

MESURES ACOUSTIQUES

Mesure de la pression acoustique et du spectre fréquentiel générés par une chute de bloc

La mesure du son

■ Pression acoustique

La mesure du son correspond à une mesure des variations de surpression autour d'une pression de référence, ici la pression atmosphérique p_{atm} dans le cas de la propagation dans l'air ambiant. Une onde acoustique est ainsi définie par l'évolution temporelle et spatiale de cette surpression. De par la perception et l'expérience que nous pouvons en faire chaque jour, le son se distingue d'une autre onde de compression quelconque, et de nombreux outils servant à le caractériser (niveau de pression acoustique, spectre par bandes d'octave, pondérations temporelles ou fréquentielles) sont en fait intimement liés au fonctionnement de notre oreille.

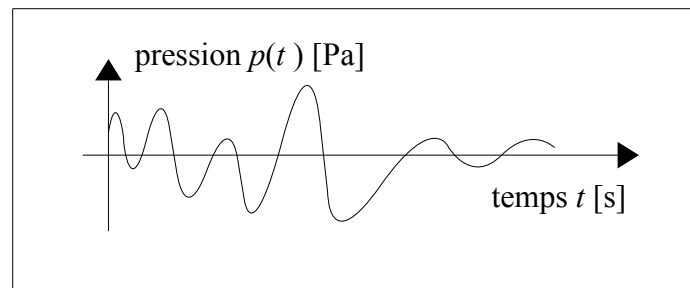


Fig. 1 – Représentation temporelle d'une onde acoustique (en un point donné)

En tout point de l'espace, dans l'hypothèse des petites perturbations (élasticité linéaire) et de l'absence de pertes par viscosité dans le milieu, la propagation d'une onde acoustique est décrite par l'équation de d'Alembert suivante [1] :

$$\Delta p(\vec{x}, t) = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}(\vec{x}, t)$$

où c est la vitesse de propagation dans le milieu considéré, dans l'air sec à 15°C, $c = 340$ m/s. On peut utiliser la formule ci-après qui tient compte des variations de température dans l'air [1] :

$$c \text{ (m/s)} \approx 331,6 + 0,6\theta \quad \text{où } \theta \text{ est la température en } ^\circ\text{C}$$

■ Le « volume » d'un son : le niveau de pression acoustique

Le domaine audible s'étend généralement sur une plage de **20 μ Pa** (seuil d'audibilité) à **200 Pa** (seuil de la douleur). Ces valeurs de surpression sont à comparer avec la pression atmosphérique qui

est de $p_{atm} \approx 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$. Sachant que l'oreille humaine est naturellement sensible pour distinguer des rapports entre pressions plutôt que des différences, et compte tenu de la grande étendue du domaine audible, on préférera utiliser une échelle logarithmique pour décrire une variation de volume ou d'amplitude sonore. On définit ainsi le **niveau de pression acoustique** (*Sound Pressure Level, SPL*) par :

$$L_p \text{ (dB SPL)} = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{p_{eff}}{p_{ref}} \right)$$

où p_{eff} n'est pas la pression instantanée $p(t)$ mais une valeur « moyenne », intégrée de cette dernière sur un certain intervalle de temps ; p_{ref} est une pression de référence servant à définir cette échelle logarithmique, elle est égale au seuil d'audibilité $20 \mu\text{Pa}$ (on parle alors de « dB SPL »).

Afin d'illustrer le lien entre pression et niveau de pression en décibels, quelques exemples de sons/bruits courants sont présentés dans le tableau suivant [2] :

	<i>Pression (Pa)</i>	<i>L_p (dB SPL)</i>
moteur avion, fusée	200	140
moteur de voiture, camion	2	100
conversation	0,02	60
chant d'oiseau, chuchotement	$2 \cdot 10^{-4}$	20
seuil audibilité	$2 \cdot 10^{-5}$	0

La conversion entre pression et décibels peut se faire aisément via les valeurs caractéristiques suivantes :

<i>Pression</i>	<i>L_p</i>
$\times 1,12$	+ 1 dB
$\times \sqrt{2}$	+ 3 dB
$\times 2$	+ 6 dB
$\times 5$	+ 14 dB
$\times 10$	+ 20 dB
$\times 20$	+ 26 dB

Une différence de 1 dB entre deux niveaux sonores correspond à la limite de ce que peut distinguer l'oreille, ce quels que soient les niveaux en question. Ainsi deux sons de 20 et 21 dB seront à peine distingués entre eux, de même que deux sons de 110 et 111 dB [2].

Cette définition du niveau de pression acoustique est par ailleurs justifiée physiquement. En effet parler simplement de « volume sonore » n'est pas suffisamment précis, comme nous le verrons plus loin l'impression de « volume » d'un son dépend de plusieurs facteurs : l'amplitude moyenne de la surpression, ses variations plus ou moins brusques, sa durée, son contenu fréquentiel, etc.

Afin de définir précisément la notion de puissance acoustique on utilise l'expression du vecteur flux surfacique de pression, également appelé intensité acoustique (en W.m^{-2}) qui s'écrit comme [1] :

$$\vec{I} = p(\vec{x}, t) \cdot \vec{v}$$

où $\vec{v}(\vec{x}, t)$ désigne la vitesse particulière instantanée. De là, la puissance acoustique rayonnée à travers une surface S (en W) correspond à [1] :

$$W_{ac} = \iint_S \vec{I} \cdot \vec{n} dS = \iint_S \frac{p^2}{Z} dS \quad \text{avec } \|\vec{I}\| = I = \frac{p^2}{Z}$$

où $Z = \frac{p}{\vec{v} \cdot \vec{n}}$ est l'impédance acoustique du milieu, $Z = \rho_{am} \cdot c = 417 \text{ Pa.s.m}^{-1}$ dans l'air à $p_{am} = 1 \text{ bar}$, $\rho_{am} = 1,2 \text{ kg/m}^3$ et $\theta = 15^\circ\text{C}$. L'intensité acoustique est donc proportionnelle au carré de la pression. Avec ces grandeurs on peut définir le **niveau d'intensité acoustique** (*Sound Intensity Level, SIL*, parfois noté en dB SIL) comme étant :

$$L_I = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_{eff}}{I_{ref}} \right) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{p_{eff}^2}{p_{ref}^2} \right) = L_p$$

En choisissant l'intensité de référence à $I_{ref} = 10^{-12} \text{ W.m}^{-2}$ on retrouve bien la pression de référence $p_{ref} = \sqrt{Z \cdot I_{ref}} = 20 \text{ } \mu\text{Pa}$

■ Sons graves ou aigus : le contenu fréquentiel

Mis à part son amplitude (la surpression $p(t)$), un son est aussi caractérisé par son **contenu fréquentiel**. En tant que phénomène vibratoire il est en effet légitime de s'intéresser à la décomposition d'une onde acoustique en vibrations élémentaires, un son est alors complètement défini par son **spectre d'amplitude** et son spectre de phase. Le spectre d'amplitude renseigne sur le « poids » ou la puissance des différentes fréquences alors que le spectre de phase renseigne sur la présence de structures cohérentes dans le signal, l'oreille humaine et les capteurs acoustiques sont essentiellement sensibles à l'amplitude et non à la phase, ainsi par « contenu fréquentiel » on entend spectre d'amplitude.

D'un point de vue mathématique le spectre est obtenu grâce à la Transformée de Fourier du signal :

$$Sp(f) = \text{TF}[p](f) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-i2\pi f t} dt$$

$|Sp(f)|^2$: spectre d'amplitude
 $\text{Arg}(Sp(f))$: spectre de phase

Il est justifié de s'intéresser à $|Sp(f)|^2$ plutôt qu'à $|Sp(f)|$ car le théorème de Parseval relie directement la première quantité à l'énergie (par unité de surface) du signal :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |Sp(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{+\infty} p^2(t) dt = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} p^2(t) dt = \Delta t \cdot \langle p^2 \rangle_{\Delta t}$$

où $\langle p^2 \rangle_{\Delta t}$ est la pression quadratique moyenne calculée sur la durée Δt du signal, celle-ci est proportionnelle à l'intensité acoustique moyenne sur cette durée. En pratique on utilise la **densité spectrale de puissance** (*DSP*) dont l'unité est Pa^2/Hz [3] :

$$DSP(f) = \frac{1}{\Delta t} \cdot |Sp(f)|^2 \quad \text{qui vérifie} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} DSP(f) df = \langle p^2 \rangle_{\Delta t}$$

La densité spectrale de puissance pourra être exprimée en décibels par hertz (dB SPL/Hz) avec la même référence que celle du niveau de pression acoustique L_p :

$$L_{DSP} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{DSP(f)}{p_{ref}^2} \right)$$

En moyenne, une personne dotée d'une oreille saine peut entendre des sons dont les fréquences varient de **20 Hz à 20 kHz**. En-deçà on parle d'infrasons (la vibration acoustique est alors plus ressentie comme un souffle que comme un son), et au-delà on parle d'ultrasons.

Notre oreille est principalement sensible aux rapports entre fréquences, de là découle d'ailleurs la notion d'harmonie en musique (plusieurs notes jouées en même temps sont jugées agréables si les rapports entre les fréquences fondamentales sont entiers). Cela conduit donc à préférer une échelle logarithmique plutôt que linéaire pour repérer la fréquence, une version « discrétisée » du spectre sera un spectre en **bandes d'octave**, de **tiers d'octave** ou autre.

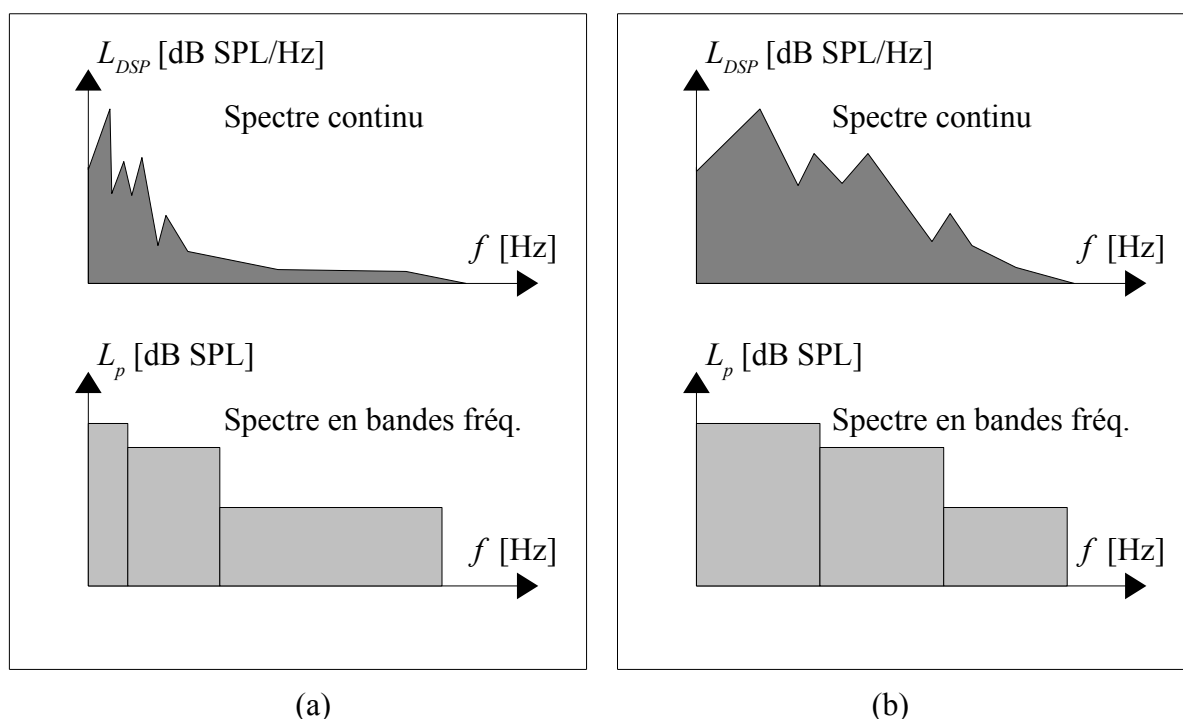


Fig. 2 – Spectre continu et en bandes fréquentielles. Échelle linéaire (a) et logarithmique (b)

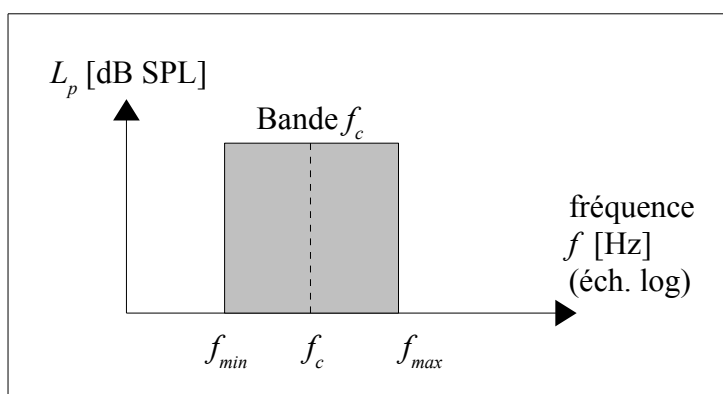


Fig. 3 – Schéma d'une bande de fréquence

Une bande de fréquence est souvent définie par sa fréquence centrale f_c , sa largeur dépend du type de bande : on utilise majoritairement l'octave ($f_{max} = 2 \times f_{min}$) ou le tiers d'octave ($f_{max} = 2^{1/3} \times f_{min}$), la largeur est toujours proportionnelle à la fréquence centrale.

Bande	f_c	ex : $f_c = 1000$ Hz
octave	$[2^{-1/2} f_c ; 2^{1/2} f_c]$	[707 ; 1414 Hz]
1/3 d'octave	$[2^{-1/6} f_c ; 2^{1/6} f_c]$	[891 ; 1123 Hz]

Le niveau de pression acoustique d'une bande donnée (en dB SPL) correspond simplement à l'intégration de la densité spectrale de puissance sur cette bande :

$$L_p(f_c) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{1}{p_{ref}^2} \int_{f_{min}}^{f_{max}} DSP(f) df \right)$$

Sur l'étendue du spectre audible les bandes d'octave et de tiers d'octave ont été standardisées (on donne les fréquences centrales f_c en Hz) [4] :

<i>octave</i>	16			31,5			63			125			250			500		
<i>1/3 octave</i>	12,5	16	20	25	31,5	40	50	63	80	100	125	160	200	250	315	400	500	630

1000			2000			4000			8000			16000		
800	1000	1250	1600	2000	2500	3150	4000	5000	6300	8000	10000	12500	16000	20000

■ Bruit blanc et bruit rose

Un **bruit blanc** est un signal acoustique qui ne présente pas de fréquence particulière privilégiée, sa densité spectrale de puissance est une fonction constante. Sa représentation en bandes de tiers d'octave augmente de 1 dB par bande (ce qui correspond à une multiplication par $2^{1/3}$ de l'intervalle d'intégration). Un **bruit rose** se caractérise par une densité spectrale de puissance constante en bandes de fréquences, ce qui se traduit par une $DSP(f)$ qui varie en $1/f$. Ce modèle de bruit est plus représentatif de ce que nous percevons dans notre environnement, il a une origine physique.

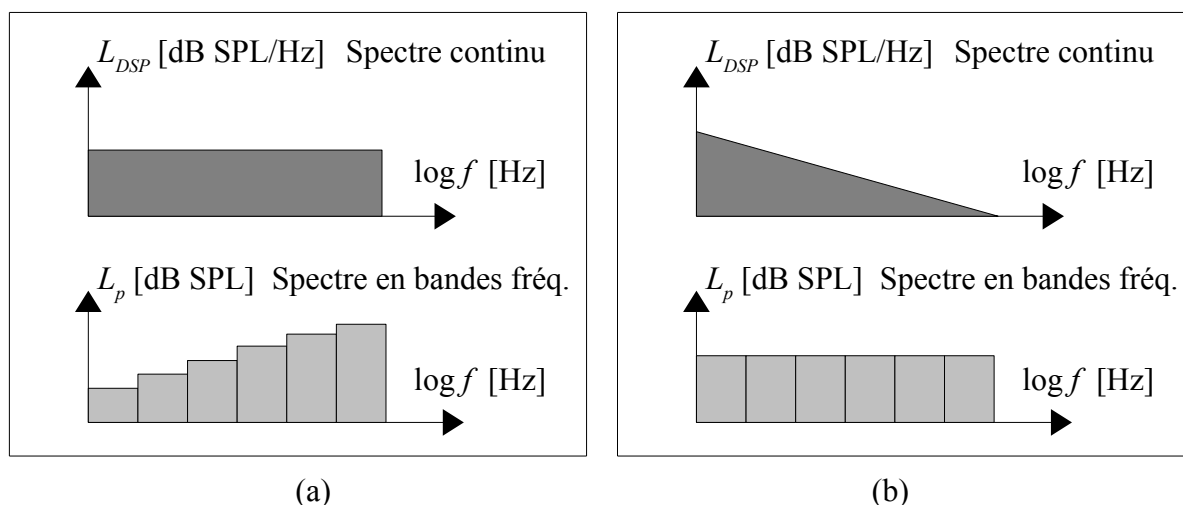


Fig. 4 – Densité spectrale de puissance. Bruit blanc (a) et bruit rose (b)

■ Perception du son : la pondération temporelle

Deux sons de même contenu fréquentiel et de même amplitude ne seront pas perçus de la même façon si leur structure et leur durée ne sont pas de nature identique. On distingue généralement [2] :

- le **bruit continu** : aucune structure repérable, la mesure de ses caractéristiques est indépendante de la durée de la mesure et de l'instant auquel celle-ci débute
- le **bruit intermittent** : structure cyclique, un motif bien identifiable se répète dans le temps, la détermination de ce type de bruit passe par la mesure d'un cycle complet
- le **bruit à caractère impulsif** : correspond à un bruit très localisé dans le temps, son étude doit comprendre une mesure totale de celui-ci

Cette distinction peu formelle est surtout utile pour qualifier une gêne occasionnée par un bruit, elle est donc intimement liée à notre perception du son. De celle-ci découle alors plusieurs manières de mesurer une intensité sonore. En effet le terme de pression efficace p_{eff} utilisé dans le calcul du niveau de pression acoustique n'a pas été explicité, en pratique celui-ci se calcule en intégrant la pression instantanée $p(t)$ sur une certaine durée, ce qui correspond à une certaine constante d'intégration. On choisit alors la constante la mieux adaptée aux caractéristiques du bruit que l'on cherche à mesurer, on parle de **pondération temporelle**.

On distingue un **niveau instantané** (*Root Mean Square, RMS*) [4] :

$$p_{RMS, T_i}^2(t_i) = \frac{1}{T_i} \int_{-\infty}^{t_i} p^2(t) e^{-(t_i-t)/T_i} dt$$

et un **niveau moyen ou équivalent**, pour lequel l'intégration se fait sur toute la durée de la mesure :

$$p_{RMS, eq}^2 = \langle p^2 \rangle_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} p^2(t) dt$$

Lors de mesures au moyen d'un sonomètre ces constantes d'intégration ont été standardisées, on trouve trois niveaux :

niveau	constante T_i
F (Fast)	125 ms
S (Slow)	1 s
I (Impulse)	35 ms

En pratique le niveau instantané en *Impulse* est obtenu en ajoutant un détecteur de crête de constante de temps $\tau = 1,5$ s à la pression quadratique moyenne sur T_i : $p_{RMS}^2(t_i) \cdot \delta_\tau(t_i)$

Ces calculs ont été implémentés dans des procédures *MatLab*TM, dans la suite on utilise un exemple simple d'une mesure d'un son sur 6 secondes pour illustrer ceux-ci. Le modèle d'onde acoustique choisi est :

$$p(t) = p_0 \cdot (\cos(2\pi f_0 t) + 0,5 \cos(2\pi f_1 t))$$

avec : $p_0 = 0,02$ Pa ; $f_0 = 4$ Hz et $f_1 = 1$ Hz.

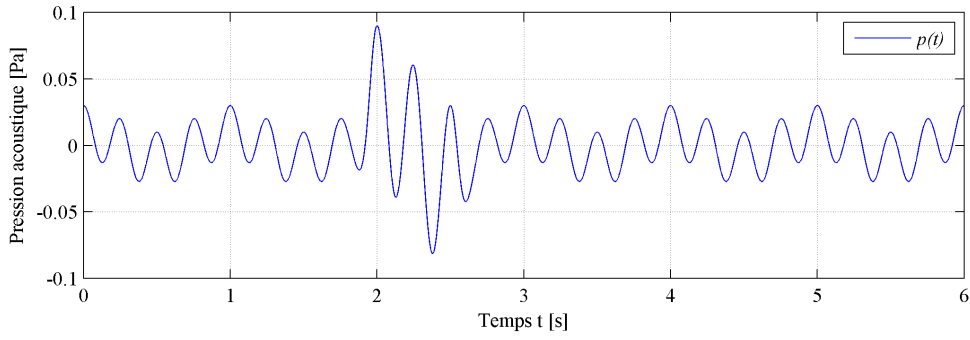


Fig. 5 – Pression acoustique $p(t)$

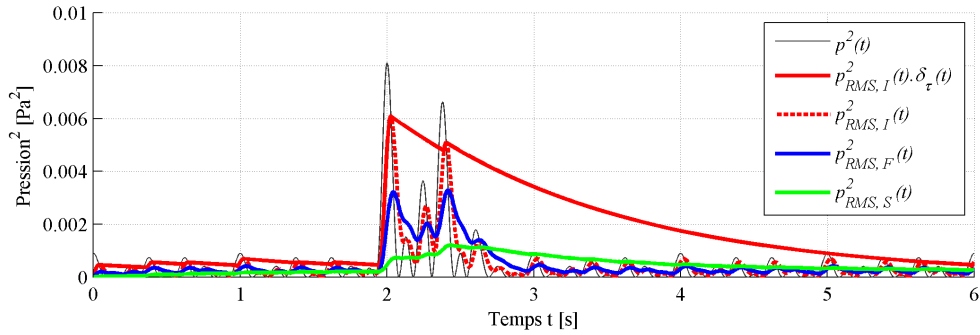


Fig. 6 – Niveaux instantanés, $p^2(t)$ et $p_{RMS}^2(t)$

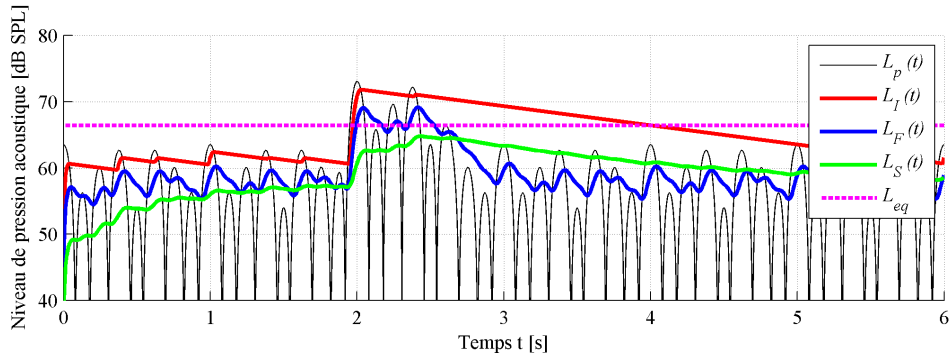


Fig. 7 – Niveaux de pression acoustique instantanés en dB SPL

Selon ce que l'on cherche à mesurer, le niveau de pression efficace est donc [4] :

Niveau F, S ou I max.	$p_{eff}^2 = \max_{\Delta t} p_{RMS, T_i}^2(t_i)$ avec $T_i = T_F, T_S$ ou T_I
Niveau F, S ou I min.	$p_{eff}^2 = \min_{\Delta t} p_{RMS, T_i}^2(t_i)$ avec $T_i = T_F, T_S$ ou T_I
Niveau équivalent	$p_{eff}^2 = p_{RMS, eq}^2$
Niveau <i>Impulse</i> équivalent	$p_{eff}^2 = p_{RMS, Ieq}^2 = \langle p_{RMS, T_i}^2 \rangle_{\Delta t}$ avec $T_i = T_I$
Niveau de crête	$p_{eff}^2 = \max_{\Delta t} p^2(t)$

On donne ci-après le résultat de ces différentes mesures après la conversion en échelle log, on obtient donc des niveaux de pression acoustique en dB SPL.

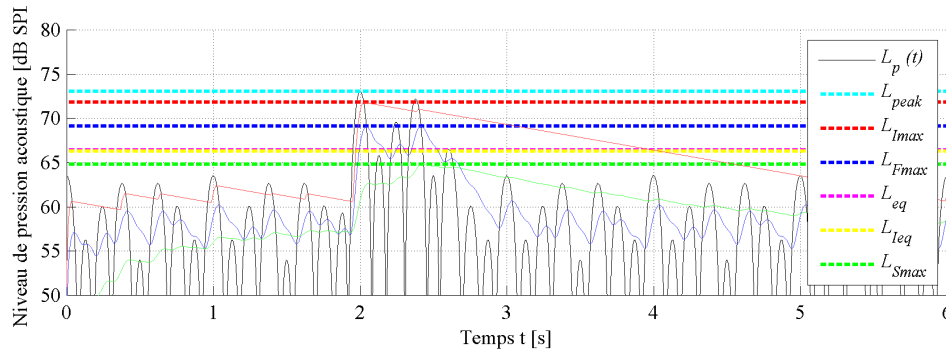


Fig. 8 – Résultats de la mesure, différents niveaux de pression acoustique

Il est important de noter que, par construction, les niveaux moyens L_{eq} et L_{leq} dépendent du temps de mesure (puisque'il s'agit de moyennes sur Δt), alors que les niveaux max L_{peak} , L_{lmax} , L_{Fmax} , et L_{Smax} ne dépendent que du pic maximum présent dans la mesure (et minimum pour les niveaux min).

■ Perception du son : la pondération fréquentielle

En parallèle de cela l'ouïe se caractérise par une baisse d'acuité dans les basses fréquences (< 200 Hz) et les très hautes fréquences (> 10 kHz). Afin de simuler une réponse en fréquence qui soit similaire au ressenti de notre oreille, les acousticiens utilisent une **pondération fréquentielle** qui agit comme une sorte de filtre : elle consiste à réduire le poids des bandes de fréquence les plus basses et les plus hautes.

Selon le bruit étudié la pondération employée ne sera pas la même, la **pondération A** est celle qui caractérise le mieux l'ouïe humaine pour des sons médiums (ni trop graves ni trop aigus). Cependant en présence d'un bruit très basse fréquence par exemple, la gêne occasionnée sera sous-estimée c'est pourquoi on emploie parfois la **pondération C**, plus à même de rendre compte de la spécificité d'un tel bruit.

L'absence de pondération, ou **pondération Z**, correspond à un son dont le spectre n'est pas modifié. Pour des mesures qui n'impliquent pas le ressenti humain c'est généralement ce qui prévaut.

On donne ci-après ces pondérations (en dB) pour les bandes de tiers d'octaves standardisées [4].

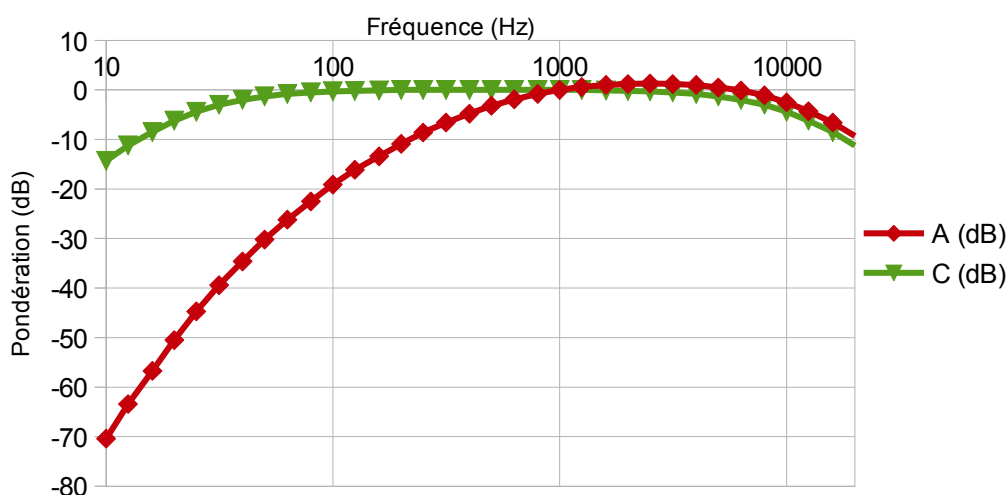


Fig. 9 – Pondérations fréquentielles A et C dans chaque bande de tiers d'octave

Ces calculs de spectres avec différentes pondérations ont été implantés dans *MatLab*TM ce qui permet de visualiser aisément le contenu fréquentiel d'un signal quelconque.

On présente ci-dessous un exemple de signal impulsionnel (modèle d'ondelette de fréquence fondamentale 30 Hz auquel est ajouté une réverbération rudimentaire et un bruit rose).

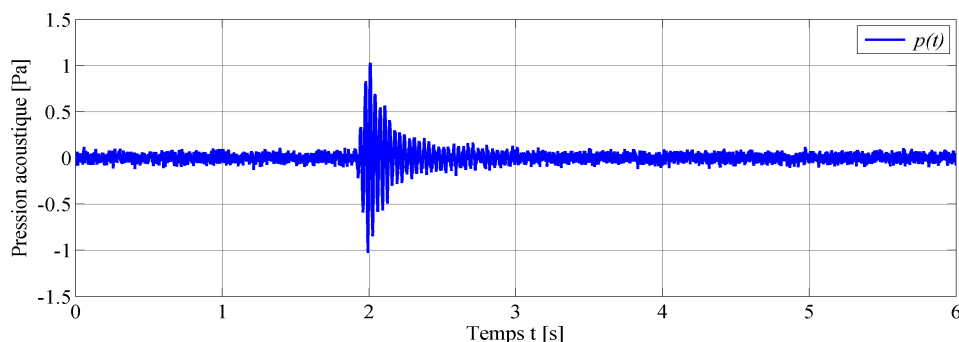


Fig. 10 – Simulation d'un signal impulsionnel

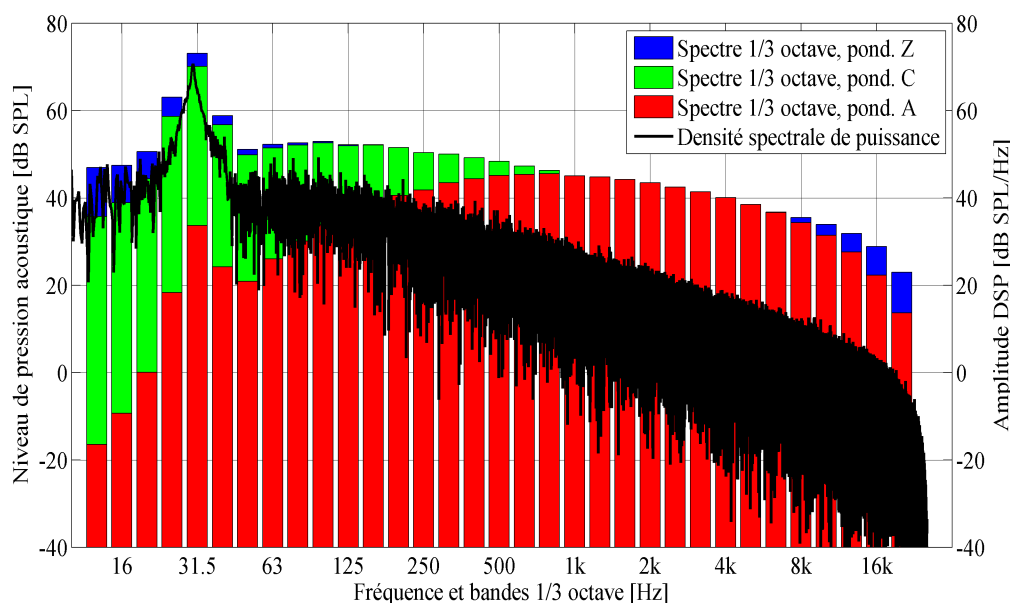


Fig. 11 – Contenu fréquentiel du signal, spectre continu et par bandes de tiers d'octave

Le sonomètre

■ Description de l'appareil

Le sonomètre est un appareil de mesure qui permet de calculer en temps réel toutes les grandeurs explicitées précédemment (niveaux de pression et niveaux par bandes de tiers d'octave).

Nous présenterons en particulier les calculs opérés dans le modèle 2250 de chez *Brüel & Kjær*TM.



Fig. 12 – Photo du sonomètre modèle 2250 © Brüel & Kjær

■ Enregistrement en fichier Wave

Lors du lancement d'une mesure, tous les calculs sont réalisés en interne et peuvent ensuite être exportés vers un ordinateur. Afin de pouvoir traiter le signal et/ou refaire une partie de ces calculs, l'enregistrement de la mesure peut aussi être exporté au format Wave (.wav). Il s'agit du signal codé sur 16 bits (65 536 digits) et échantillonné à la fréquence de 48 kHz (48 000 points de mesure par seconde).

Attention, dans un fichier Wave l'échelle des valeurs prises par les points de mesure est définie par rapport à la saturation : chaque valeur est comprise entre -1 et 1 (ou entre -32768 et +32767 digits), la valeur ± 1 correspondant à la saturation (écrêtage du signal lors du dépassement de la dynamique autorisée). Il est souvent associé à cette échelle le **dB FS** (*Full Scale*) allant de $-\infty$ à 0, où 1 est la valeur de référence. Ainsi $-\infty$ dB FS correspond à l'absence de son, et 0 dB FS correspond à la saturation.

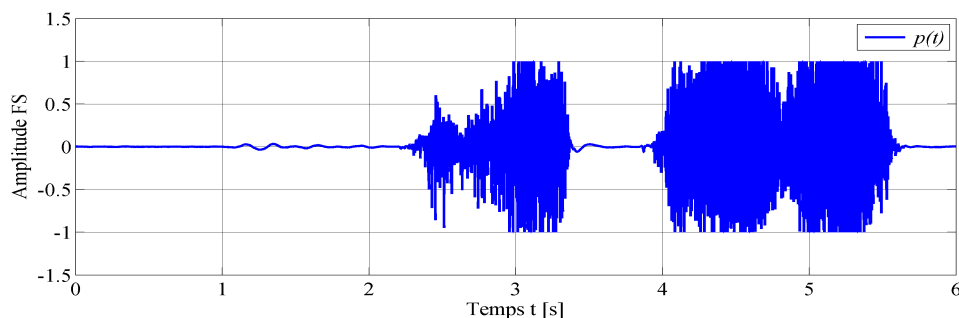


Fig. 13 – Exemple d'enregistrement saturé, le signal est inexploitable

Un fichier Wave ne contient donc aucune information sur le niveau de pression (en Pa ou dB SPL) du signal enregistré. Ce qui est tout à fait normal, car il s'agit d'un fichier informatique qui ne répond qu'aux standards de la lecture sur support numérique, l'intensité du son émis ensuite ne dépendra pas uniquement de l'amplitude dans le fichier mais du volume choisi sur la machine, des conditions d'écoute, etc.

Il est donc nécessaire de récupérer la valeur de configuration du sonomètre qui correspond à la saturation. Pour le modèle 2250 cette valeur est par défaut 90,92 dB, ce qui signifie que tout pic qui sera mesuré supérieur à 90,92 dB sera écrêté dans l'enregistrement Wave. Cette valeur concerne

uniquement les enregistrements Wave par le sonomètre et n'affecte en aucun cas les calculs de niveau de pression en interne, ceux-ci ne sont pas réalisés sur la base de ce fichier. La réelle limitation en intensité lors d'une mesure se situe autour de 140 dB.

En fonction de l'intensité du son que l'on s'apprête à mesurer, la valeur de crête peut être choisie pour éviter la saturation des enregistrements :

- dans le menu « *configuration* » > « *enreg. audio* » > « *niv. crête enreg.* »
- les valeurs proposées vont de 70,92 à 140,92 dB, par palier de 10 dB

Attention, en général la vraie valeur de crête est légèrement supérieure à celle choisie (de 0 à 5 dB de plus environ), cela dépend du moment et cela peut varier entre deux campagnes de mesures. Afin de retrouver la valeur exacte il suffit de regarder les métadonnées fournies dans le fichier *Excel*™ lors d'un export de mesures :

- onglet « *Setup* » > colonne « *[Sound Recording] Peak Rec. Level* »

Un autre moyen pour retrouver cette valeur est de récupérer le niveau L_{Zpeak} d'un enregistrement qui n'a pas saturé, autrement dit le maximum du signal, qui peut être repéré sans ambiguïté dans le fichier Wave (s'assurer au préalable que le sonomètre enregistre bien en pondération Z, cf. menu « *configuration* »).

■ *Spectre en bandes fréquentielles*

Le sonomètre peut réaliser plusieurs sortes de spectres, mis à part les pondérations A, B, C et Z le calcul des bandes peut se faire en L_{Fmax} , L_{Fmin} , L_{Smax} , L_{Smin} ou L_{eq} . Pour cela le signal est d'abord filtré dans les différentes bandes, puis le calcul du niveau de pression (selon le mode choisi) est appliqué au résultat du filtrage pour chaque bande. À ces valeurs (en dB) s'ajoute la pondération fréquentielle choisie.

La méthode présentée précédemment pour l'obtention du spectre en bandes fréquentielles à partir de la densité spectrale de puissance (intégration sur chaque bande) n'est pas employée ici car elle ne permet pas l'utilisation de différentes pondérations temporelles, elle est en fait équivalente au spectre en L_{eq} .

Le filtrage est réalisé avec un filtre passe-bande de Butterworth, qui a la propriété de présenter un gain aussi constant que possible dans sa bande passante. Sa fonction de transfert est définie par [5] :

$$H(p) = \frac{1}{\prod_{k=1}^n (p - p_k)} \quad \text{avec} \quad p_k = e^{i(2k+n-1)\pi/(2n)}$$

Avec n l'ordre du filtre. Son gain est :

$$|H(p)|^2 = \frac{1}{1 + p^{2n}}$$

En dehors de la bande passante ce gain présente une décroissance de $-(n \times 20)$ dB par décade.

$$\begin{aligned} H(p) &= \frac{1}{1+p} \quad (\text{ordre 1}) ; & H(p) &= \frac{1}{1 + \sqrt{2} \cdot p + p^2} \quad (\text{ordre 2}) \\ H(p) &= \frac{1}{(1+p)(1+p+p^2)} \quad (\text{ordre 3}) \end{aligned}$$

p est la variable réduite de Laplace, en notation complexe on aura :

$$p = i \frac{f}{f_0} \quad \text{pour un filtre passe-bas de fréquence de coupure à -3 dB : } f_0$$

$$p = -i \frac{f_0}{f} \quad \text{pour un filtre passe-haut de fréquence de coupure à -3 dB : } f_0$$

$$p = iQ \left(\frac{f}{f_c} - \frac{f_c}{f} \right) \quad \text{pour un filtre passe-bande de fréquence centrale : } f_c$$

Où Q est le quotient de largeur de bande. La largeur de bande B et les deux fréquences de coupure f_1 et f_2 (à -3 dB) sont reliées à Q et f_c selon :

$$B = f_2 - f_1 ; \quad f_1 \cdot f_2 = f_c^2 ; \quad Q = \frac{f_c}{B}$$

$$f_1 = \frac{f_c}{a} ; \quad f_2 = a \cdot f_c ; \quad \text{où } a = \frac{1}{2Q} (1 + \sqrt{1 + 4Q^2})$$

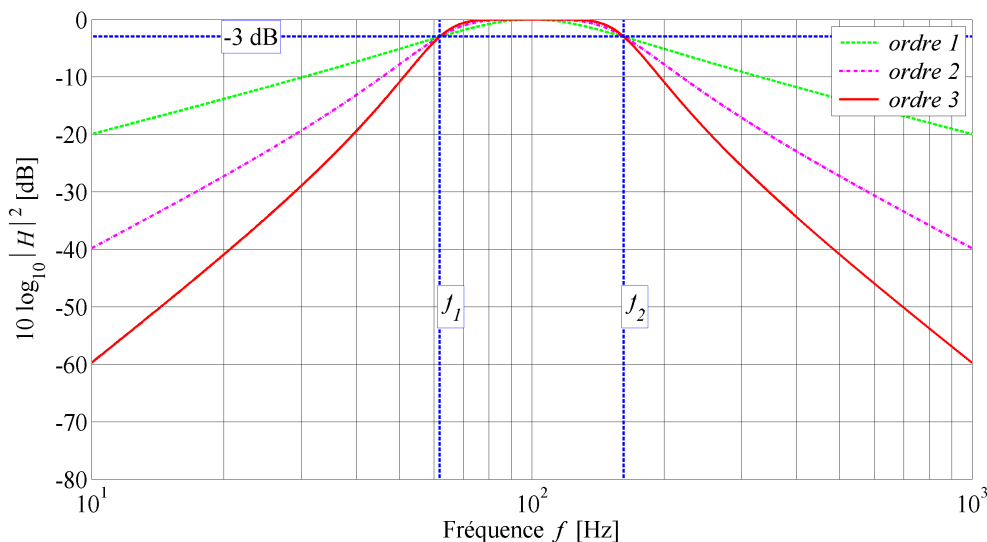


Fig. 14 – Exemple de filtre passe-bande de Butterworth (gain en dB), $f_c = 100$ Hz et $B = 100$ Hz

L'utilisation de ce genre de filtre a été normalisée pour l'établissement de spectre en bandes fréquentielles, la norme américaine ANSI est souvent employée. Cette dernière définit les caractéristiques du filtre à utiliser pour un calcul en bandes de tiers d'octave [6].

Fréquences de coupure : $f_1 = 2^{-1/6} \cdot f_c ; \quad f_2 = 2^{1/6} \cdot f_c$

Largeur de bande de référence : $B_r = f_2 - f_1$

Quotient de référence : $Q_r = \frac{f_c}{B_r}$

Quotient de calcul : $Q_d = \frac{\pi/2n}{\sin(\pi/2n)} Q_d \quad \text{où } n \text{ est l'ordre du filtre}$

L'emploi d'un quotient de calcul légèrement différent du quotient réel ($Q_r = 4,32$ et $Q_d = 4,52$ pour

un ordre 3) est là pour compenser certaines erreurs de calcul du fait de l'utilisation de ce filtre. Le choix d'un ordre 3 est suffisant dans les cas courants, pour lesquels une très grande précision n'est pas attendue (erreur de $\sim 0,5$ dB sur le résultat final).

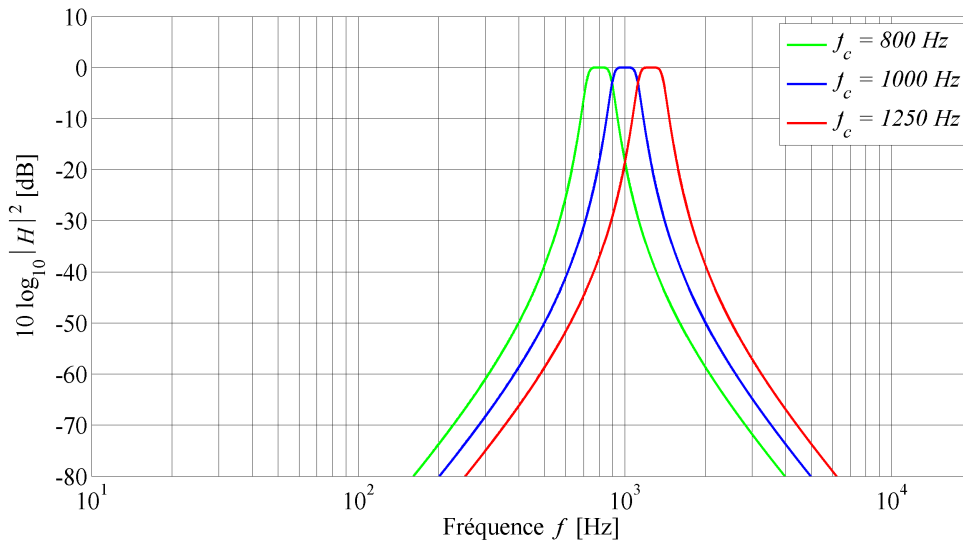


Fig. 15 – Filtres des 3 bandes de tiers d'octave à 800, 1000 et 1250 Hz

■ Formules utilisées pour les calculs de niveaux de pression

Les différents niveaux de pression acoustique sont calculés à partir du niveau de base $L_{XY}(t_i)$ [4] :

$$L_{XY}(t_i) = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{1}{p_{ref}} \sqrt{\frac{1}{T_Y} \int_{-\infty}^{t_i} p_X^2(t) e^{-(t_i-t)/T_Y} dt} \right)$$

où :

- X représente la pondération fréquentielle : A, B, C ou Z
- Y représente la pondération temporelle : F (125 ms) ou S (1 s)

Si la pondération temporelle est I (35 ms) on a :

$$L_{XI}(t_i) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{1}{p_{ref}^2} \delta_\tau \left(\frac{1}{T_Y} \int_{-\infty}^{t_i} p_X^2(t) e^{-(t_i-t)/T_Y} dt \right) \right)$$

où :

- $\delta_\tau(.)$ est l'opérateur détecteur de crête avec une constante de temps $\tau = 1,5$ s

Le **niveau instantané** affiché sur le sonomètre (mesure en temps réel) est donc $L_{XY}(t_i)$ où t_i correspond à un incrément de Δt . Notations : L_{ZI} , L_{AF} , etc.

Le **niveau SPL** renvoie au maximum de $L_{XY}(t_i)$ entre deux incréments $\Delta t = 1$ s. Notations : $L_{ZI(SPL)}$, $L_{AF(SPL)}$, etc.

Le **niveau max** se réfère au maximum de $L_{XY}(t_i)$ sur la durée de la mesure Δt . Notations : L_{ZImax} , L_{AFmax} , etc.

Le **niveau min** se réfère au minimum de $L_{XY}(t_i)$ sur la durée de la mesure Δt . Notations : L_{Zlmin} , L_{AFmin} , etc.

Le **niveau moyen ou équivalent** correspond à une moyenne sur toute la durée de la mesure Δt (elle débute au temps t_0). Notations : L_{Zeq} , etc.

$$L_{Xeq}(t_0) = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{1}{p_{ref}} \sqrt{\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} p_X^2(t) dt} \right)$$

Le **niveau équivalent I** pour une pondération temporelle I. Notations : L_{Zleq} , etc.

$$L_{Xleq}(t_0) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} 10^{L_{Xl}(t)/10} dt \right)$$

Les définitions de tous ces calculs sont exactement les mêmes que celles présentées précédemment.

Sources acoustiques

■ Cadre et modèle

Nous nous sommes jusqu'à présent focalisé sur la mesure des caractéristiques d'un son en un point donné de l'espace, sans réellement s'intéresser à l'origine de ce son. Le modèle de « source acoustique » permet justement d'étudier la relation entre émetteur et récepteur d'un son.

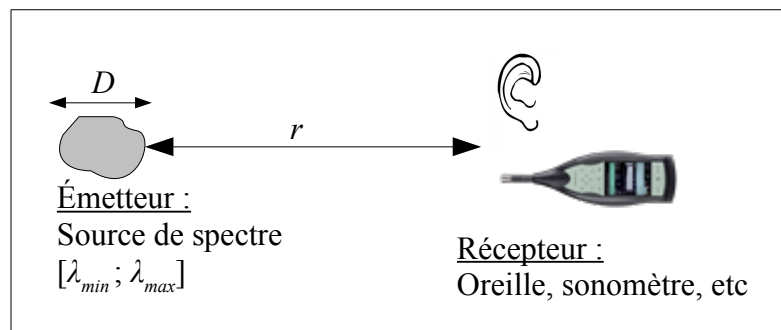


Fig. 16 – Modèle d'une source de taille caractéristique D , et de spectre $[\lambda_{min} ; \lambda_{max}]$

On définit la bande d'émission de la source par les longueurs d'onde λ_{min} et λ_{max} qui correspondent aux deux fréquences de coupure de cette bande (via la relation $c = \lambda \cdot f$ avec $c = 340$ m/s la célérité du son dans l'air).

Par rapport à la distance r qui sépare le récepteur de la source on définit généralement [1] :

- le champ à faible distance : $r \ll D$
- le champ à grande distance : $r \gg D$
- le champ proche : $r \ll \lambda_{min}$
- le champ lointain : $r \gg \lambda_{max}$

Lorsqu'on se place dans le cas d'un champ à grande distance, on fait souvent l'hypothèse d'une source ponctuelle (pas de prise en compte d'une forme particulière de la source) qui émet une onde

sphérique. Toutefois à l'échelle d'un récepteur cette onde sera considérée comme plane.

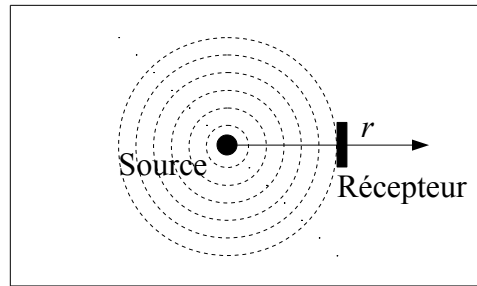


Fig. 17 – Approximation de l'onde sphérique

Afin de prendre en compte la géométrie de l'espace dans lequel émet cette source, on définit le facteur de directivité Q à une distance r de la source :

$$Q(r) = \frac{4\pi r^2}{S(r)}$$

où $S(r)$ est la surface effectivement rayonnée. Par exemple, on a pour une source émettant dans un demi-espace : $S(r) = 2\pi r^2$, d'où $Q(r) = 2$.

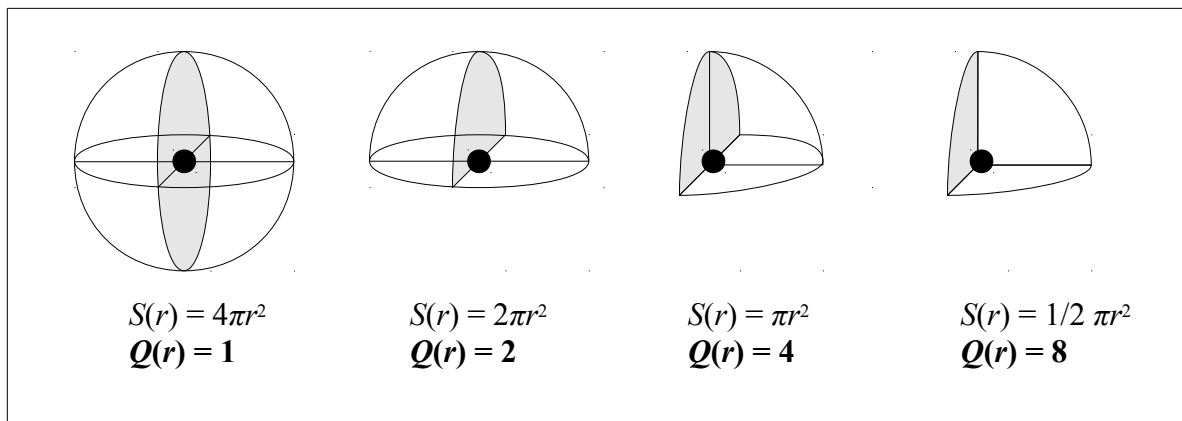


Fig. 18 – Exemple de facteurs de directivité

■ Puissance acoustique d'une source

La puissance acoustique W_s d'une source est une caractéristique intrinsèque de celle-ci, elle correspond à la puissance qu'elle peut fournir au milieu extérieur. Elle se mesure en Watts (W). Par analogie avec le niveau de pression acoustique on définit le niveau de puissance acoustique par [7] :

$$L_W = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{W_s}{W_{ref}} \right)$$

où la puissance de référence est prise à $W_{ref} = 10^{-12}$ W, ce qui permet de faire le lien avec l'intensité de référence $I_{ref} = 10^{-12}$ W.m⁻², elle-même déduite de la pression de référence $p_{ref} = 20$ μPa.

W_{ref} correspond à une intensité I_{ref} rayonnée sur une surface de 1 m².

$$I_{ref} = \frac{p_{ref}^2}{Z} = \frac{W_{ref}}{1 \text{ m}^2}$$

Malgré ces liens et le fait que ce niveau de puissance acoustique se mesure en décibels, il ne s'agit pas de dB SPL pour autant. Attention à ne pas faire la confusion, le niveau de pression acoustique L_p est bien égal au niveau d'intensité acoustique L_I , mais est totalement différent de L_W : L_p dépend du contexte dans lequel a été effectuée la mesure (distance à la source, réverbérations, qualité de l'air, etc.) alors que L_W est propre à la source et ne dépend pas de ce contexte de mesure.

En pratique, une mesure directe de la puissance acoustique est impossible car cette grandeur reste théorique, elle n'est qu'un outil de calcul tout en ayant néanmoins un sens physique. *In fine*, sa mesure sera toujours obtenue par le biais d'une mesure de pression acoustique (voir plus loin).

En première approximation on peut estimer la puissance acoustique d'une source par le niveau de pression mesuré à proximité de celle-ci, on considère dans ce cas que le récepteur (l'instrument de mesure) est suffisamment proche pour négliger l'influence de l'environnement : atténuation dans l'air, réverbérations, etc. Cette approximation est d'ailleurs courante lorsque l'on cite ces exemples type : $L_W = 80$ dB pour une voiture, 160 dB pour un avion au décollage (sous-entendu L_p mesuré à quelques mètres de distance).

Attention car la notion de « proximité » reste ambiguë, cf. champ à faible ou grande distance (influence de la forme de la source).

■ Niveau de pression résultant de la contribution de deux sources

En présence de deux sources acoustiques, il est possible de relier le niveau de pression total reçu en un point au niveau de pression de chacune d'elles à ce point de réception si celles-ci sont décorrélées. Par décorrélation on entend : les signaux provenant de chaque source n'ont pas de relation statistiquement significative entre eux.

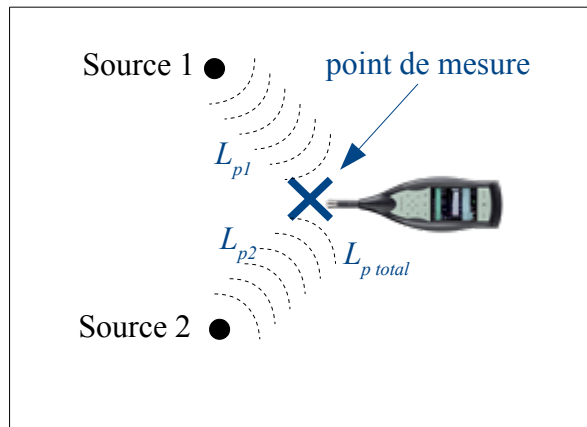


Fig. 19 – Niveau de pression issu de deux sources reçu au point de mesure

Le niveau de pression résultant est précisément [8] :

$$L_{p_{total}} = 10 \cdot \log_{10} \left(10^{L_{p1}/10} + 10^{L_{p2}/10} \right)$$

On ne s'intéresse pas ici à la spatialisation ou autre de ces sources mais simplement au niveau de pression reçu en un point donné de l'espace, celui où on effectue la mesure. Dans un souci de

commodité on désignera ces sources par leur niveau respectif en ce point, sachant qu'il ne s'agit nullement d'une caractéristique intrinsèque de celles-ci.

Sachant que l'on manipule des grandeurs logarithmiques, le niveau résultant n'est pas donné par la somme $L_{p1} + L_{p2}$: les niveaux en décibels ne s'ajoutent pas, ce sont les puissances qui s'ajoutent.

Plus précisément, les variations de pression acoustique mesurées par le récepteur sont le fait de la contribution de la source 1 et de la source 2, soit :

$$\begin{aligned} p_{total}(t) &= p_1(t) + p_2(t) \\ p_{total}^2(t) &= (p_1(t) + p_2(t))^2 = p_1^2(t) + p_2^2(t) + 2 \cdot p_1(t) \cdot p_2(t) \\ p_{total}^2(t) &\approx p_1^2(t) + p_2^2(t) \end{aligned}$$

Le terme de corrélation $p_1(t) \cdot p_2(t)$ est négligeable devant les deux autres sous l'hypothèse de sources décorréelées (il n'y a aucune chance pour que les variations de p_1 et p_2 concordent, ce terme sera donc nul la plupart du temps), d'où le fait que les intensités (ou puissances, pour une surface de rayonnement donnée) s'ajoutent.

$$I_{total} = I_1 + I_2$$

La formule du niveau résultant est obtenu par passage au logarithme en écrivant :

$$\frac{I_{total}}{I_0} = 10^{L_{p_{total}}/10} ; \quad \frac{I_1}{I_0} = 10^{L_{p1}/10} ; \quad \frac{I_2}{I_0} = 10^{L_{p2}/10}$$

Si le niveau des deux sources est identique, (cas de sources décorréelées) [8] :

$$L_{p1} = L_{p2} \text{ alors } p_{total}^2(t) = 2 \cdot p_1^2(t) \rightarrow L_{p_{total}} = L_{p1} + 3 \text{ dB}$$

Si les deux sources sont identiques (signaux identiques), celles-ci sont de fait corrélées [8] :

$$p_1(t) = p_2(t) \text{ alors } p_{total}^2(t) = 4 \cdot p_1^2(t) \rightarrow L_{p_{total}} = L_{p1} + 6 \text{ dB}$$

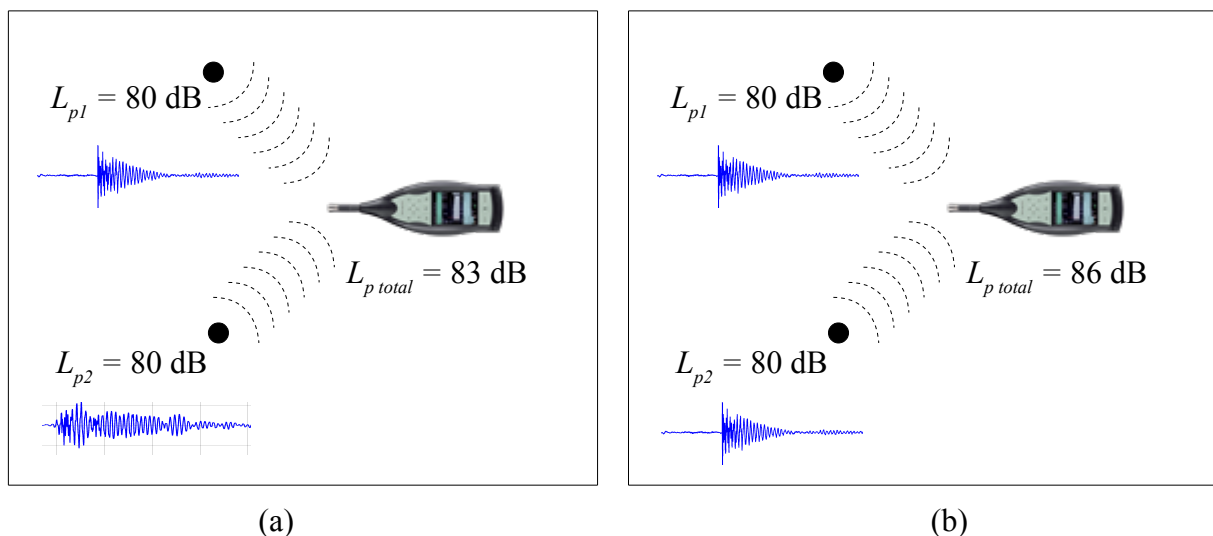


Fig. 20 – Exemple de calcul dans le cas de niveaux identiques. Sources décorréelées (a) et sources identiques (b)

Dans le cas général on a par exemple $L_{p1} \geq L_{p2}$, et on s'intéresse à l'influence de la source 2 sur la mesure du niveau de la source 1 : ceci est particulièrement utile pour modéliser le bruit environnant, la source 1 est considérée comme le signal utile que l'on cherche à mesurer et la source 2 correspond au bruit.

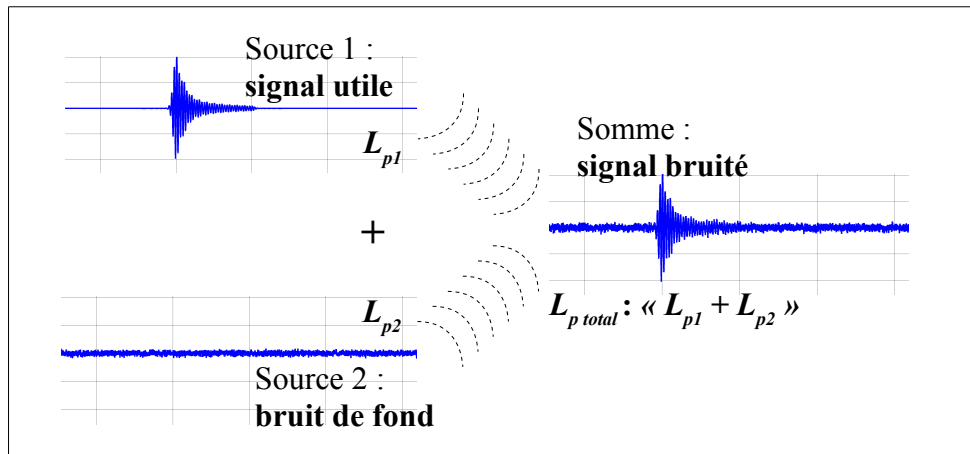


Fig. 21 – Signal bruité vu comme résultant de la contribution de deux sources

On peut montrer que l'erreur commise $L_{p \text{ total}} - L_{p1}$ ne dépend que de la différence de niveau entre les deux sources $L_{p1} - L_{p2}$.

$$L_{p \text{ total}} - L_{p1} = 10 \cdot \log_{10} \left(1 + 10^{-x/10} \right) \quad \text{où } x = L_{p1} - L_{p2}$$

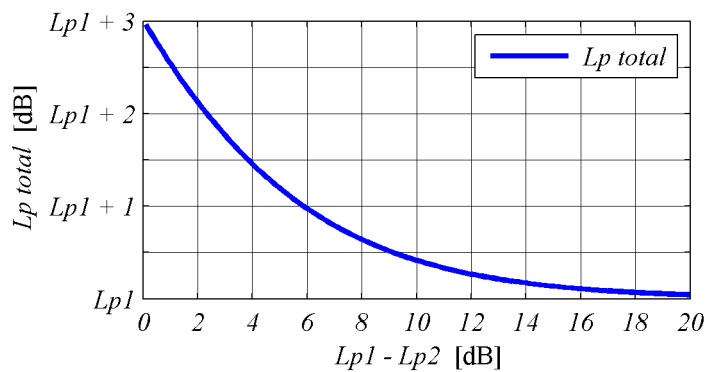


Fig. 22 – Niveau total, somme des deux sources, en fonction de leur différence

On observe qu'au-delà d'une différence de 10 dB entre les deux sources le niveau résultant est à peu de choses près celui de la source prépondérante.

En inversant les notations $L_{p \text{ total}}$ et L_{p1} on peut aussi « soustraire » deux sources de niveaux L_{p1} et L_{p2} (toujours en supposant $L_{p1} \geq L_{p2}$).

$$L_{p \text{ total}} = 10 \cdot \log_{10} \left(10^{L_{p1}/10} - 10^{L_{p2}/10} \right)$$

Dans cette vision la source 1 représente le signal bruité, la source 2 correspond toujours au bruit de fond, et le niveau résultant de la soustraction est considéré comme le signal utile corrigé du bruit (il est censé être la mesure du signal d'origine non bruité).

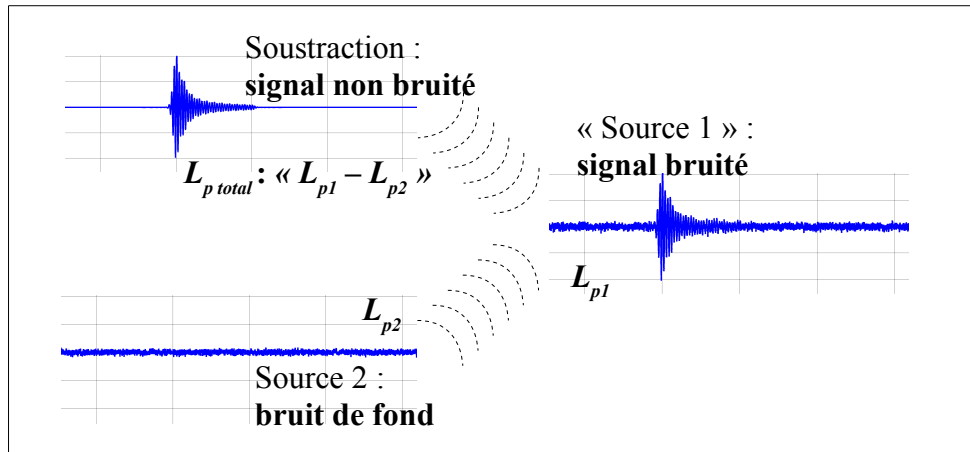


Fig. 23 – Retour au niveau du signal non bruité par soustraction

$$L_{p\text{total}} - L_{p1} = 10 \cdot \log_{10} \left(1 - 10^{-x/10} \right) \quad \text{où } x = L_{p1} - L_{p2}$$

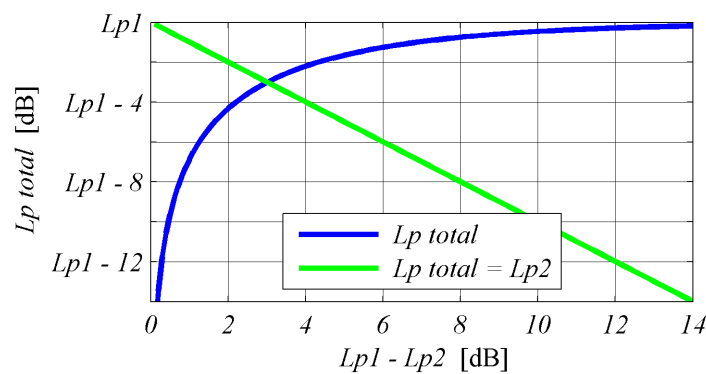


Fig. 24 – Niveau total, soustraction des deux sources, en fonction de leur différence

On retrouve également le fait qu'une différence de 10 dB entre les deux sources entraîne un niveau résultant à peu près égal à celui de la source prépondérante.

Tous ces résultats se généralisent aisément à n sources, à condition qu'elles soient toutes non corrélées entre elles.

Propagation du son

■ Atténuation dans l'air

Une onde acoustique qui se propage dans l'air connaît une atténuation du fait de pertes par viscosité et de dissipations sous forme d'énergie thermique. On utilise généralement un modèle de décroissance exponentielle selon la distance parcourue [9] :

$$I(r) = I_0 e^{-m \cdot r}$$

où :

- I_0 est l'intensité à l'origine $r = 0$ (point de référence à partir duquel on décrit l'atténuation)
- $I(r)$ est l'intensité à la distance r de l'origine
- m est le coefficient d'absorption dans l'air

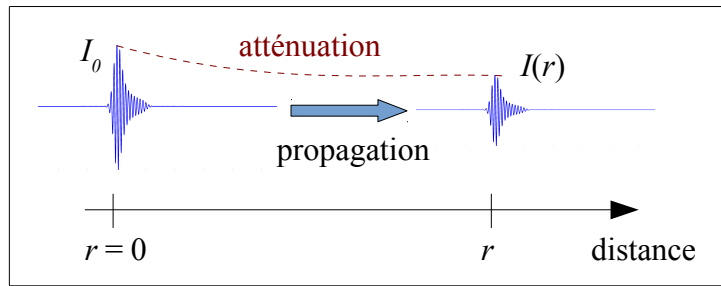


Fig. 25 – Atténuation lors de la propagation dans l'air

Traduit en niveaux d'intensité (ou de pression, ce qui revient au même) cela donne :

$$L_I = L_{I_0} - m \cdot r \cdot \frac{10}{\ln(10)}$$

Le calcul du coefficient m est le fait de résultats expérimentaux, on pourra utiliser l'expression suivante [9] :

$$m = 5,5 \frac{50}{HR} \left(\frac{f}{1000} \right)^{1,7} \cdot 10^{-4}$$

où :

- f est la fréquence du signal, en Hz
- HR est le taux d'humidité relatif, en %, cette formule est valable pour $20 < HR < 80$ %

On donne ci-après l'évolution de l'atténuation (en dB) selon la distance pour différentes fréquences, calculée pour un taux d'humidité de $HR = 20$ %.

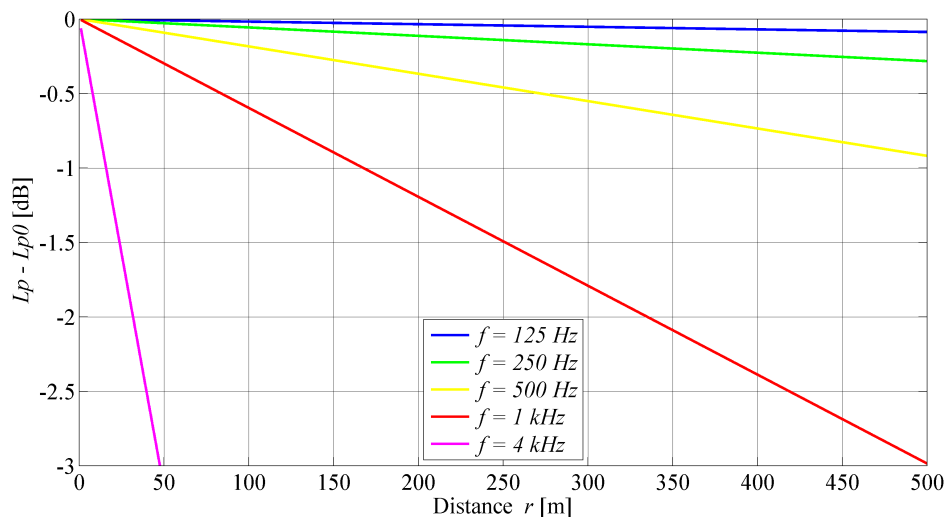


Fig. 26 – Atténuation du niveau de pression (en dB) en fonction de la distance

■ Mesures en champ libre

On parle de **champ libre** lorsqu'on ignore tous les effets liés à la réverbération (réflexions, diffraction, diffusion du son). De la source jusqu'au récepteur, on considère que le son se propage en

ligne droite selon le modèle de l'onde sphérique, on parle aussi d'**onde directe** (qui n'a subi aucune réflexions).

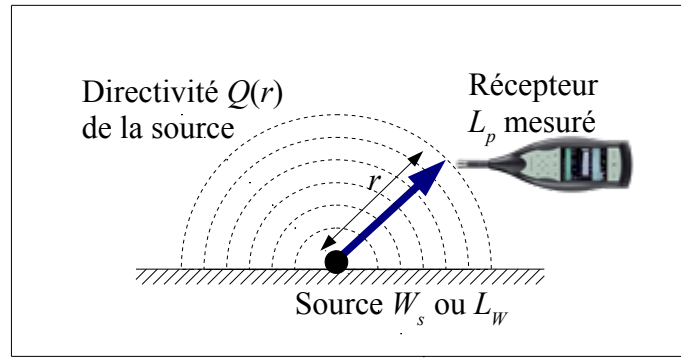


Fig. 27 – Propagation en champ libre dans le demi-espace

Ce modèle va nous permettre de relier facilement la puissance acoustique de la source L_w au niveau de pression L_p mesuré à une certaine distance r de la source.

Sur de faibles distances ($r < 100$ m), l'atténuation dans le milieu (l'air ici) reste négligeable, cette atténuation est principalement due à des pertes par viscosité et des dissipations en énergie thermique [9]. On considère alors que la puissance se conserve entre le point d'émission de l'onde et la surface sur laquelle est rayonnée celle-ci :

$$W_s = W(r) = I(r) \cdot S(r) = \frac{p^2(r)}{Z} \cdot \frac{4\pi r^2}{Q(r)}$$

Et sachant le lien entre puissance de référence W_{ref} et pression de référence p_{ref} on peut transcrire sans problème cette relation en niveau de puissance et niveau de pression (échelle dB) [7] :

$$L_p = L_w + 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{Q}{4\pi r^2} \right)$$

Attention, bien que chaque terme soit en décibels l'écriture de cette relation n'est pas homogène (l'équation est bien homogène globalement mais cette écriture est trompeuse). On mélange trois « niveaux » qui s'écrivent tous en dB mais qui se réfèrent à des mesures très différentes : niveau de pression, niveau de puissance et « niveau d'éloignement à la source » (ou plutôt une correction en dB du fait de la distance séparant la source du récepteur).

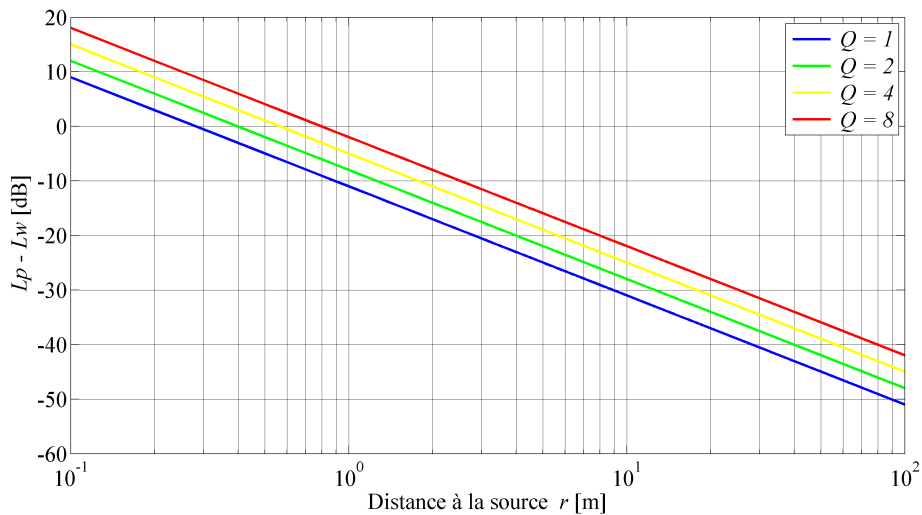


Fig. 28 – Évolution en champ libre selon la distance r pour différents Q

Cette relation permet de définir la mesure de L_W :

$$L_W = L_p \text{ mesuré à la distance } r_0 = \sqrt{\frac{Q}{4\pi}} \text{ pour laquelle } S(r_0) = 1 \text{ m}^2$$

Autrement dit, L_W correspond au niveau de pression acoustique L_p lorsque la surface rayonnée est égale à 1 m^2 .

- Lorsque $r > r_0$, on a $L_p < L_W$: il s'agit du cas général
- Lorsque $r < r_0$, on a $L_p > L_W$: possible avec des sources de petite taille

Afin de respecter l'hypothèse de champ à grande distance, la mesure ne pourra s'effectuer trop proche de la source. On a $r_0 = 0,3 \text{ m}$ pour $Q = 1$ et $r_0 = 0,8 \text{ m}$ pour $Q = 8$, ce qui justifie qu'en général (cas de sources de taille moyenne) on se placera toujours à des distances r supérieures à r_0 .

Attention, car tout cela est uniquement valable sous l'hypothèse de champ libre, celle-ci est applicable en extérieur sous réserve d'avoir $r < 100 \text{ m}$ environ (au-delà on ne peut plus négliger la réverbération sur le sol, l'atténuation dans l'air pour les hautes fréquences et les effets du vent, de la température et de l'humidité) [7]. Dans un milieu clos l'hypothèse de champ libre est difficilement applicable du fait des nombreuses réflexions sur les parois du lieu (voir plus loin).

Pour toutes ces raisons la mesure de L_W n'est possible que sous des conditions très particulières : elle est réalisée en **chambre anéchoïde**, il s'agit d'un local aux parois très absorbantes si bien que des conditions de champ libre parfait sont recréées. Cela permet entre autres une maîtrise du bruit de fond par rapport à une mesure en extérieur.

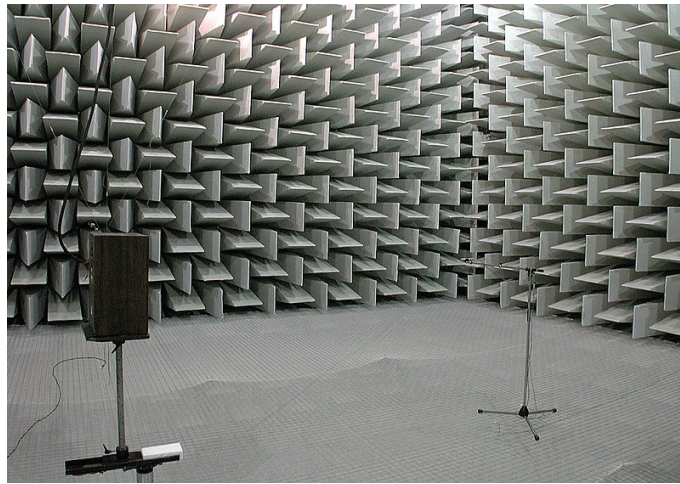


Fig. 29 – Photo d'une chambre anéchoïde © Wikipedia.fr, Art. « chambre anéchoïde »

■ *Mesures en champ diffus : prise en compte de la réverbération, acoustique des salles*

Pour des mesures effectuées dans un milieu clos il convient de prendre en compte la réverbération. Cela revient à caractériser les ondes acoustiques qui sont réfléchies sur les parois du local, de la salle ou de la cavité en question, et c'est ce qui est généralement appelé « l'acoustique du milieu ».

En tant qu'onde, le son connaît des réflexions, réfractions, diffractions et transmissions au contact de milieux différents du milieu ambiant (l'air dans notre cas).

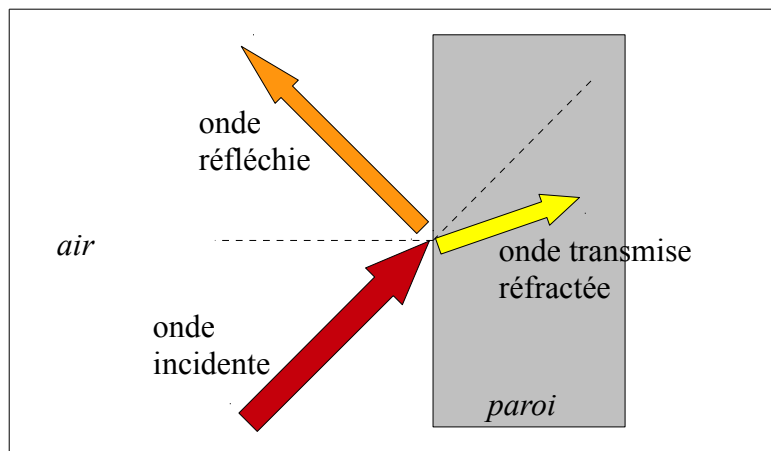


Fig. 30 – Phénomènes en jeu au contact d'une paroi

En réalité ces phénomènes dépendent de la longueur d'onde λ de l'onde incidente par rapport à la taille d des aspérités sur la paroi.

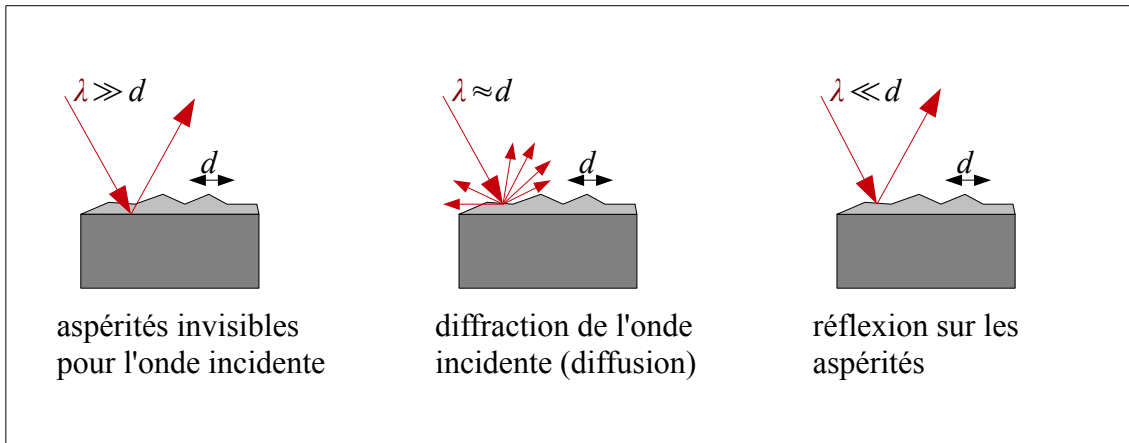


Fig. 31 – Phénomènes en jeu selon la longueur d'onde du faisceau incident

Afin d'étudier la réverbération d'un milieu clos plusieurs théories ont été développées, en particulier la **théorie modale de la réverbération** et la **théorie de Sabine**.

La première se focalise sur les modes de vibration d'un lieu excité par une source acoustique, et fait intervenir une résolution analytique du problème, elle est en ce sens exacte mais limitée à des géométries très simples (typiquement des rectangles).

La deuxième, que nous choisirons pour la suite, se base sur une approche énergétique et fait appel à la notion de champ diffus, elle ne dépend pas de la géométrie particulière du local et constitue une première approximation de l'effet de réverbération [10].

Dans le cas d'une source en milieu clos on considère ainsi deux types d'onde reçus par le récepteur : l'**onde directe** et l'**onde réfléchie**.

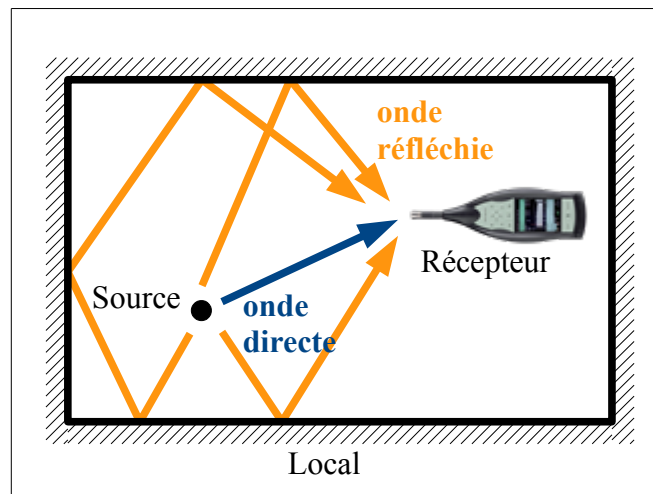


Fig. 32 – Onde directe et onde réfléchie

Cette vision en rayons de l'onde réfléchie reste très schématique car on a vu que les différents phénomènes se produisant au contact des murs peuvent être assez complexes, en réalité le concept d'onde réfléchie englobe toutes les réflexions, diffractions et diffusions en jeu dans la salle.

La théorie de Sabine fait l'hypothèse d'une densité d'énergie acoustique moyenne $\langle e \rangle$ uniforme (identique en tout point de l'espace) si l'on se place suffisamment loin de la source, elle se base sur le bilan énergétique suivant [10] :

$$\frac{d}{dt} \left(\iiint_V \langle e \rangle dV \right) = W_s - W_a$$

où :

- V est le volume de la salle
- W_s est la puissance de la source
- W_a est la puissance absorbée par les parois (murs + sol et plafond)

De manière générale la densité d'énergie acoustique s'écrit :

$$e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \rho_{atm} v^2(\vec{r}, t) + \frac{1}{2} \frac{p^2(\vec{r}, t)}{\rho_{atm} \cdot c}$$

Le premier terme fait référence à une énergie cinétique et le deuxième terme à une énergie potentielle de l'onde acoustique.

Par densité d'énergie moyenne on entend une moyenne temporelle de e sur un laps de temps donné.

$$\langle e \rangle = \langle e \rangle_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} e(t) dt$$

Dans le cas d'une onde plane on a la relation suivante en utilisant l'impédance acoustique :

$$p = Z \cdot v = \rho_{atm} \cdot c \cdot v$$

D'où l'expression de la densité d'énergie pour une onde plane :

$$e = \frac{p^2}{\rho_{atm} \cdot c^2} = \frac{p^2}{Z \cdot c} = \frac{I}{c}$$

Et dans ce cas la puissance rayonnée à travers une surface S s'écrit simplement :

$$W = \iint_S \vec{I} \cdot \vec{dS} = I \cdot S = c \cdot e \cdot S$$

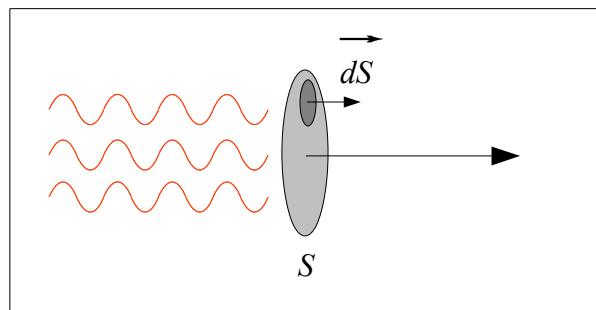


Fig. 33 – Puissance rayonnée à travers une surface, cas d'une onde plane

On peut montrer qu'à partir de cette formulation la puissance absorbée sur un mur s'écrit comme suit dans la théorie de Sabine [10] :

$$W_{\text{absorbée}} = \frac{1}{4} c \cdot \langle e \rangle \cdot \alpha \cdot S$$

où S est la surface du mur et α un coefficient d'absorption acoustique caractéristique du matériau avec lequel est constituée la surface du mur. Le facteur $1/4$ provient du fait que l'incidence de tous les rayons venant frapper le mur n'est pas forcément normale (facteur $1/2$), et du fait que l'on considère seulement à la puissance transmise dans un demi-espace (facteur $1/2$) [10].

Ainsi si l'on somme sur toutes les parois de la salle (murs + sol et plafond) on obtient l'expression de la puissance absorbée :

$$W_a = \frac{c \cdot \langle e \rangle}{4} \sum_{\text{paroi } n^{\circ} i} \alpha_i \cdot S_i$$

Le coefficient d'absorption α d'un matériau est aussi appelé « coefficient Sabine », il dépend de la fréquence du signal. On donne par la suite quelques exemples de ces coefficients pour différentes bandes de fréquence [11].

Matériau	125 Hz	250 Hz	500 Hz	1 kHz	2 kHz	4 kHz
Rideaux (coton)	0,1	0,2	0,4	0,5	0,65	0,6
Bois (revêtement ép. 5 cm)	0,1	0,07	0,05	0,05	0,04	0,04
Plâtre	0,02	0,02	0,03	0,04	0,05	0,07
Béton lisse	0,01	0,01	0,01	0,02	0,05	0,07
Béton brut	0,02	0,02	0,02	0,03	0,04	0,04
Pierre polie	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
Vitre	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02
Eau	0,01	0,01	0,01	0,015	0,02	0,025
Personnes (spectateurs)	0,2	0,3	0,39	0,43	0,47	0,47

On remarque qu'il n'existe pas vraiment de matériau qui est naturellement capable d'absorber les basses fréquences, en pratique le principe des cavités de Helmholtz (dissipation d'énergie par résonance de l'onde incidente piégée dans une cavité, on parle de vases acoustiques dans les vieux amphithéâtres romains [12]) est utilisé pour atténuer ces gammes de fréquence.

On note souvent :

$$A = \sum_{\text{paroi } n^{\circ} i} \alpha_i \cdot S_i = \alpha \cdot S \quad \text{où} \quad S = \sum_{\text{paroi } n^{\circ} i} S_i \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{1}{S} \sum_{\text{paroi } n^{\circ} i} \alpha_i \cdot S_i$$

- A est l'aire d'absorption équivalente, elle correspond à la surface d'une fenêtre acoustique (pour laquelle on a une absorption totale, $\alpha = 1$) qu'il faudrait y avoir dans un local complètement réverbérant ($\alpha = 0$ partout) pour obtenir la même absorption globale que la salle étudiée.
- S est la surface totale des parois intérieure du local (sol et plafond compris)
- α représente le coefficient d'absorption moyen

Ces outils en main on est maintenant en mesure de résoudre l'équation du bilan d'énergie énoncé plus haut :

$$\frac{d}{dt} \left(\iiint_V \langle e \rangle dV \right) = V \frac{d\langle e \rangle}{dt} = W_s - W_a \quad \text{avec} \quad W_a = \frac{c \cdot A}{4} \langle e \rangle$$

D'où la densité d'énergie moyenne est régit par l'équation :

$$V \frac{d\langle e \rangle}{dt} + \frac{c \cdot A}{4} \langle e \rangle = W_s$$

En régime stationnaire cette densité est :

$$\langle e \rangle_0 = \frac{4 W_s}{c \cdot A}$$

Ce qui nous permet de déduire le champ de pression quadratique moyen :

$$\langle p^2 \rangle = Z \cdot c \cdot \langle e \rangle_0 = \frac{4 Z \cdot W_s}{A}$$

D'où l'on obtient la relation suivante entre le niveau de pression L_p et niveau de puissance de la source L_w (sachant le lien entre pression et puissance de référence p_{ref} et W_{ref}) [12] :

$$L_p = L_w + 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{4}{A} \right) = L_w + 6 - 10 \cdot \log_{10}(A)$$

Il s'agit d'un niveau de pression uniforme dans la salle (ne dépendant pas de la distance à la source) qui n'est valable que si l'on se place suffisamment loin de la source. On parle alors de mesure en **champ diffus**.

La théorie de la réverbération d'**Eyring** est une modification de la théorie de Sabine qui se base une approche discrète du problème, Eyring s'intéresse au nombre de réflexions moyen pour chaque rayon et considère que l'énergie du régime stationnaire $\langle e \rangle_0$ est égale à l'énergie absorbée lors de la première réflexion $\alpha \langle e \rangle_0$ plus l'énergie restante $(1-\alpha) \langle e \rangle_0$ [10] :

$$\langle e \rangle_0 = \alpha \langle e \rangle_0 + (1-\alpha) \langle e \rangle_0$$

Il en déduit que c'est uniquement cette énergie restante qu'il faut prendre en compte pour le calcul du champ de pression reverbéré, d'où :

$$\langle p^2 \rangle = \frac{4(1-\alpha)Z \cdot W_s}{A} = \frac{4Z \cdot W_s}{R}$$

donc

$$L_p = L_w + 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{4}{R} \right)$$

avec

$$R = \frac{\alpha \cdot S}{1-\alpha}$$

R est la **constante de salle** du local. Pour les milieux très réverbérants (α faible devant 1), la théorie d'Eyring rejoint celle de Sabine, on retrouve $R \approx A$.

Ainsi, à une distance quelconque de la source si on fait le bilan de l'onde reçue par le récepteur on trouve d'une part la contribution de l'onde directe, et d'autre part celle de l'onde réfléchie. Après un grand nombre de réflexions, le mélange fait que l'onde réfléchie n'est plus cohérente avec l'onde directe : le modèle des deux sources non corrélées peut s'appliquer.

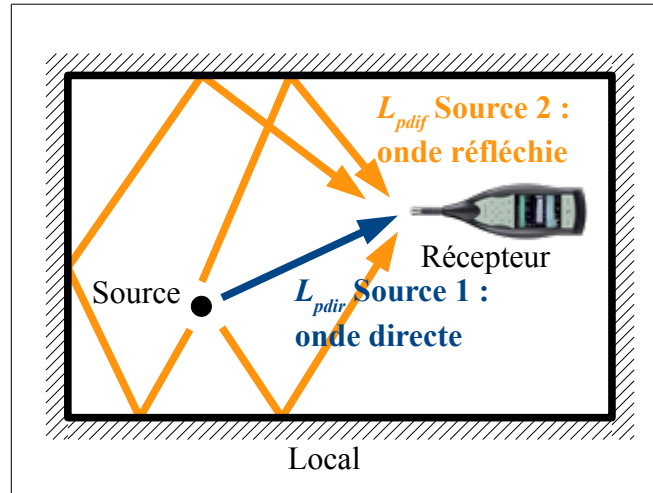


Fig. 34 – Modèle à deux sources

Le niveau total reçu par le récepteur est alors [12] :

$$L_p = 10 \cdot \log_{10} \left(10^{L_{pdir}/10} + 10^{L_{pdif}/10} \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} L_{pdir} = L_w + 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{Q}{4\pi r^2} \right) \\ L_{pdif} = L_w + 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{4}{A} \right) \end{cases}$$

$$L_p = L_w + 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A} \right)$$

Le rayon critique r_c est la distance à laquelle le niveau de l'onde directe équivaut à celui de l'onde réfléchie [10].

$$r_c = \sqrt{\frac{Q \cdot A}{16\pi}} \approx \sqrt{\frac{Q \cdot A}{50}}$$

- Pour $r < r_c$ on considère qu'on se place en conditions de champ libre
- Pour $r > r_c$ on considère qu'on se place en condition de champ diffus

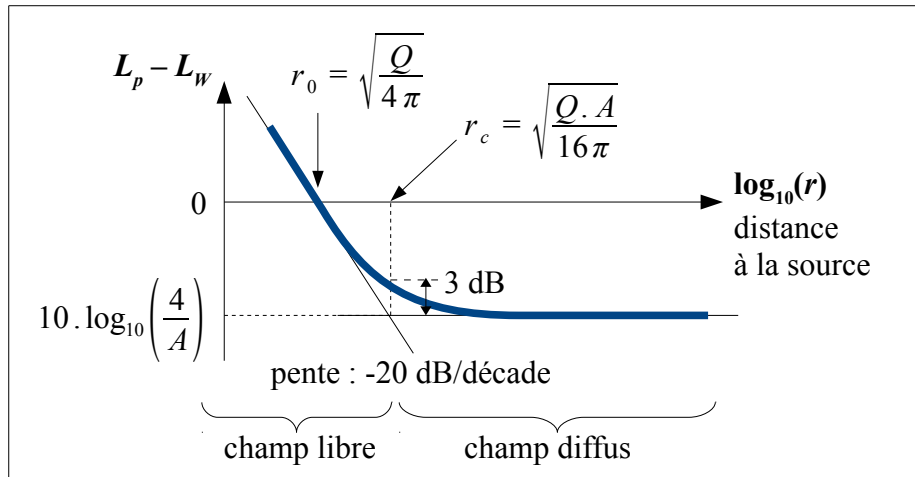


Fig. 35 – Évolution en champ libre et diffus selon la distance à la source

Dans la théorie d'Eyring il suffit de remplacer A par R .

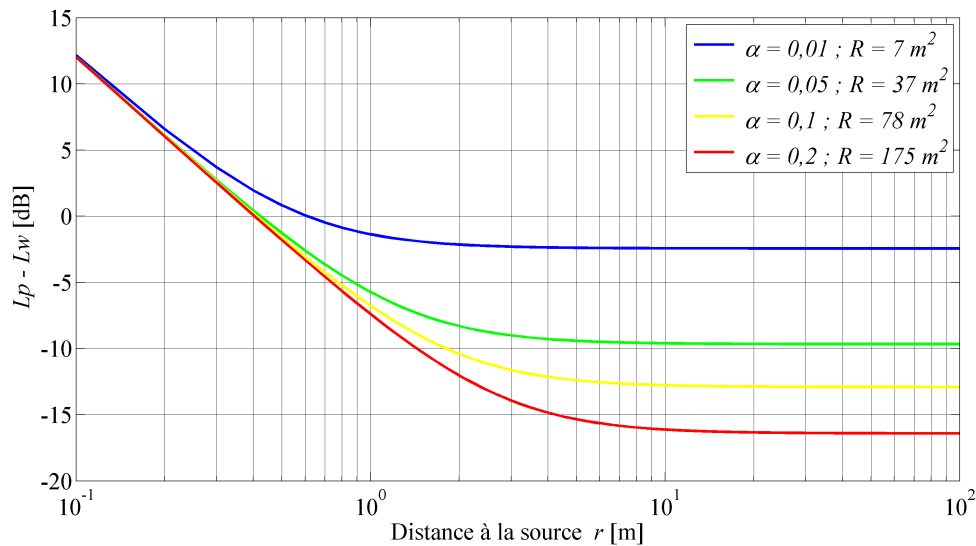


Fig. 36 – Évolution en champ libre et diffus selon la distance en fonction de l'absorption de la salle

Dans le graphique précédent les constantes de salle ont été calculées pour une surface intérieure totale de $S = 700 \text{ m}^2$ qui est celle de la halle d'essai de l'INERIS (École des Mines de Nancy, Campus Artem).

■ Temps de réverbération

Le modèle d'évolution de l'énergie acoustique permet aussi de définir une caractéristique importante de l'acoustique de la salle : le **temps de réverbération**. C'est le temps pendant lequel un son persiste alors que la source vient de s'éteindre.

En reprenant l'équation :

$$V \frac{d\langle e \rangle}{dt} + \frac{c \cdot A}{4} \langle e \rangle = W_s$$

si on coupe la source à $t = 0$, $W_s(t = 0) = 0$, on aura une décroissance exponentielle de l'énergie selon :

$$\langle e \rangle(t) = \langle e \rangle_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{4V}{c \cdot A}$$

Sabine définit alors le temps de réverbération à 60 dB Tr_{60} comme le temps au bout duquel l'énergie a perdu 60 dB par rapport à sa valeur initiale, c'est-à-dire que $\langle e \rangle(Tr_{60}) = 10^{-6} \cdot \langle e \rangle_0$.

$$Tr_{60} = \frac{24 \cdot \ln(10) \cdot V}{c \cdot A} \approx 0,1625 \frac{V}{A}$$

Il s'agit de la **formule de Sabine**, elle est en fait valable pour de faibles coefficients α_i et devient fautive lorsque le local est très peu réverbérant. En effet, pour une absorption maximale on devrait avoir un temps de réverbération qui tend vers zéro, or ce n'est pas le cas ici (Tr_{60} tend vers $0,1625 V/S$). La **théorie de Norris-Eyring** corrige ce défaut et propose une autre formulation du temps de réverbération qui convient mieux aux salles très absorbantes [10] :

$$Tr_{60} = -\frac{24 \cdot \ln(10) \cdot V}{c \cdot \ln(1 - \alpha) \cdot S}$$

La réverbération d'un local se caractérise souvent par ce qu'on appelle l'**échogramme** ou réponse impulsionnelle, il s'agit de l'enregistrement d'une source de type Dirac qui présente le comportement acoustique de la salle excitée par une impulsion.

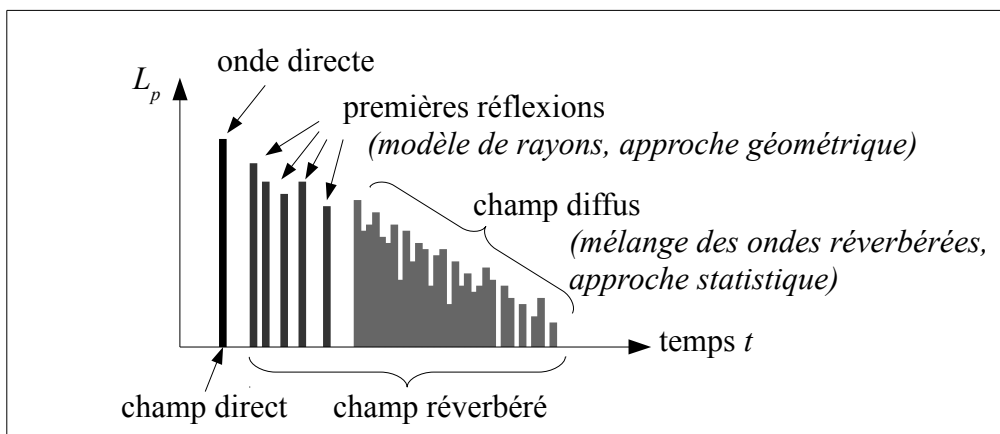


Fig. 37 – Échogramme type

On montre ci-après un exemple de son réverbéré et la mesure du temps de réverbération sur celui-ci.

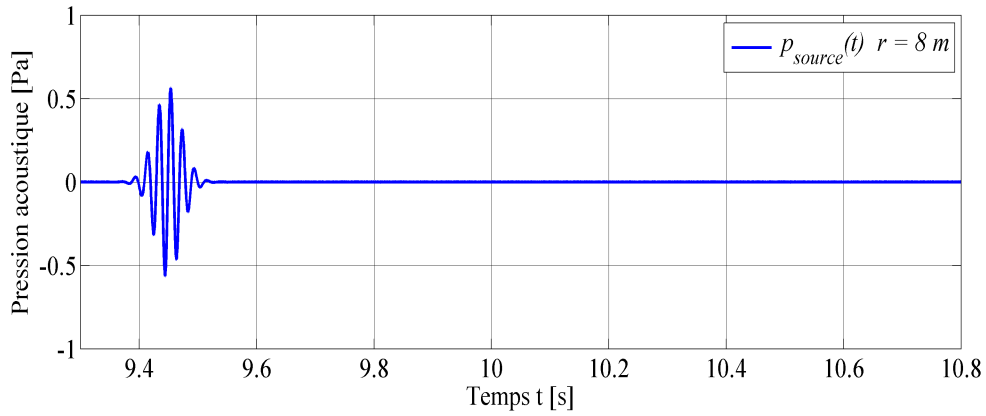


Fig. 38 – Signal non réverbéré théorique à $r = 8\text{ m}$ de la source

Ce signal théorique est en fait celui qui a servi pour la source, son amplitude à 8 m a été déduite de celle du signal mesuré, en supposant que la première partie correspond à l'onde directe.

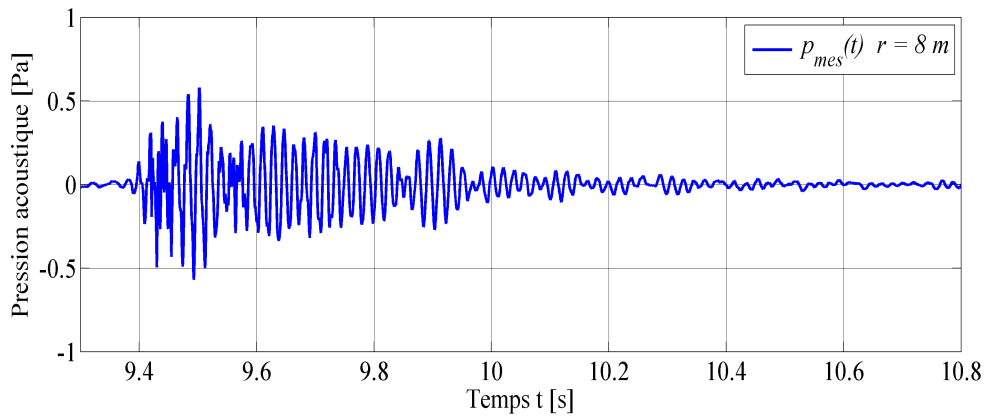


Fig. 39 – Signal mesuré à $r = 8\text{ m}$

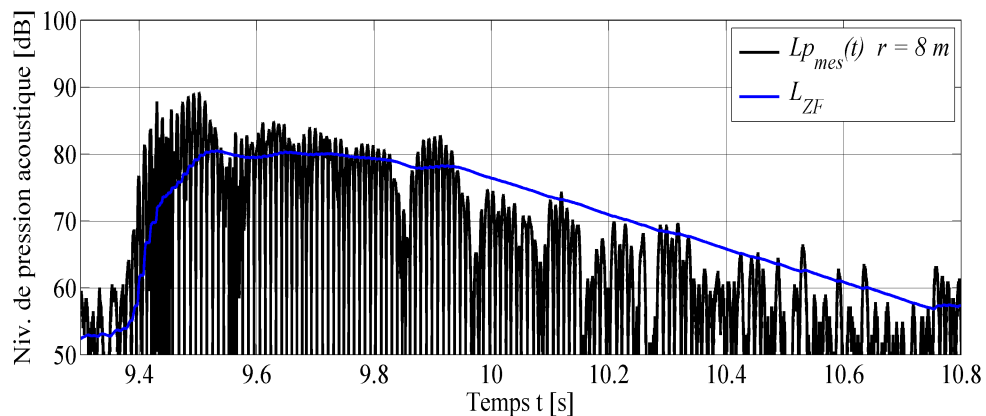


Fig. 40 – Signal mesuré (en dB), mesure du temps de réverbération sur le niveau L_{ZF}

En pratique la présence de bruit de fond limite toujours la mesure du Tr_{60} , car cela impliquerait un signal utile qui soit supérieur au niveau de bruit d'au moins 60 dB (condition souvent impossible dans la réalité). On préfère donc plutôt mesurer le Tr_{10} ou le Tr_{20} et supposer une décroissance

linéaire en dB, on aura donc $Tr_{60} \approx 6 \times Tr_{10} \approx 3 \times Tr_{20}$.

Pour notre mesure, on a décroissance de 20 dB du niveau L_{ZF} en 1 seconde environ, d'où un Tr_{60} de 3 s.

Quelques valeurs types [12] :

<i>Lieu</i>	<i>Tr₆₀ typique</i>
Studio d'enregistrement	0,4 s
Salle de conférence	0,8 s
Cinéma	1 s
Salle de concert	1,8 à 2,5 s
Hall et quai de gare	1,5 à 3 s
Cathédrale	5 à 10 s

La mesure du temps de réverbération pour une source monofréquentielle donnée est aussi un moyen d'estimer l'aire d'absorption équivalente A ou la constante de salle R via la formule de Sabine ou de Morris-Eyring.

D'un point de vue spectral il existe en réalité des limites d'application au modèle de champ diffus. On peut montrer que la diffusion et le mélange des faisceaux réfléchis ne s'opère convenablement pour les basses fréquences uniquement si le local est assez grand, autrement dit il existe une fréquence de coupure de la salle. Parmi les formulations proposées celle de Schroeder est souvent utilisée [9] :

$$f_c = \sqrt{\frac{c^3 Tr_{60}}{8,8 V}} \approx 2000 \sqrt{\frac{Tr_{60}}{V}}$$

Cette formule traduit le fait que plus le volume V du local est grand et moins l'acoustique est réverbérante, plus les basses fréquences peuvent diffuser.

Références

- [1] **A. Chaigne**, 2003, *Ondes acoustiques*, Ed. de l'Ecole Polytechnique, chap. 1, ISBN 2-7302-0840-2
- [2] **Brüel & Kjær Sound & Vibration Measurement A/S**, 2000, *Bruit de l'environnement*, BR1626–12. http://www.bksv.fr/~media/Applications/EnvironmentalNoiseAndVibration/EnvironmentalNoiseBooklet_French.ashx
- [3] **T. Paquet**, *Traitement du signal – Analyse spectrale*, Université de Rouen. <http://thierry.paquet.free.fr/Enseignement/AnalyseSpectrale.pdf>
- [4] **Brüel & Kjær Sound & Vibration Measurement A/S**, 2004, *Technical Documentation – Hand-held analyzer type 2250, Instruction manual*, BE1712–20. <http://www.bksv.com/downloads/2250/be1712.pdf>
- [5] **R.E. Challis & R.I. Kitney**, 1983, *The design of digital filters for biomedical signal*

processing Part 3: The design of Butterworth and Chebychev filters, Journal of Biomedical Engineering, Vol. 5, Issue 2, pp. 91-102, ISSN 0141-5425, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0141542583900262>

[6] **ANSI S1.11-1986**, 1986, *Specification for Octave-Band and Fractional-Octave-Band Analog and Digital Filters*, Acoustical Society of America, <ftp://ftp.vss.spb.ru/pub/standard/S1.11-1986.pdf>

[7] **R. Atienza, S. Balez & N. Remy**, 2008, *Propagation en champ libre*, École Nationale Supérieure d'Architecture de Grenoble, http://www.grenoble.archi.fr/cours-en-ligne/atenzia/RA02-champ_libre.pdf

[8] **A. Boudier & E. Guibert**, 2006, *Cours d'acoustique – Niveaux sonores*, Techniciens Supérieurs Son 1^{ère} année, Studio M – École Supérieure des Arts et Média, http://acoustique.voila.net/1A2006_2007/Cours/06_PuissPressIntens.pdf

[9] **J. Jouhaneau**, 1995, *Acoustique des salles*, Techniques de l'Ingénieur, C 3 360, <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/construction-th3/securite-des-chantiers-et-isolation-des-parois-42225210/acoustique-des-salles-c3360/>

[10] **A. Chaigne**, 2003, *Ondes acoustiques*, Ed. de l'Ecole Polytechnique, chap. 7, ISBN 2-7302-0840-2

[11] **Y. Couasnet**, www.acoustique-materiaux.net, 2013 (dernière mise à jour), http://www.acoustique-materiaux.net/materiaux/classement_p/absorption_accoust.htm

[12] **R. Atienza & S. Balez**, 2008, *Acoustique des salles*, École Nationale Supérieure d'Architecture de Grenoble, <http://www.grenoble.archi.fr/cours-en-ligne/atenzia/RA05-Correction-acoustique.pdf>