitre de 6 mm huisserie bois  $R_{\text{rose}}=29 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=29 \text{ dB(A)}$

5- vitre de 4 mm huisserie bois  $R_{\text{rose}}=24 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=23 \text{ dB(A)}$

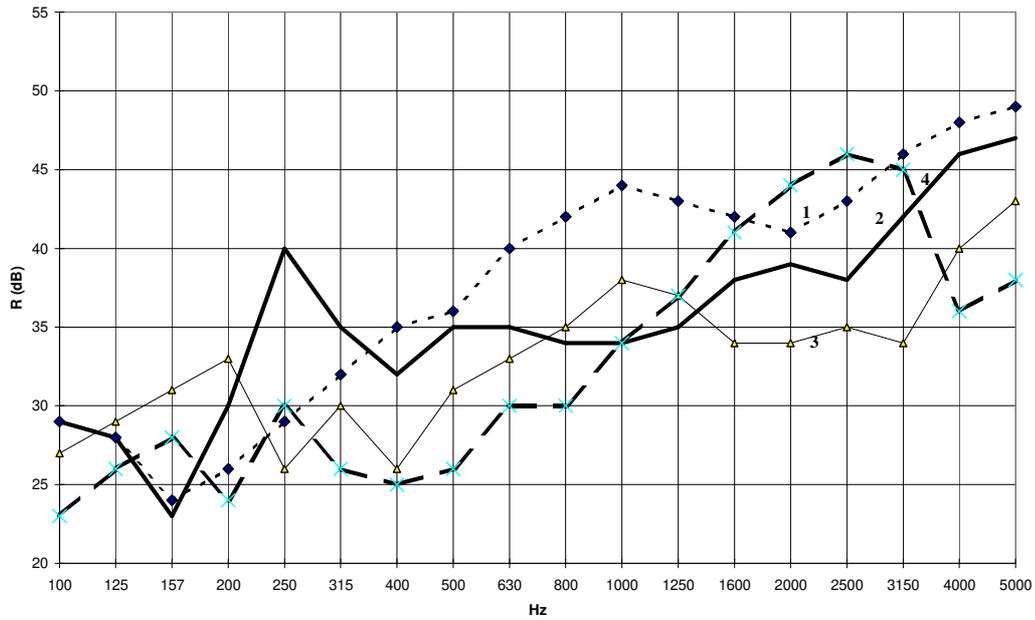


Figure 4.20 Indices d'affaiblissement de doubles vitrages

- 1- vitrage 8-16-6  $R_{\text{rose}}=39 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=35 \text{ dB(A)}$
- 2- vitrage 10-12-12  $R_{\text{rose}}=33 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=34 \text{ dB(A)}$
- 3- vitrage 4-6-4  $R_{\text{rose}}=33 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=31 \text{ dB(A)}$
- 4- vitrage supertriver  $R_{\text{rose}}=34 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=31 \text{ dB(A)}$

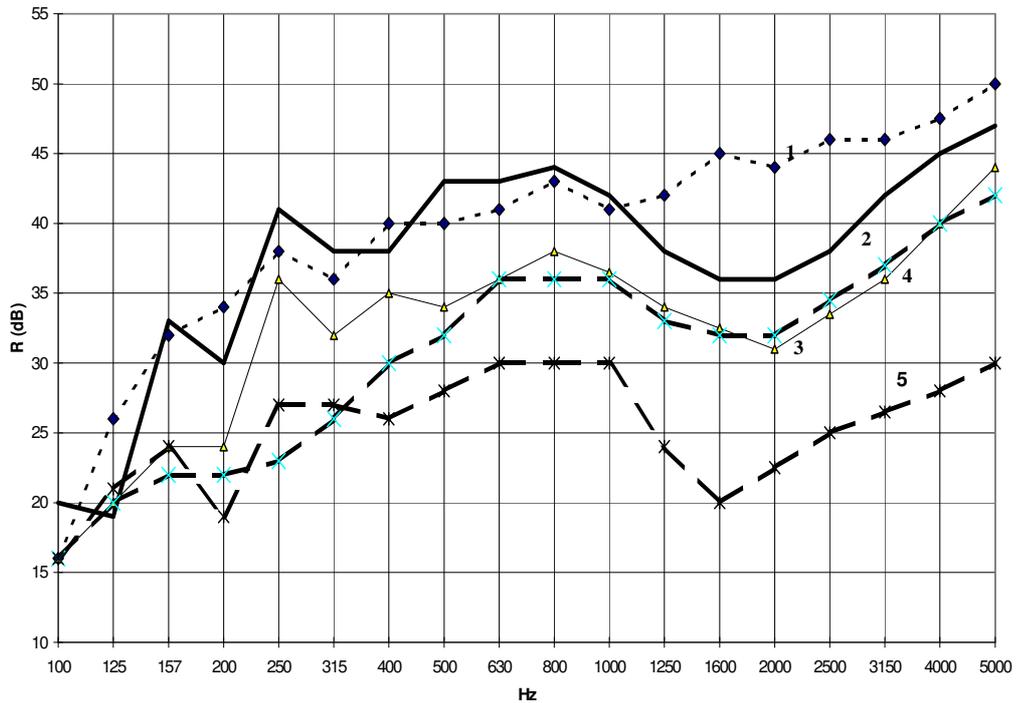


Figure 4.21 Indices d'affaiblissement des survitrages (association de 2 vitrages et d'une lame d'air)

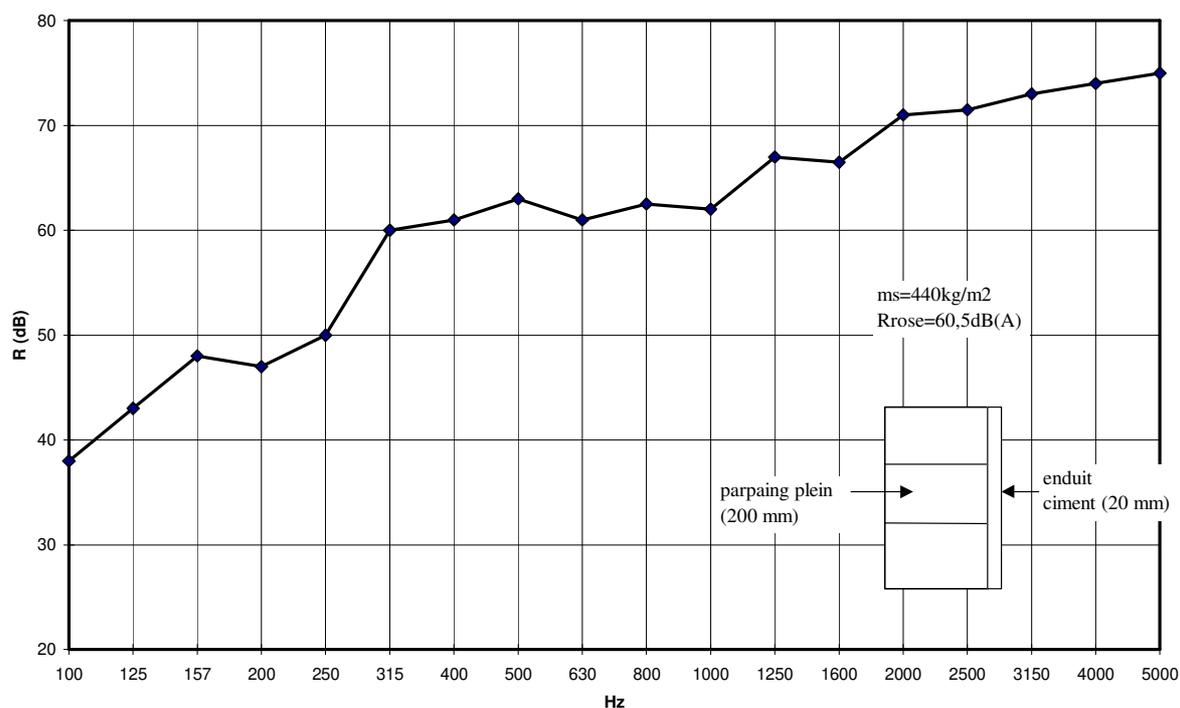
- 1 - Glace 6mm , lame d'air 45mm , vitre de 4mm  $R_{\text{rose}}=40 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=36 \text{ dB(A)}$
- 2 - biver(4,6,4) , lame d'air 27mm , glace 6mm  $R_{\text{rose}}=38 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=35 \text{ dB(A)}$
- 3- glace 6mm , lame d'air 28mm , verre 5mm  $R_{\text{rose}}=34 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=32 \text{ dB(A)}$
- 4- verre 4mm , lame d'air 32mm , verre 3mm  $R_{\text{rose}}=33 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=29 \text{ dB(A)}$
- 5- verre 4mm , lame d'air 25mm , verre 5mm  $R_{\text{rose}}=25 \text{ dB(A)}$   $R_{\text{route}}=24 \text{ dB(A)}$

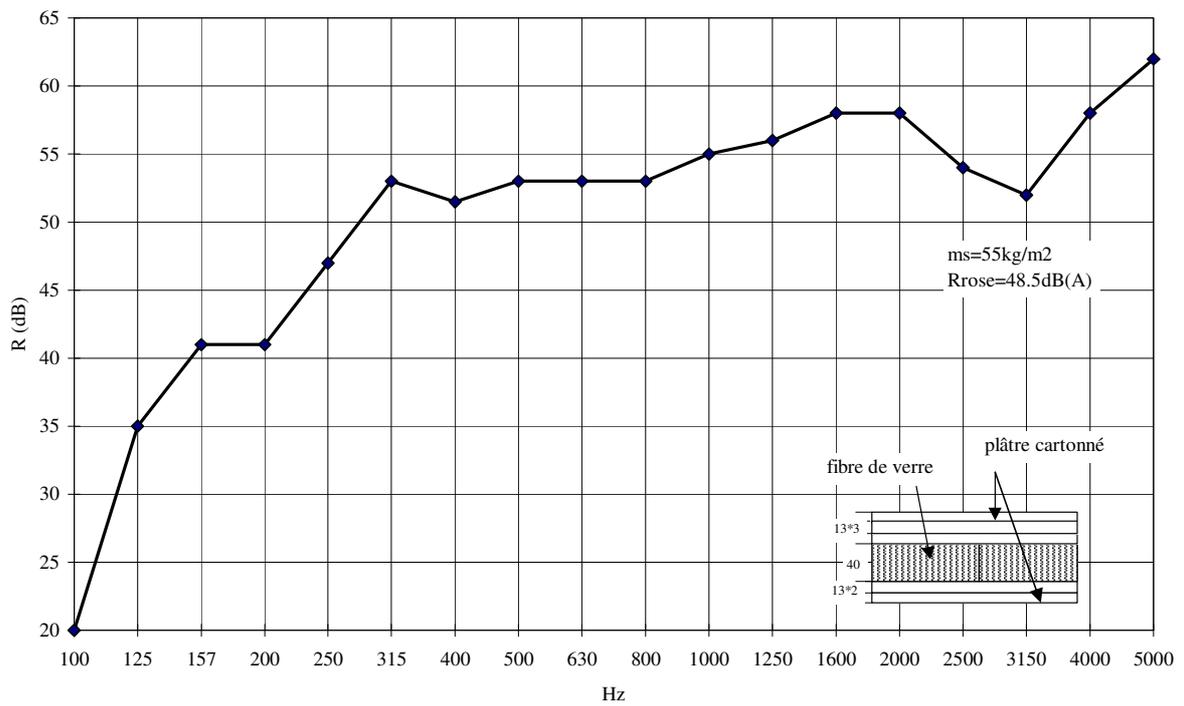
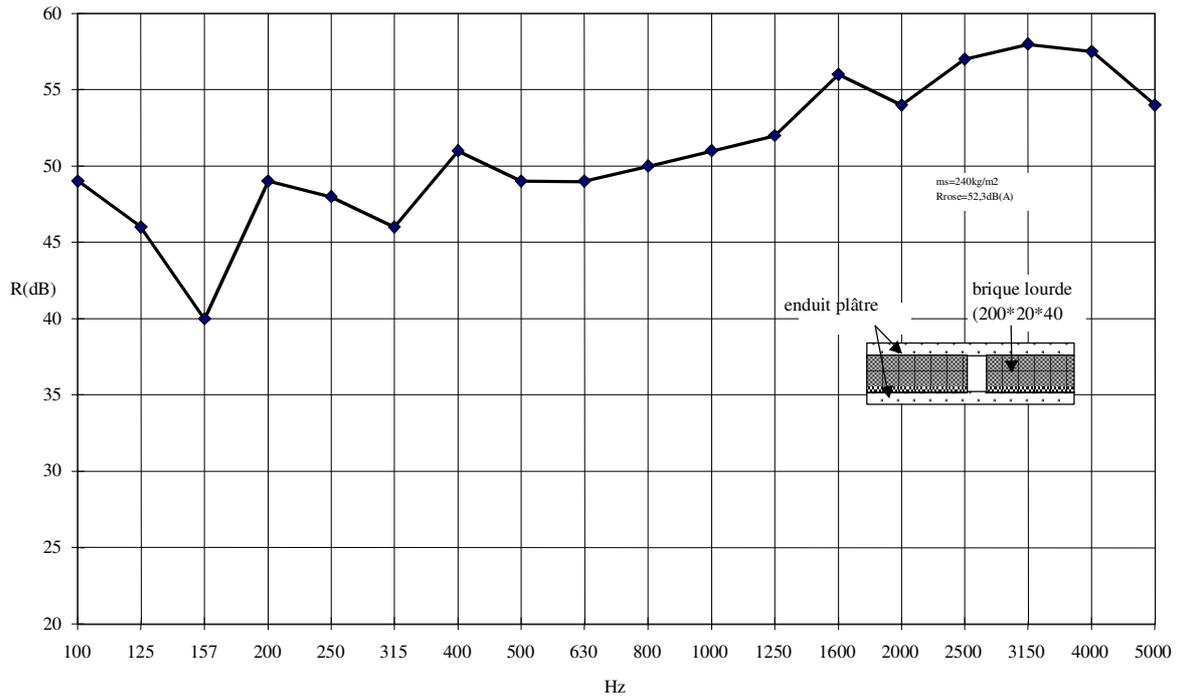
Des survitrages de 6 à 8 mm d'épaisseur impliquent des écartements minimum de 5 à 7 cm. La figure 4.21 donne quelques exemples de survitrage, on peut remarquer l'influence de l'écartement des vitrages sur l'indice d'affaiblissement R. Il sera d'autant plus important que l'écartement entre vitrages est grand.

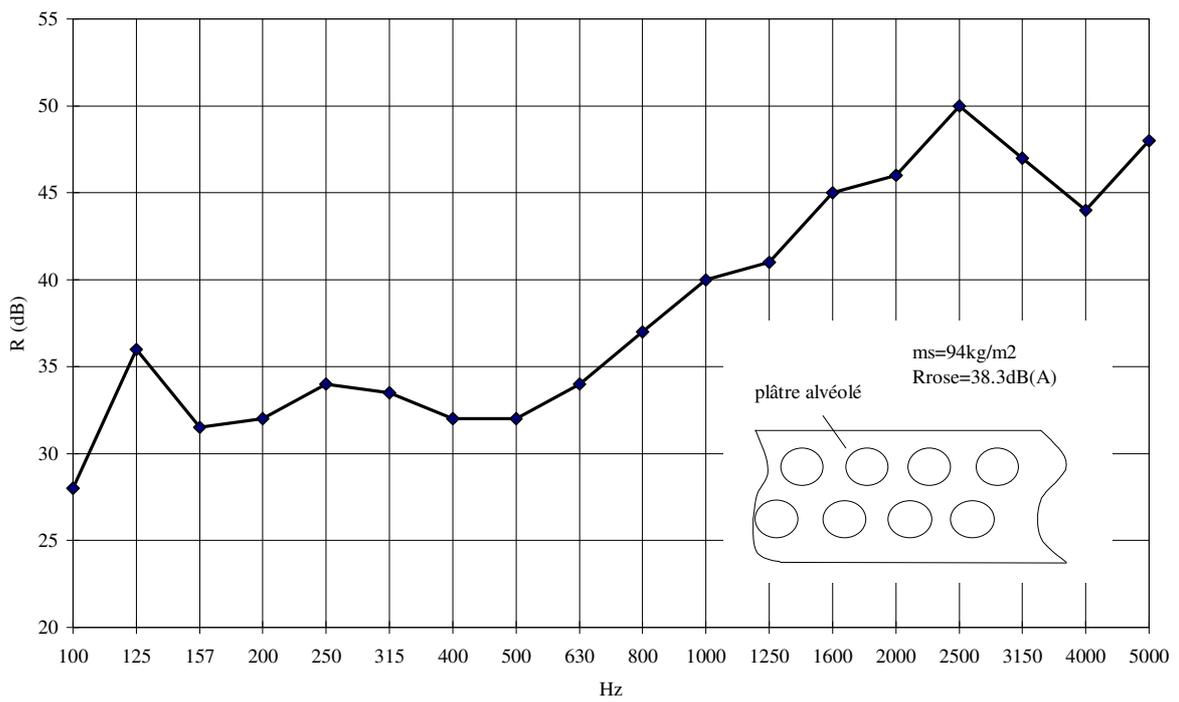
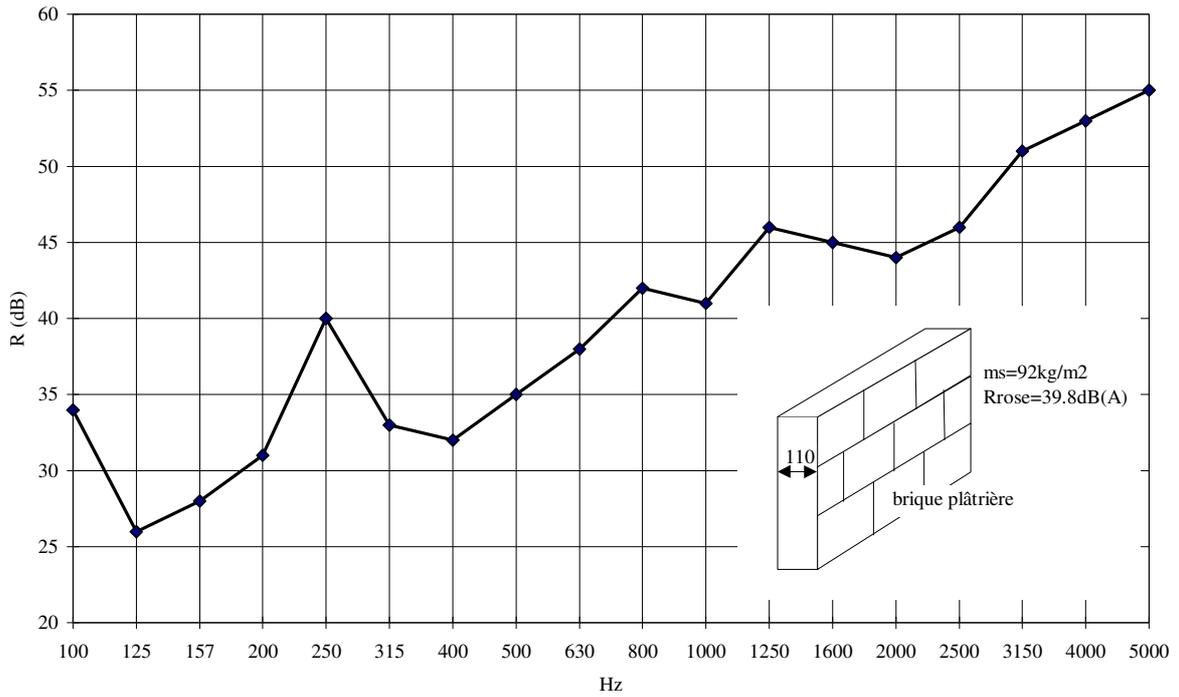
Il est donc important d'assurer l'étanchéité par des joints disposés à la périphérie et au seuil de la porte (figure 4.22)

Si par ailleurs, l'obligation de ventiler une pièce nécessite une entrée d'air par la porte on pourra aménager dans la porte une chicane au pourtour absorbant, entraînant une diminution importante des bruits passant à cet endroit (figure 4.23)

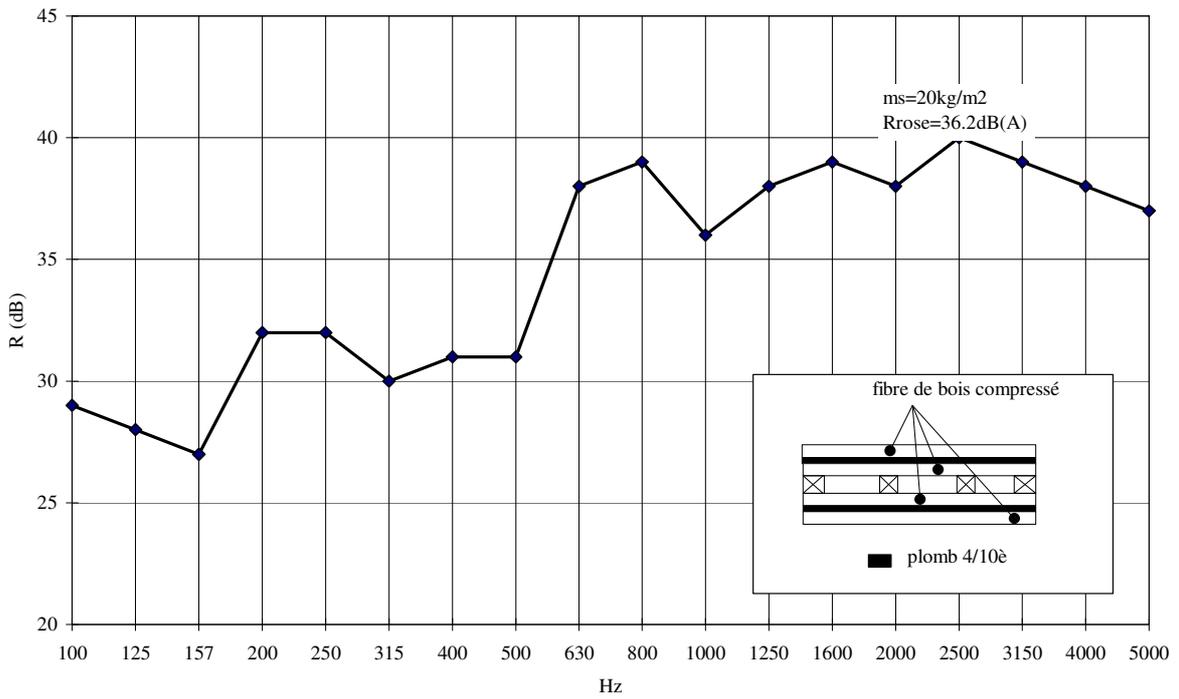
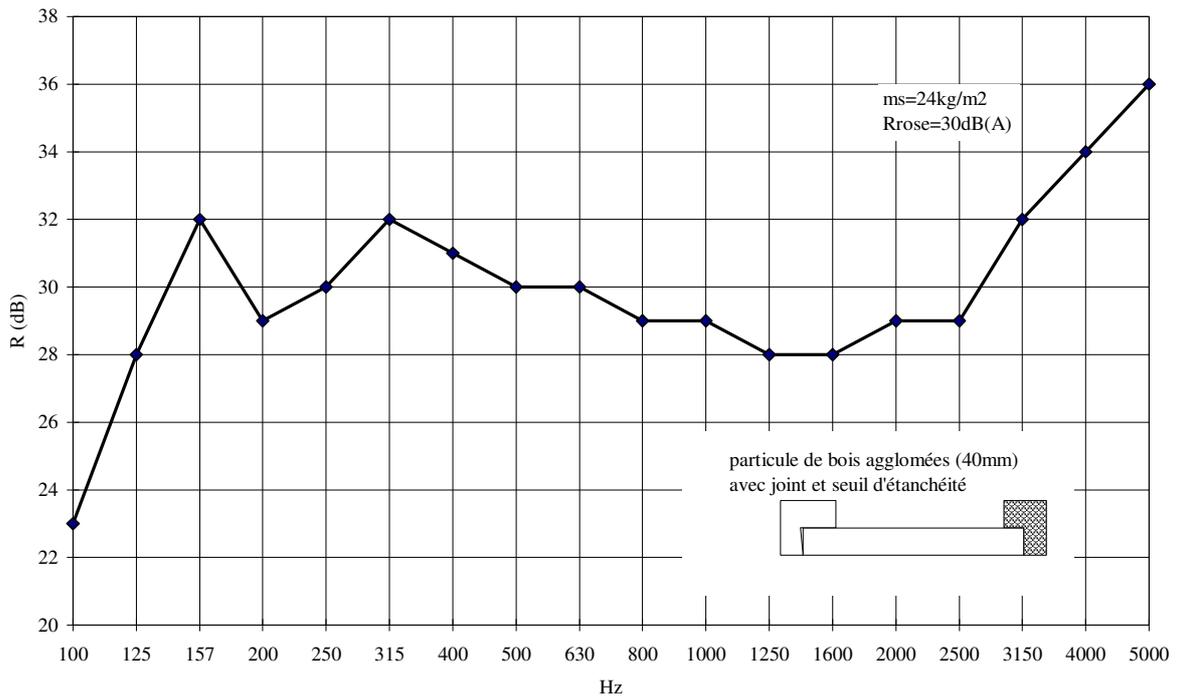
COURBES EXPERIMENTALES D'INDICE D'AFFAIBLISSEMENT ACOUSTIQUE DE PAROIS  
SIMPLES  
Extrait de « LA PRATIQUE DE L'ISOLATION ACOUSTIQUE DES BATIMENTS » par J.  
PUJOLLE



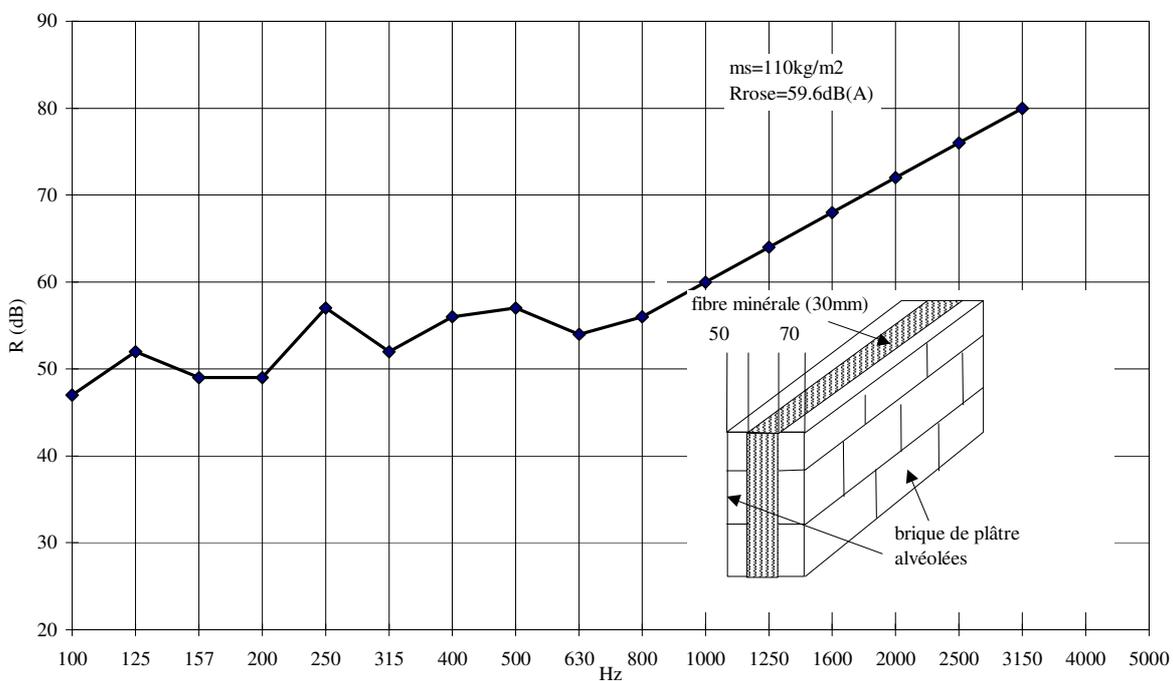
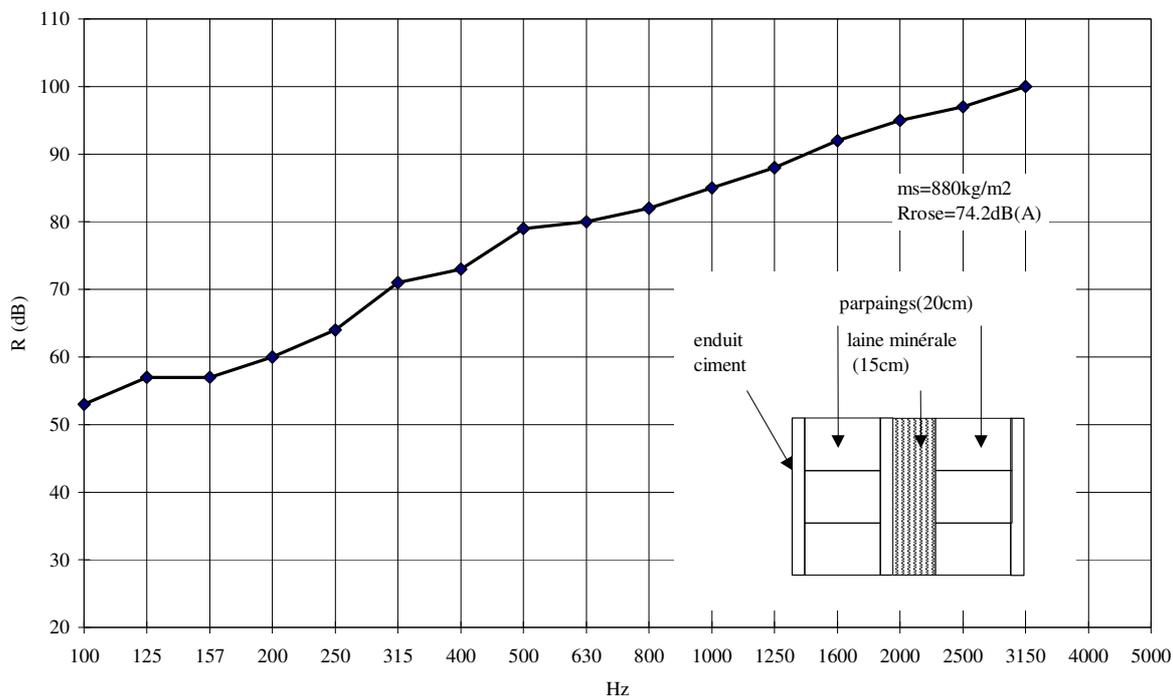




## INDICES D'AFFAIBLISSEMENT DE PORTES

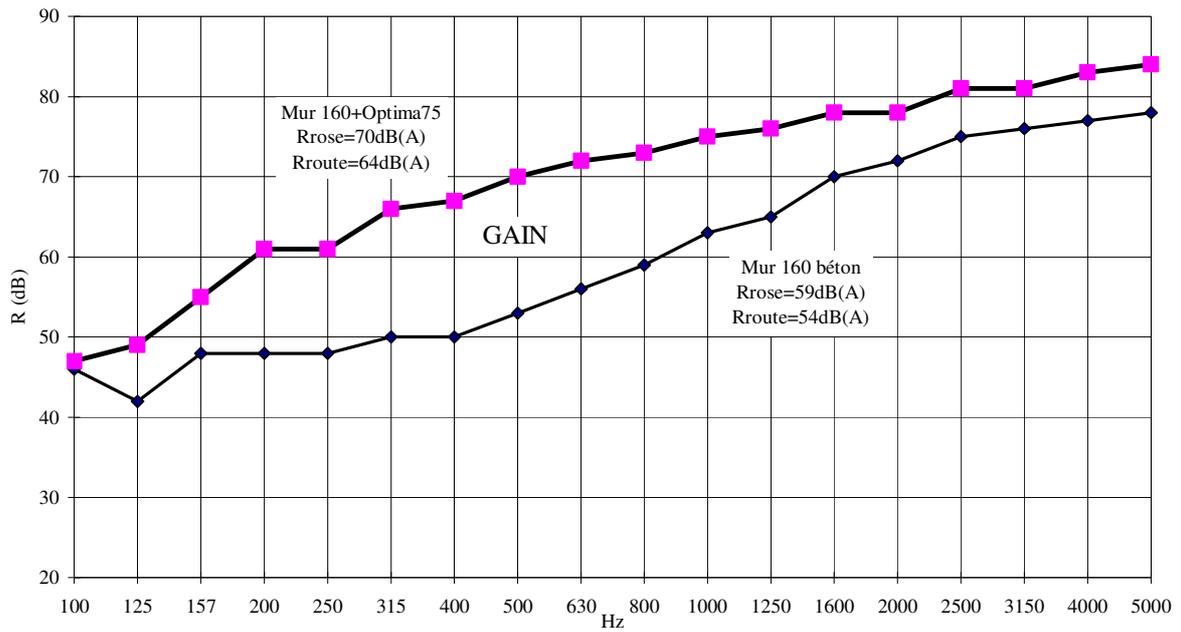


## INDICE D'AFFAIBLISSEMENT DE DOUBLES PAROIS

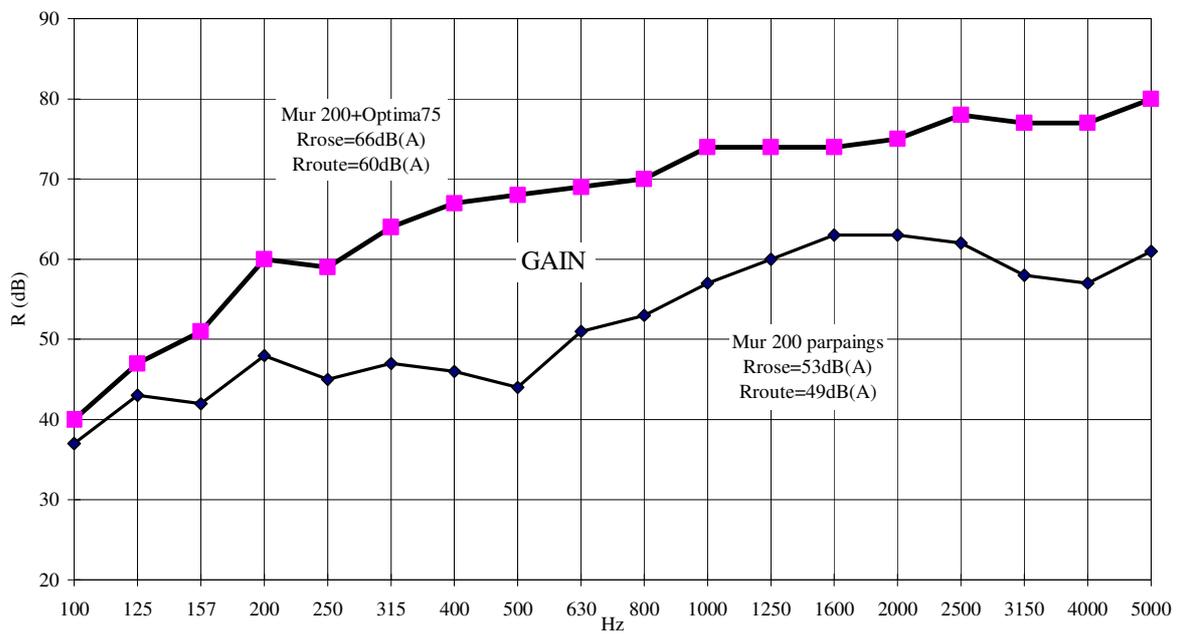


### Doublages acoustiques

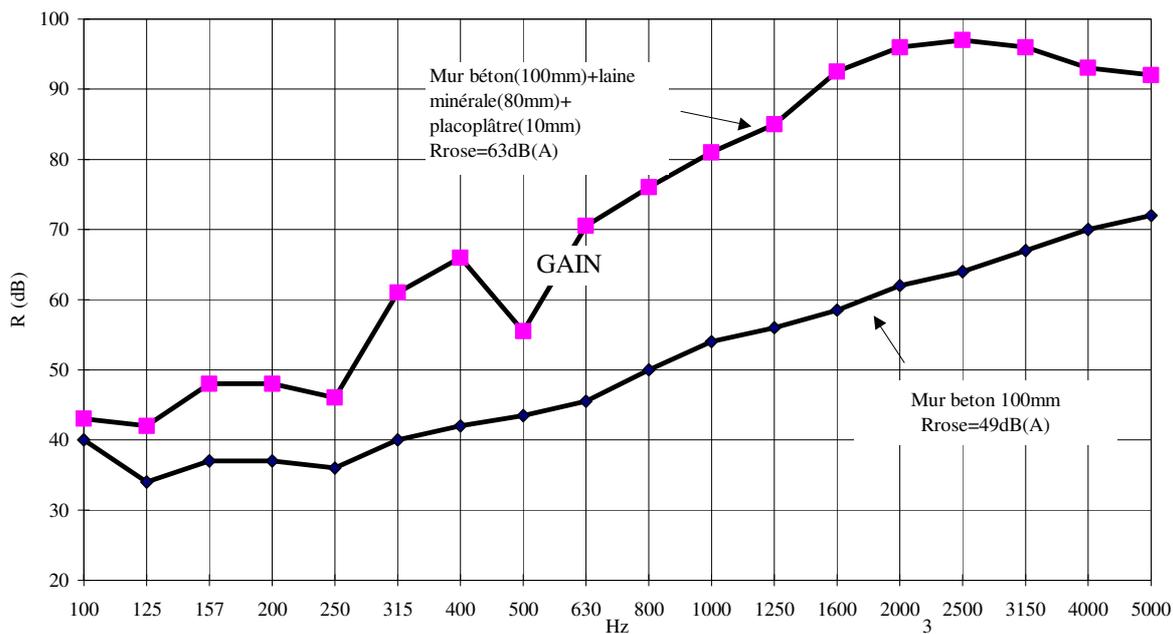
### doublage d'un mur en béton



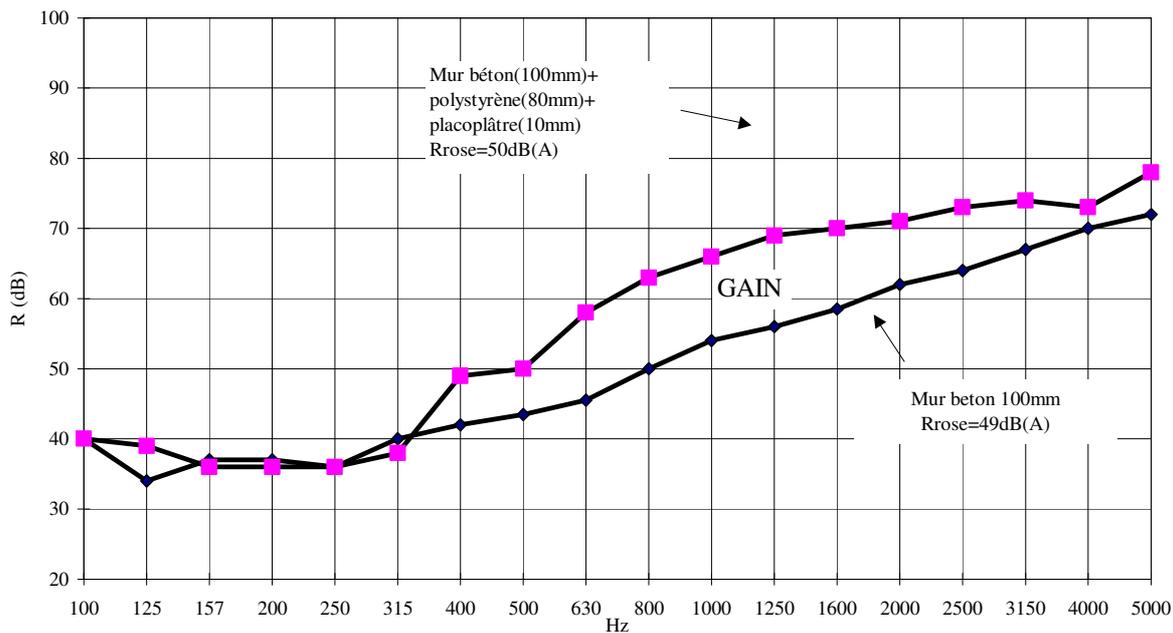
### doublage d'un mur en parpaings



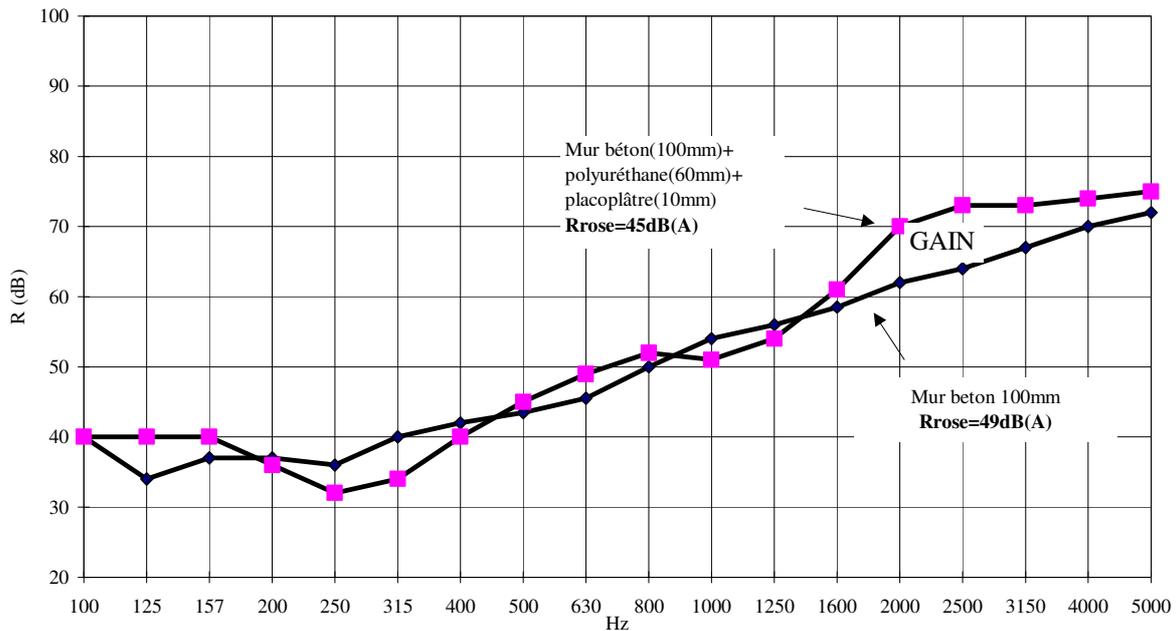
### doublage en laine minérale+ placoplâtre d'un mur en béton



### doublage en polystyrène+ placoplâtre d'un mur en béton



### doublage en polyuréthane+ placoplâtre d'un mur en béton



#### 4.4.7. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons particulièrement mis l'accent sur la manière de déterminer « les caractéristiques acoustiques de parois simples ou multiples (parois doubles), les formulations théoriques que nous avons présentées permettent d'obtenir une estimation de l'indice d'affaiblissement d'éléments de construction à condition de connaître certains paramètres tels que : masse surfacique, module d'Young, facteur de pertes, facteur de rayonnement. Toutefois, les modèles étudiés sont rarement transposables aux éléments de constructions complexes qui peuvent présenter des discontinuités et des homogénéités. Sur de tels éléments, on est alors contraint d'effectuer des mesures en laboratoire et d'utiliser les courbes d'indices d'affaiblissement expérimentales.

Ces mesures en laboratoire sont ensuite complétées par des mesures in situ pour permettre ainsi d'estimer l'importance des transmissions parasites par les éléments adjacents à l'élément considéré.

## Bibliographie

---

1. L'Acoustique de l'habitat – Michel Chagué – Le Moniteur – 2001
2. Manuel d'acoustique fondamentale – Michel Bruneau – Hermès – 1998
3. Techniques de l'Ingénieur
  - Acoustique des salles – ref C3360
  - Traitement acoustique et insonorisation des bâtiments – ref C3362
  - Réglementation acoustique des bâtiments – ref C3365
  - Effet du bruit sur l'homme – ref G2720
  - Rappel d'acoustique physique – ref R3112
  - Propagation des ondes – ref TE5130
4. Acoustique des salles – Thierry Malet – Sonomag – 2005
5. Quelques sites web
  - <http://www.euphonia.fr/>
  - <http://www.dbstop.com/>
  - [http://p\\_carre.club.fr/patacou/index.htm](http://p_carre.club.fr/patacou/index.htm)

