LEXIQUE D'ACOUSTIQUE

Xavier Boutillon (CNRS, LMS, Ecole polytechnique)

René Caussé (IRCAM, Paris)

Antoine Chaigne (ENSTA, Palaiseau)

Benoît Fabre (LAM, Université Paris 6)

Joël Gilbert (CNRS, LAUM, Le Mans)

Décibels

Equation des ondes

Impédance

Intensité acoustique

Harmonique

Hauteur des sons

Modes propres et fréquences propres

Oscillations

Partiel

Pression acoustique

Rayonnement du piston plan circulaire

Son pur

Spectre

Timbre

Vitesse particulaire

Décibels

L'échelle des décibels est une échelle relative (sans dimensions) que l'on retrouve dans plusieurs domaines de la physique. La spécificité de chaque domaine apparaît dans le choix des valeurs de référence prises pour établir les niveaux zéros de l'échelle. En acoustique, l'échelle des décibels sert à mesurer les niveaux sonores.

Etant donné le rapport important entre les sons perçus les plus faibles (environ 10^{-5} Pa) et les sons les plus forts supportés par l'oreille humaine (quelques dizaines de Pa), on adopte une échelle logarithmique pour la mesure de la pression acoustique. Ainsi, le niveau de pression acoustique (ou niveau SPL, en anglais Sound Pressure Level), dont l'unité est le décibel, est défini par :

$$L_p(dB) = 20 \log \frac{p}{p_{ref}}$$

où $p_{ref} = 2\ 10^{-5}$ Pa. Ceci correspond sensiblement au seuil d'audition moyen d'un son pur à une fréquence de 1 kHz. Ainsi un son dont l'amplitude est de $2\ 10^{-2}$ Pa, par exemple, correspond à un niveau de pression acoustique $L_p = 60$ dB SPL.

Du point de vue perceptif, on peut retenir que la sensation de « force sonore » (ou sonie) double environ tous les 10 dB. Ainsi, toutes choses égales par ailleurs, un son de 80 dB semblera, en moyenne, 8 fois plus fort qu'un son de 50 dB.

De façon équivalente, cela signifie que la sensation de force sonore varie en $p^{0,6}$, c'est-à-dire « moins vite » que la pression acoustique et de manière non-linéaire. Contrairement à certaines idées reçues, la sensation ne varie pas en $\log p$.

On qualifie de « champ audible » le domaine amplitude-fréquence des ondes acoustiques qui se traduisent par une sensation sonore pour l'oreille humaine (voir, par exemple, le site http://perso.infonie.fr/tyriel/acous1.htm). Sur l'axe des fréquences, ce domaine est compris environ entre 20 Hz et 20 kHz pour un individu jeune et en bonne santé. Sur l'axe des amplitudes (ou des niveaux sonores) ce domaine est limité en bas par le **seuil d'audition**, et en haut par le **seuil de douleur**.

Il convient de rappeler que les courbes représentées sur cette figure correspondent à des données statistiques. Par ailleurs, la plupart de ces données ont été obtenues pour des types de sons très particuliers : des sons purs pulsés, la plupart du temps. Elles ne peuvent donc pas prétendre représenter l'ensemble des sensations auditives de force sonore rencontrées dans la vie courante avec des signaux complexes (parole, musique, bruits,…).

En dessous de 20 Hz, les ondes acoustiques n'évoquent pas de sensations auditives proprement dites, mais elles sont susceptibles d'engendrer d'autres sensations analogues à celles provoquées par les vibrations.

On constate sur la figure 1 (http://perso.infonie.fr/tyriel/acous1.html) que la courbe de **seuil d'audition** remonte de part et d'autre des fréquences moyennes (autour de 1 kHz). Ainsi, il faut un son de 50 dB environ pour commencer à entendre tout juste un son pur de 100 Hz, par exemple. La courbe de **seuil de douleur** est beaucoup moins bien connue : on ne peut augmenter impunément le niveau d'excitation sonore, par égard pour l'oreille des patients. Par ailleurs, la mesure elle-même devient sujette à caution puisque plusieurs sensations s'entremêlent. On admet toutefois que cette courbe se situe autour de 120 dB pour l'ensemble des fréquences.

Les courbes situées entre le seuil d'audition et le seuil de douleur sont les courbes d'égale sensation de force sonore ou **courbes isosoniques**. Leur allure chahutée traduit le fait que deux sons purs de fréquence différentes induisant la même sensation de force sonore n'ont pas forcément le même niveau de pression SPL. Ainsi, il faut environ 50 dB de plus à 100 Hz pour induire la même sensation de force sonore qu'un son pur de 20 dB à 1000 Hz. On dit que ces deux points appartiennent à la courbe isosonique des 20 **phones**.

La plupart des bruits usuels ont un contenu « large bande », ce qui signifie qu'ils contiennent à la fois des basses, des moyennes et des hautes fréquences. On constate sur les courbes isosoniques que les fréquences basses (autour de 100 Hz) et élevées (autour de 10 kHz) induisent une force sonore moins importante que les fréquences moyennes (autour de 1 kHz). Pour tenir compte de ce phénomène, on a adopté une échelle de décibels pondérés (ou **dB A**) pour la mesure des bruits de niveaux usuels. Cette échelle (que l'on retrouve sur tous les appareils de mesure de bruit, ou **sonomètres**) est obtenue en faisant passer le signal capté par le microphone à travers un filtre passe-bande qui atténue les fréquences basses et élevées par rapport aux fréquences moyennes. Par convention, la courbe de réponse de ce filtre (ou courbe de pondération A) est la courbe des 40 phones inversée. C'est cette échelle normalisée qui sert, en particulier, pour mesurer le bruit de tous les appareils domestiques courants (aspirateurs, machines à laver, etc.). Signalons qu'il existe d'autres échelles de décibels pondérés (**dB B**, **dB C**) pour mesurer les bruits de niveaux moyens et forts dont nous ne parlerons pas ici.

Equation des ondes

Equation des ondes acoustiques

Les ondes se propagent dans tout milieu à la fois massique et élastique. L'air supposé compressible a ces propriétés. Après linéarisation des équations de conservation de la masse d'une part, de la quantité de mouvement d'autre part, autour d'une position d'équilibre (fluide au repos par exemple), il suffit de combiner les équations obtenues avec l'hypothèse de compressibilité traduite par la définition de la vitesse du son (cf. l'équation (2) ci-dessous) pour obtenir l'équation des ondes de pression acoustique p' (cas 1D par exemple) :

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - \frac{1}{c_o^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \ , \qquad (1)$$

où c_o est la vitesse du son adiabatique dans l'air. La vitesse du son c_o est reliée au coefficient de compressibilité adiabatique χ_s de la manière suivante :

$$\frac{1}{c_o^2} = \rho_o \chi_s = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s \ , \qquad (2)$$

où par définition $\chi_s = \frac{-1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s = \frac{1}{\rho_o}\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_s$.

L'équation des ondes peut être réécrite sous la même forme pour des variables autres que la pression : la densité, la vitesse particulaire axiale (oscillations longitudinales). L'équation des ondes (1) a été écrite ici pour un milieu monodimensionnel. Dans l'espace 3D l'équation des ondes a la même forme, l'opérateur dérivée partielle d'ordre 2 en espace étant remplacé par l'opérateur laplacien.

En acoustique musicale, l'équation des ondes dans l'air en milieu 1D est utilisée essentiellement lors de l'étude du champ sonore interne des instruments à vent. L'équation des ondes 3D est utilisée lors de l'étude du champ externe rayonné par les instruments de musique.

Vibrations transversales des cordes et des barres (cas monodimensionnel)

Dans un premier temps il s'agit d'étudier les milieux solides élastiques de forme élancée (représentation monodimensionnelle de la structure suivant l'axe *Ox*) : les cordes et les barres. Ces milieux peuvent être le siège de vibrations de différentes natures : vibrations de torsion, vibrations longitudinales, vibrations transversales ou de flexion. Seules ces dernières sont présentées ici (vibrations suivant la coordonnée *y* orthogonale à l'*Ox* de la structure étudiée). Les équations des ondes sont dérivées à partir de la théorie de l'élasticité (petites déformations, sans pertes). Une première forme assez générale est donnée par l'équation (3) qui suit :

$$\frac{EI}{\rho_L}\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} - \frac{T}{\rho_L}\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad , \qquad (3)$$

où E est le module d'Young du matériau, I le moment quadratique par rapport au plan neutre $y=0$, T la tension appliquée et ρ_L la densité linéique de la structure supposée ici à section constante.

<u>Cordes</u>

La théorie la plus simple correspondant au cas de la « corde souple » repose sur l'hypothèse que seule une force tangente à la direction de la corde au point considéré est appliquée : la tension T de la corde. Dans ce cas, l'équation (3) se réduit à une équation du même type que l'équation (1) :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad , \qquad (4)$$

où c est la vitesse de propagation des ondes transverses (coordonnée *y*) le long de la corde suivant l'axe *Ox*. La vitesse de propagation c est reliée à la tension T et à la densité linéique ρ_L de la manière suivante :

$$c^2 = \frac{T}{\rho_L} \quad .$$

En acoustique musicale lors de l'étude des instruments à cordes, l'équation de la corde vibrante souple (4) est rapidement inadaptée, et le terme d'ordre 4 dans l'équation d'onde (3) ne peut plus être négligé. Dans le cas des cordes de piano, leur raideur est une des causes de l'inharmonicité des fréquences propres.

Barres

Une barre peut être vue comme une corde sans tension, le terme de raideur dans l'équation différentielle (3) ci-dessus devenant prépondérant devant celui de la tension. L'équation d'onde (3) est simplifiée de la manière suivante :

$$\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \frac{\rho_L}{EI}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad . \qquad (5)$$

Cette équation peut se généraliser aux instruments de percussion tel que le xylophone à condition de prendre en compte le fait que la section n'est pas constante.

Vibrations transversales des membranes et plaques (cas bidimensionnel)

Les membranes et plaques sont les analogues bidimensionnels des structures monodimensionnelles, cordes et barres respectivement. Les équations d'ondes ci-dessous sont présentées en coordonnées cartésiennes [x_1, x_2, y].

Membranes

Une membrane est une structure élastique bidimensionnelle dans laquelle la force appliquée prédominante est la force de tension. L'équation des ondes correspondante est :

$$\left(\frac{\partial^2 y}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial x_2^2}\right) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad , \qquad (6)$$

où c est la vitesse de propagation des ondes transverses (coordonnée *y*) le long de la membrane. La vitesse de propagation c est reliée à la tension par unité de longueur T_L et à la densité surfacique ρ_S de la manière suivante :

$$c^2 = \frac{T_L}{\rho_S} \quad .$$

Les timbales sont des exemples d'instruments de percussion pour lesquelles l'équation des ondes (6) peut être appliquée.

Plaques

Une plaque isotrope peut être vue comme une barre à 2 dimensions ou comme une membrane avec raideur. Dans l'équation des ondes (7) correspondante la force de tension est négligée :

$$\left(\frac{\partial^4 y}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^4 y}{\partial x_2^2}+2\frac{\partial^4 y}{\partial x_1^2 \partial x_2^2}\right)+\frac{\rho_s}{K_s}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=0 \quad , \qquad (7)$$

où ρ_s est la densité surfacique du matériau et K_s la raideur de la plaque.

$$K_s = \frac{Eh^3}{12\left(1-\nu^2\right)} \quad ,$$

où E est le module d'Young et ν le coefficient de Poisson du matériau, h l'épaisseur de la plaque.

Les tables d'harmonie planes d'instruments à cordes peuvent être approchées par une modélisation de ce type à condition de prendre en compte leur caractère non isotrope.

Pour finir

Les différentes équations des ondes présentées précédemment reposent toutes sur des hypothèses restrictives comme, les petites déformations, ou la non prise en compte des phénomènes de pertes, ou l'hypothèse section constante, ou l'isotropie. Nous renvoyons le lecteur vers les cours spécifiques à chaque famille d'instruments pour voir jusqu'à quel point cela est raisonnable ou non.

Impédance

Comme en électricité, cette notion n'est valable que pour les systèmes linéaires ; elle est définie à partir de grandeurs mesurées dans le domaine fréquentiel. En acoustique et en mécanique, l'impédance est le quotient, noté généralement *Z(ω)*, d'une grandeur dynamique (force ou pression) et d'une grandeur cinématique (vitesse ou débit). Au-delà de cette généralité, la terminologie devient spécifique, correspondant à des situations physiques précises.

En mécanique

L'impédance mécanique d'un point est une matrice définie par la relation ***F* = *Z v***, où ***F*** et ***v*** sont les vecteurs force et vitesse en ce point. L'admittance ***Y***, ou encore mobilité, est la matrice inverse. Ces notions ne sont pas nécessairement liées à la présence d'une onde dans le milieu.

Une impédance mécanique scalaire est un élément de la matrice précédente. Il s'agit donc du rapport entre une force et une vitesse *dans certaines circonstances bien particulières* : force mesurée dans une direction et vitesse imposée dans une (éventuellement autre) direction *et une seule*. Lorsque l'orientation choisie pour la force n'est pas la même que celle choisie pour la vitesse, on parle de trans-impédance (on parle aussi de transimpédance lorsque les points de mesure de la force et de la vitesse diffèrent).

L'unité d'impédance mécanique est le kg/s. Une interprétation physique élégante est la suivante : pour une corde vibrante de masse linéïque ε sous tension T parcourue par une onde progressive de flexion, l'impédance mécanique (dite caractéristique) de la corde $Z_c = (\varepsilon\, T)^{1/2}$ représente la masse de corde parcourue par l'onde en une seconde.

Pour une corde supposons qu' on émette des ondes de vitesse progressives transverses à une de ses extrémités, la corde s'oppose à ce mouvement avec une force proportionnele à la vitesse qui lui est imposée. Cette constante de proportionnalité est l'impédance caractéristique (mécanique) de la corde.

La mobilité (ou admittance) mécanique scalaire n'est pas l'inverse d'une impédance mécanique scalaire mais un élément de la matrice $\boldsymbol{Y} = \boldsymbol{Z}^{1}$: Y_{ij} n'est pas égal à $1/Z_{ij}$. Une mobilité mécanique correspond à la vitesse mesurée dans une direction lorsqu'une force unitaire est appliquée dans une (éventuellement autre) direction et qu'*aucune* autre force n'est appliquée. La situation physique n'est donc pas la même que celle permettant de définir l'impédance scalaire.

Acoustique

L'impédance acoustique est une grandeur scalaire et une notion se rapportant essentiellement à une onde ou à un rayonnement ; on devrait donc parler d'impédance d'onde ou d'impédance de rayonnement. C'est un outil de description qui peut être utile mais n'a pas de validité en soi, comme peut l'avoir le champ de vitesse au sein d'un fluide.

L'impédance acoustique est le rapport entre la pression $p(\omega)$ et le débit $d(\omega)$, c'est à dire le flux de la vitesse acoustique à travers une surface. La surface est définie naturellement par le système dans les cas où la description en termes d'impédance de l'onde ou du rayonnement est intéressante : section droite d'un tuyau parcouru par des ondes planes ou sphériques, surface d'un piston qui vibre, etc.

L'admittance acoustique est le rapport inverse. On parle de transimpédance ou de transadmittance lorsque les points de mesure de la pression et du flux ne sont pas le mêmes.

On utilise également le rapport p/v – pression divisée par la vitesse particulaire au même point – et on parle alors d'impédance acoustique caractéristique. Le mot "caractéristique" est ambigu :

l'impédance est-elle caractéristique de l'onde ou du milieu ? En fait, des deux ! Lorsqu'on parle de l'impédance acoustique en un point, on sous-entend toujours un type d'onde particulier.

L'impédance caractéristique des ondes planes dans un milieu où la célérité des ondes vaut c et de masse volumique ρ vaut $Z_c = \rho\ c$. On peut décider d'une convention fd'orientation pour v et attribuer alors à Z_c un signe dépenant de la direction de propagation des ondes. Ce produit caractérise la propagation dans le milieu, ce que ne suffisent pas à faire ρ ou c individuellement.

L'impédance caractéristique des ondes progressives sphériques est une quantité complexe qui dépend du produit $k\ r$ avec r, distance à la source et $k = 2\pi / \lambda$. Lorsque l'on s'éloigne de la source ($r >> \lambda$), on retrouve le cas des ondes planes.

Pour les ondes stationnaires, l'impédance caractéristique est complexe et dépend du point de mesure : $Z = R + j\ \mathrm{X}$

L' unité mks pour l'impédance caractéristique est le Pa s / m. Dans l'air à la température de 20°C et à la pression atmosphérique, $\rho\ c$ vaut 415 Pa s /m. Dans l'eau distillée l'impédance caractéristique est 3566 fois plus élevée.

N.B. Suivant la convention d'écriture choisie – *exp(jω t)* ou *exp(-iω t)* – la partie réactive de l'impédance peut prendre un signe ou l'autre pour deux situations physiques identiques.

Intensité acoustique

C'est un vecteur égal au $p\ \boldsymbol{v}$, dont on peut prendre la moyenne temporelle et dont l'équivalent électromagnétique est le vecteur de Poynting. Sur le plan dimensionnel, il s'agit d'un flux de puissance par unité de surface.

Harmonique

Lorsqu'un son est périodique (période T, fréquence f), on peut le décomposer en composantes élémentaires, sinusoïdales (théorème de Fourier) nommées "harmoniques", et qui seront donc eux-mêmes des sons purs. L'harmonique de rang n (ou encore "l'harmonique n") a une fréquence $n\ f$. La fondamentale est l'harmonique 1 (il n'y a pas d'harmonique 0). Par extension, on continue d'appeler "harmonique" les composantes d'un son qui s'atténue ou qui varie lentement dans le temps (composantes d'un son de clavecin, d'une note chantée avec un vibrato). Certains sons (la clarinette dans son jeu *piano*) n'ont pratiquement que des harmoniques impairs (f, $3f$, $5f$, etc.), d'autres ont des harmoniques manquants (par exemple, l'harmonique 7 pour une corde frappée ou frottée ou pincée au 1/7 de sa longueur). Un son (ou un spectre) *inharmonique* présentera des composantes déviant légèrement (sons de piano) ou sévèrement (son de cloche) de la série $n f$.

Hauteur des sons

L'analyse spectrale des sons (voir texte correspondant dans le lexique) montre que l'énergie sonore se répartit généralement entre un **spectre continu** et un **spectre de raies** (voir, par exemple, le site http://lion.cnam.fr/Cours/an98/CAM98/spectre1.htm).

Si le spectre continu est situé majoritairement du côté des « basses fréquences », la sensation à l'écoute sera celle d'un son qualifié de « **grave** ». Inversement, une densité spectrale d'énergie située majoritairement vers le haut du spectre audible induira la sensation d'un son « **aigu** ». Cependant, les sons dont le spectre est exclusivement continu (souffle, frottements,….) et de large bande n'évoquent pas de hauteurs précises, comme, par exemple, celles des notes de la gamme jouées sur un piano.

Si le spectre du son contient majoritairement des « raies spectrales », mais que celles-ci ne sont pas équidistantes les unes des autres (cas des sons de cloches, par exemple), on aura affaire à des sons dits « **inharmoniques** » qui induisent généralement la sensation de plusieurs hauteurs simultanées. Dans ce cas, le son n'est pas périodique.

Le son généré par la grande majorité des instruments de musique (à l'exclusion de la plupart des instruments de percussion) est **quasi-périodique**. En conséquence, le spectre de ces sons est formé principalement de raies sensiblement équidistantes. La distance (ou écart fréquentiel) entre deux raies consécutives est alors égale (ou quasiment égale) à l'inverse de la période du son.

La sensation de hauteur des sons résulte du décodage, au niveau du cerveau, de la suite des impulsions nerveuses délivrées par les cellules ciliées de l'oreille interne. Ces impulsions sont synchronisées avec la période des sons (voir, par exemple, le site http://www.boystown.org/btnrh/cel/index.htm). C'est la raison pour laquelle un son périodique évoque la sensation d'une hauteur très précise.

La fréquence la plus basse du spectre d'un son composée de raies est souvent appelée **fréquence fondamentale** (ou, tout simplement, **fondamental**). Contrairement à certaines idées reçues, la hauteur subjective des sons n'est pas directement induite par cette fréquence. En effet, l'énergie de cette raie spectrale peut être rendue nulle (ou quasi-nulle) sans que la sensation de hauteur ne soit modifiée. C'est le phénomène généralement qualifié de « fondamental absent ». La raison en est que la diminution de l'amplitude du fondamental ne modifie en rien la période du son. En conséquence, le séquencement des impulsions nerveuses reçues par le cerveau n'est pas (ou presque pas) modifié.

Il faut être conscient du fait qu'un grand nombre de facteurs contribuent à modifier sensiblement la perception de hauteur : le contexte musical , la présence de plusieurs instruments jouant simultanément, la fatigue auditive, l'éducation musicale, etc…La perception de hauteur est donc une sensation d'une grande complexité qui fait encore aujourd'hui l'objet de recherches importantes.

Pour en savoir plus sur les instruments à vent harmoniques :

(http://www.pourlascience.com/numeros/pls-238/art-8.htm).

…et sur l'analyse spectrale et les spectrogrammes de sons :

(http://www.station-mir.com/kio/imnumdessons/imnumdessons.html)

Modes propres et fréquences propres

Un **mouvement propre** d'une structure est un mouvement périodique en temps dans laquelle toute la structure vibre en **phase**. Ce mouvement est généralement de faible amplitude, de telle sorte que les équations du mouvement de la structure en question peuvent être **linéarisées** :

$$\delta Q = Q \cos \omega t \qquad (1)$$

Tout mouvement propre s'autoentretient en l'absence de toute modification d'efforts extérieurs et en l'absence de toute dissipation.

En dynamique linéaire, les équations du mouvement d'un **système conservatif discret**, ou d'un système conservatif continu discrétisé, peuvent s'écrire sous la forme générale :

$$M\ddot{Q}+KQ=0 \qquad (2)$$

Où ***M*** est la matrice de masse, et ***K*** la matrice de raideur du système.

Compte tenu de la définition d'un mouvement propre (1), on voit que de tels mouvements doivent être solutions de l'équation :

$$\left(-\omega^2 M+K\right)Q=0 \qquad (3)$$

L'équation (3) admet p solutions caractérisées par leur déformée $\boldsymbol{Q_l}$ et leur pulsation propre $\boldsymbol{\omega_l}$. Ces solutions sont appelées **modes propres** de la structure.

Les déformées $\boldsymbol{Q_l}$ forment une base ***M*- et *K*-orthogonale** de l'espace vectoriel des petits mouvements de la structure, ce qui signifie :

$$Q_m^t M Q_n=0 \;\text{ et }\; Q_m^t K Q_n=0 \;\text{ pour }\; m\neq n \qquad (4)$$

Les pulsations propres $\boldsymbol{\omega_l}$ des différents modes sont les racines du polynôme caractéristique :

$$\det\left(K-\omega^2 M\right)=0 \qquad (5)$$

L'orthogonalité des modes propres exprime que les forces d'inertie ou de raideur développées dans un mode ne travaillent pas dans les mouvements des autres modes. Il y a indépendance mécanique des modes entre eux.

Extension aux système continus

Par extension avec le cas précédent, on peut montrer que, pour les systèmes continus, toujours dans le cadre de l'approximation linéaire, il existe une **suite infinie de modes propres** dont les déformées possèdent également des propriétés d'orthogonalité vis-à-vis des opérateurs de masse ou de raideur. Ces déformées propres forment une **base complète** pour tout mouvement linéaire quelconque de la structure.

Exemple : dans le cas d'une poutre monodimensionnelle de longueur *L,* de moment d'inertie *I* par rapport à la fibre neutre, de module d'Young *E* et de section droite *S,* en flexion verticale par rapport à l'axe **z** de la poutre, les **relations d'orthogonalité** s'écrivent :

$$(Q_m, MQ_n) = \int_0^L Q_m(z) Q_n(z) \rho S dz = 0 \tag{6}$$

et

$$(Q_m, KQ_n) = \int_0^L \frac{d^2 Q_m}{dz^2} \frac{d^2 Q_n}{dz^2} EI dz = 0 \tag{7}$$

On appelle **masse généralisée** du mode *n* la quantité :

$$(Q_n, MQ_n) = m_n \tag{8}$$

et **raideur généralisée** du mode *n*, la quantité :

$$(Q_n, KQ_n) = k_n \tag{9}$$

Ces deux quantités sont reliées à la pulsation propre ω_n du mode par l'équation :

$$k_n = \omega_n^2 m_n \tag{10}$$

L'intérêt principal de l'orthogonalité des modes propres vient du fait que l'on peut obtenir, par projection du mouvement sur la base formée par ces déformées, un système d'équations différentielles indépendantes les unes des autres. Pour un système continu, le nombre d'équations différentielles ainsi obtenues est théoriquement infini. En pratique, on réalise toujours une troncature de modes, fonction du domaine de fréquences utiles pour le problème dynamique considéré.

Oscillations

Oscillateur harmonique amorti

L'oscillateur harmonique amorti peut être décrit par l'équation différentielle du second ordre suivante :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(\frac{\omega_o}{Q}\right)\frac{dx}{dt} + \omega_o^2 x = F(t) \qquad (1)$$

Deux régimes classiques sont associés à l'oscillateur harmonique amorti :

- Le régime dit « en oscillations libres » correspond, pour des conditions initiales x et dx/dt données (en t=0), aux solutions de l'équation différentielle linéaire (1) sans second membre (F(t) égal à zéro).
- Le régime dit « en oscillations forcées » correspond aux solutions de l'équation différentielle linéaire (1) avec second membre (F(t) différent de zéro), le « terme excitateur » étant sinusoïdal. La plupart du temps, seule la solution en régime permanent est retenue (solution sinusoïdale à la même fréquence que l'excitation).

Oscillations libres, forcées, auto-entretenues

Oscillations libres

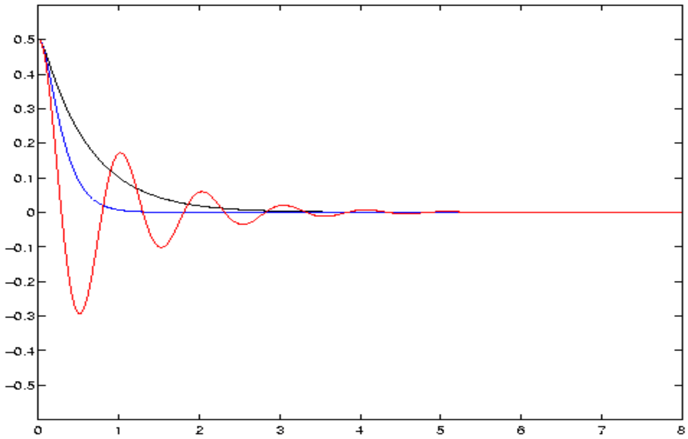
Les régimes solutions de l'équation (1) sans second membre avec conditions initiales, au nombre de 3, dépendent du facteur de qualité Q de l'oscillateur. Si Q<0.5 (oscillateur fortement amorti), le régime est dit de « apériodique ». Si Q=0.5, le régime est dit de « apériodique critique ». Si Q>0.5, le régime est dit « pseudo périodique ».

Cas Q<0.5, $$x(t) = A\,e^{\left(\frac{-\omega_o}{2Q} + \omega_o\sqrt{1/4Q^2 - 1}\right)t} + Be^{\left(\frac{-\omega_o}{2Q} - \omega_o\sqrt{1/4Q^2 - 1}\right)t}.$$

Cas Q=0.5, $$x(t) = (At + B)\,e^{-\omega_o t/2Q}.$$

Cas Q>0.5, $$x(t) = A\,e^{-\omega_o t/2Q}\cos\left(\omega_o\sqrt{1 - 1/4Q^2}\;t + \varphi\right).$$

Les constantes A et B, ou A et φ sont fixées par la donnée des conditions initiales x et dx/dt en t=0.



Solutions x(t) illustrant les 3 régimes discutés ci-dessus pour les cas particuliers Q=0.25 (courbe noire), Q=0.50 (courbe bleue), Q=3 (courbe rouge), ceci avec les mêmes conditions initiales.

Oscillations forcées

L'équation différentielle linéaire du second ordre avec second membre, le « terme excitateur » étant sinusoïdal par exemple, est :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(\frac{\omega_o}{Q}\right)\frac{dx}{dt} + \omega_o^2 x = F_o \cos(\omega t).$$

La solution en régime permanent (solution sinusoïdale à la même fréquence que l'excitation)

—

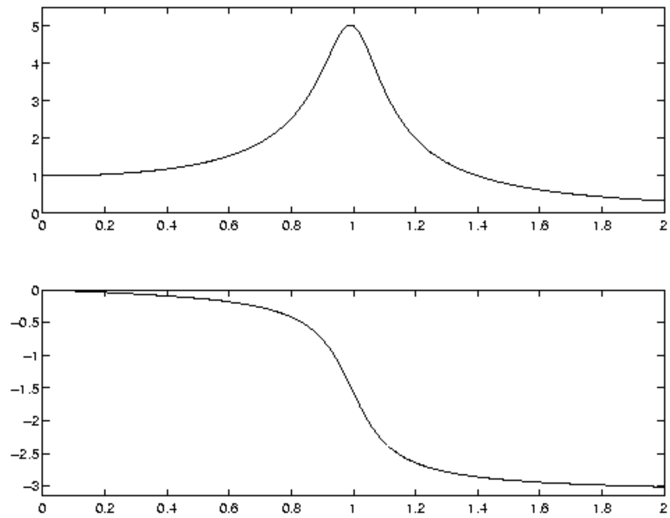
est :

$$x(t) = A\cos(\omega t + \varphi) \quad \text{avec} \quad A(\omega) = \frac{F_o / \omega_o^2}{\sqrt{\left(1-u^2\right)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2}} \quad \text{et} \quad tg\,\varphi(u) = \frac{u}{Q\left(1-u^2\right)}, \text{ où}$$

$$u = \omega / \omega_o .$$

Le déphasage φ entre la x(t) et la force d'excitation F(t), ainsi que le rapport des amplitudes A sur F_o/ω_o^2 est représenté ci-dessous en fonction de la fréquence (réponse en amplitude et en phase du système) pour le cas particulier $\omega_o = 2\pi$ et Q=5.

Il existe une fréquence particulière appelée fréquence de résonance, pour laquelle l'amplitude A est maximale. Pour les systèmes peu amortis tel que celui décrit ici (Q=5), la fréquence de résonance est très proche de $\omega_o/2\pi$ (inférieure de 1%), le maximum de la fonction A étant égal au facteur de qualité Q.



Réponse en amplitude (courbe du haut ; unité arbitraire) et en phase (courbe du bas ; en radians) en fonction de la fréquence adimensionnée u.

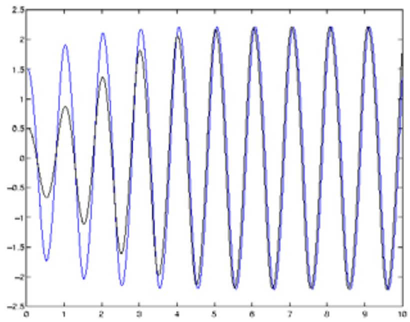
Oscillations auto-entretenues

Des systèmes physiques peuvent générer des oscillations quasi sinusoïdales, plus généralement périodiques, sans pour autant être en régime d'oscillations forcées. Le système est parfois appelé « auto-oscillateur » ou « oscillateur auto-entretenu ». L'exemple le plus simple illustrant ce phénomène est l'oscillateur de Van der Pol décrit par une équation différentielle non-linéaire du second ordre donnée ci-après :

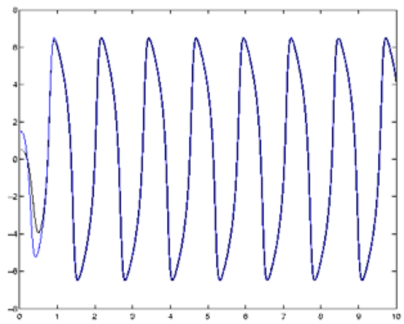
$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_o\left(x^2 - r\right)\frac{dx}{dt} + \omega_o^2 x = 0\,.$$

Des exemples de solutions obtenues par calcul numérique sont donnés ci-dessous pour deux valeurs particulières de r (r=2 et r=10 respectivement).

Cas r=2



Cas r=10



Pour chaque valeur de r, deux simulations numériques correspondant à des conditions initiales différentes ont été effectuées. Il apparaît ci-dessus que les oscillations périodiques obtenues en régime permanent sont indépendantes des conditions initiales. De fait ce n'est pas toujours le cas, l'auto-oscillateur peut présenter plusieurs régimes d'oscillation stables ; les conditions initiales déterminent le régime stable vers lequel le système évolue.

Qualitativement, le terme en dx/dt de l'équation différentielle est composé de deux parties, l'une « amortissante » non-linéaire (terme quadratique x^2), l'autre « génératrice » (terme $-r$) correspondant à un apport d'énergie fourni par le milieu extérieur (contrairement au cas des oscillations forcées, l'apport d'énergie se fait à partir d'une source constante). Lorsque le régime permanent est atteint, ces deux termes se compensent en moyenne sur une période de l'oscillation.

Oscillations et instruments de musique

Il est possible de classer les instruments de musique en fonction de la nature des régimes d'oscillations mis en jeu. Par exemple, les instruments de percussion et les instruments à cordes pincées ou frappées (guitare, clavecin, piano) fonctionnent en régime « oscillations libres ». Par contre les instruments à cordes frottées (violon) et les instruments à vent (flûte, clarinette, trombone, …) fonctionnent en régime « oscillations auto-entretenues ».

De fait cette première classification est simplifiée. Les musiciens utilisent leurs instruments de musique avec une très grande variété de modes de jeu, si bien que l'on peut presque trouver les différents régimes d'oscillation pour chacun d'entre eux ! Ainsi le violon peut être joué avec archet, mode de jeu « arco » (oscillations auto-entretenues de la corde), ou sans archet, mode de jeu pizzicato ou corde pincée (oscillations libres de la corde).

En première approche la corde du violon est généralement assimilée à un auto-oscillateur (transformation d'une grandeur indépendante du temps, la vitesse de l'archet, en une grandeur vibratoire oscillante). La table d'harmonie qui rayonne la pression acoustique, est elle, excitée en oscillations forcées par la corde vibrante via le chevalet.

Considérer le système physique comme étant excité en oscillations forcées, revient à pouvoir isoler un élément source dont le comportement peut être considéré comme indépendant du reste du système étudié. Lors de la génération de voyelles ou de sons voisés, le conduit vocal est excité en oscillations forcées par le « générateur parfait » constitué des cordes vocales : chacun peut effectuer un balayage fréquentiel (sinus glissant) en chantant un « a » du grave à l'aigu par exemple. Si l'expérience est répétée en chantant dans un trombone, il apparaît certaines fréquences critiques autour desquelles le chanteur ressent certaines gênes. Pour ces fréquences, manifestement le fonctionnement des cordes vocales n'est plus indépendant du résonateur acoustique constitué du conduit vocal prolongé du trombone. Dans ce cas une description globale du système physique s'appuiera sur une approche « auto-oscillations » et non plus « oscillations forcées ».

Pour conclure, si les instruments de musique peuvent être assimilés à des oscillateurs en oscillations libres ou à des oscillateurs auto-entretenus, nous renvoyons le lecteur aux différents cours pour vérifier que les instruments de musique se comportent de façon plus complexe que les simples oscillateurs harmonique et de Van der Pol présentés ci-dessus.

Partiel

On parle de son partiel ou de partiel. C'est le terme généralisant celui d'harmonique et relatif aux composantes d'un son non-périodique. La catégorie des sons non périodiques ou encore non-harmoniques contient en outre les bruits et les sons non-stationnaires – *i.e.* dont les caractéristiques varient rapidement – pour lesquels il est impossible ou difficile de parler de partiel. D'autres sons inharmoniques peuvent être considérés comme la superposition de sons purs ou quasi-purs (s'atténuant ou variant lentement dans le temps) mais dont les fréquences ne sont pas les éléments d'une série entière f, $2f$, ... nf, ... Ces composantes, qu'on nomme donc partiels, sont obtenues par l'analyse de Fourier et sont produites par exemple par les modes propres d'un système mécanique en vibrations libres.

Exemple : les partiels d'une cloche ont des fréquences 0.5 *f, f, 1.2f, 1.5 f, 2f, 3f, 4f etc.* Chacun de ces partiels provient d'un mode double ; le partiel est donc constitué lui-même de deux composantes sinusoïdales de fréquences très proches, le tout est équivalent à une sinusoïde de fréquence moyenne qui bat en amplitude à la différence des fréquences.

Pression acoustique

La pression acoustique est l'écart à la pression ambiante d'un fluide, milieu au sein duquel se propage le son (un son peut aussi se propager dans un solide, auquel cas la pression n'est plus la variable utilisée pour traiter le problème). Pour des petites variations, on peut linéariser les équations de la mécanique des fluides et obtenir ainsi les équations de l'acoustique, relatives à ces petites variations par rapport aux grandeurs ambiantes, qui peuvent par exemple caractériser un flux d'air continu. En raison de la sensibilité logarithmique de l'oreille humaine, on mesure souvent l'amplitude de la pression acoustique en dB, le niveau de référence étant 2.10^{-5} Pa. Un niveau sonore de 180 dB correspond à 1/5 de la pression atmosphérique et on ne peut sans doute plus considérer à ce niveaux des équations linéarisées : à fort niveau, les équations de l'acoustique deviennent non-linéaires.

Rayonnement du piston plan circulaire

Introduction

Le rayonnement acoustique des sources sonores est un problème généralement complexe. Décrire le rayonnement, c'est comprendre les phénomènes à l'interface entre deux milieux comme par exemple l'intérieur et l'extérieur d'un tuyau sonore ou bien une plaque dans laquelle se propagent des ondes de flexion et l'air ambiant etc… . Pour étudier le rayonnement, on se trouve souvent pris entre deux cas limites :

- soit considérer des sources élémentaires comme par exemple la sphère pulsante dont la description est simple mais dont l'utilité pratique est quasi nulle tant sa réalisation est délicate ;
- soit on souhaite prendre en compte la géométrie et les caractéristiques réelles de la source rayonnante et seul l'ordinateur pourra prévoir le rayonnement après discrétisation en sources élémentaires ci-dessus.

Le piston plan circulaire constitue un bon intermédiaire entre ces deux extrêmes. Son rayonnement reste calculable analytiquement et il offre une approximation assez bonne du rayonnement dans de nombreux cas pratiques : haut-parleur, extrémité ouverte d'un tuyau….

S'agissant d'un problème d'interface, le rayonnement du piston plan sera fortement dépendant du rapport entre les dimensions du piston (rayon a) et la longueur d'onde dans l'air λ du son rayonné :

- si $\lambda<<a$, le piston est « grand » et rayonnera dans son axe l'onde plane attendue devant un grand plan oscillant, avec éventuellement quelques effets de bord,
- si $\lambda>>a$, le piston est « petit » et son rayonnement se rapprochera plus de celui d'une source ponctuelle, c'est à dire un onde sphérique.

Dans ce qui suit, on adoptera successivement deux points de vue. En premier lieu, celui de l'observateur extérieur qui s'intéresse au champ rayonné par le piston : dépendance en fréquence, directivité… En second lieu, celui du travailleur chargé d'animer le piston : comment l'air ambiant dans lequel le piston rayonne est-il ressenti par la source ?

Rayonnement du piston plan dans un écran

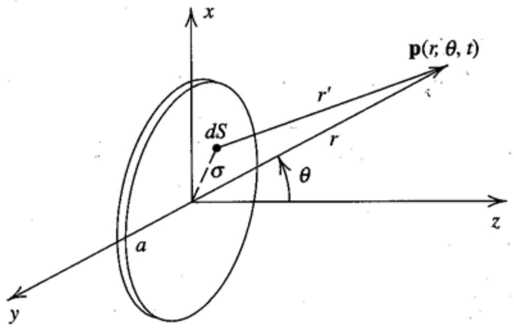
Forme générale

On considère un piston plan de rayon a placé dans un écran infini et animé d'une vitesse $u_0e^{j\omega t}$. On peut calculer la pression en un point r du demi espace en sommant les contributions élémentaires de tous les points de la surface du piston. Un élément de surface δs constitue une source élémentaire dont le débit acoustique est $q=u_0\delta S$, la pression rayonnée à une distance r est :

$$p(r,t) = {}^{j}\!/_{2}\, \rho c \frac{q}{\lambda r} e^{j(\omega t - kr)}$$

où ρ est la densité du fluide, c la vitesse de propagation et k est le nombre d'onde dans l'air. La présence d'un écran au niveau de la source double cette pression rayonnée puisque la source et son image dans l'écran sont confondues. La pression rayonnée par le piston s'écrit en intégrant sur toute la surface du piston :

$$p(r,\theta,t) = j\rho c \frac{u_0}{\lambda} \int_S \frac{1}{r'} e^{j(\omega t - kr')} dS$$



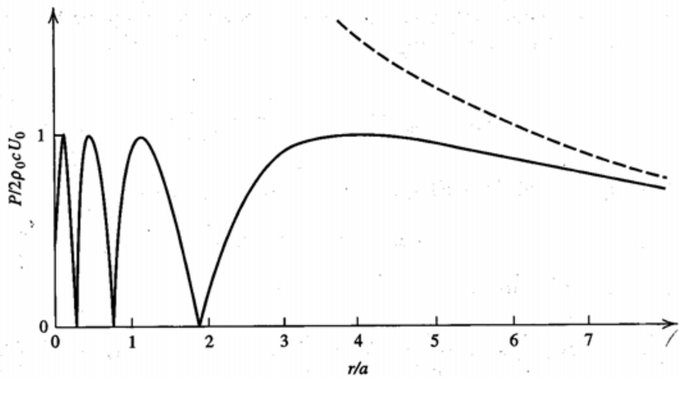
géométrie du problème

Pression rayonnée dans l'axe

Après intégration, la pression dans l'axe du piston peut s'écrire :

$$p(r,0,t)=\rho c u_0 \left[1-e^{-jk\left(\sqrt{r^2+a^2}-r\right)}\right] e^{j(\omega t-kr)}$$

Le module de la pression obtenue est présenté en fonction de la distance ***r*** à la figure ci-dessous. On remarquera les interférences entre le rayonnement du centre et celui de la périphérie du piston qui apparaissent sous forme d'annulations en champ proche. Cet effet n'apparaît bien entendu que pour des fréquences élevées, pour lesquelles le terme *ka* est supérieur à l'unité.



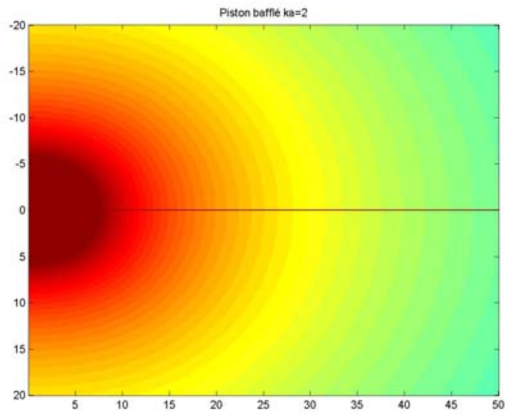
Module de la pression rayonnée dans l'axe à haute fréquence. La courbe pointillée correspond à l'approximation « champ lointain ».

Directivité en champ lointain

Pour des valeurs *r>>a*, on peut calculer la directivité du rayonnement. L'expression obtenue fait intervenir les fonctions de Bessel

$$p(r,\theta,t) = {}^{j}\!/_{2}\; \rho c \frac{a}{r} ka \left[\frac{2J_1(ka \sin\theta)}{ka \sin\theta} \right] e^{j(\omega t - kr)}$$

Cette expression fait apparaître le comportement décrit en introduction. En basse fréquence (ka<<1), le rayonnement est quasiment indépendant de la direction : le rayonnement est proche d'un monopole. En haute fréquence (ka>>1) le rayonnement est très directif, principalement dans un cône faisant face au piston. Pour des valeurs intermédiaires, le diagramme de rayonnement montre un lobe principal et quelques lobes secondaires (oscillations des fonctions de Bessel). La figure ci-dessous montre, à titre d'exemple, le module de la pression rayonnée pour *ka*=2 et 10.



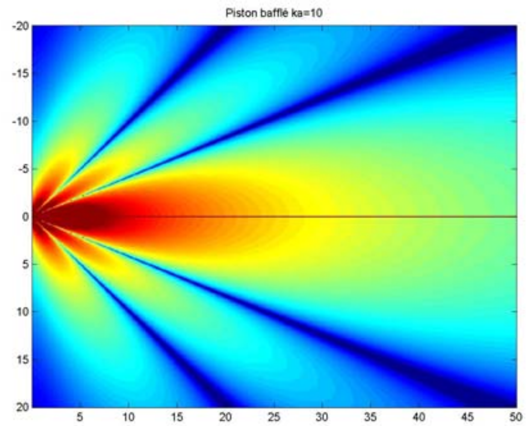


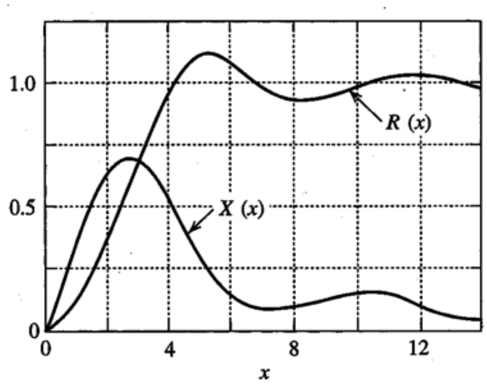
Figure de rayonnement d'un piston plan pour ka=2 (à gauche) et ka=10 (à droite) . La grandeur représentée est le module de la pression.

Impédance de rayonnement du piston plan dans un écran

Du point de vue de la source qui meut le piston, on caractérise l'effet du rayonnement en appréciant la force qu'il faut exercer sur un piston de masse nulle pour le mouvoir dans l'air ambiant à une vitesse $u_0 e^{j\omega t}$. On s'intéresse donc, en régime harmonique, au rapport des amplitudes complexes force/vitesse, appelé impédance mécanique de rayonnement. La force qu'il faut appliquer correspond donc à la réaction du fluide matérialisée par la pression acoustique sur la surface du piston. L'impédance de rayonnement se calcule alors en intégrant sur la surface du piston la pression donnée par l'équation 2 ci-dessus. Après intégration, on obtient :

$$f(j\omega)/u_0(j\omega) = \rho c\ \pi a^2\ [R(2ka) + j\,X(2ka)] \qquad (5)$$

Les valeurs des parties réelle et imaginaire de (5) sont présentées ci-dessous :



partie réelle et partie imaginaire de l'impédance de rayonnement réduite d'un piston plan en fonction de x=2ka

La partie réelle de l'impédance de rayonnement correspond à la composante en phase de la pression acoustique et de la vitesse acoustique rayonnées : elle quantifie la puissance rayonnée par le piston. La partie imaginaire de l'impédance de rayonnement correspond à pression et vitesse en quadrature : il n'y a pas d'énergie acoustique propagée liée à ce terme qui représente l'inertie de l'air mis en mouvement au voisinage du piston. Du point de vue de la source, cette partie imaginaire se comporte comme une masse apparente.

Approximation basse fréquence

Pour une étude en basse fréquence (ka<<1), on a souvent recours aux approximations suivantes :

$$R \approx \frac{1}{2}(ka)^2$$

$$X \approx \frac{8}{3\pi}\rho c S ka$$

c'est à dire : $$Z_{Ray} \approx \rho c S\left(\frac{1}{2}(ka)^2 + j\frac{8}{3\pi}ka \right)$$

qui montre que la puissance rayonnée est proportionnelle au carré de la fréquence (partie réelle en k^2). La partie imaginaire montre que l'inertie du fluide entraîné par le mouvement du piston correspond à la masse d'air comprise dans un cylindre de section S et de hauteur $8a/3\pi$.

Piston plan sans écran

L'étude du rayonnement du piston plan sans écran est, dans le principe, très voisine du cas avec écran développé ci-dessus. Cependant, les calculs sont sensiblement plus compliqués. Nous nous bornerons à en présenter les principaux résultats en basse fréquence.

Champ rayonné :

La pression acoustique rayonnée n'est plus monopolaire comme c'est le cas lorsque le piston est dans un écran. Les deux faces participent en opposition de phase au champ rayonné et le champ de pression est dipolaire : la pression s'annule dans le plan passant par le piston. La vitesse acoustique est, quant à elle maximale dans ce plan. Ce flux acoustique traversant le plan du piston est responsable du « court-circuit » acoustique entre les deux faces. Le résultat est un rayonnement très peu efficace à basse fréquence.

Impédance de rayonnement :

Le court-circuit acoustique a pour effet de rendre le mouvement du piston plus aisé. La charge ressentie par le piston est plus légère. L'impédance de rayonnement, pour une face du piston est donnée par :

$$Z_{Ray} \approx \rho c S\left(\tfrac{1}{4}(ka)^2 + j0.61ka \right)$$

Il apparaît que le terme d'inertie correspond à la masse d'air comprise dans un cylindre de hauteur 0.61 a au lieu de 0.82 a dans le cas avec écran.

Son pur

Un son pur est obtenu en envoyant un signal sinusoïdal dans un haut-parleur pendant une longue durée. Le son ainsi créé n'a qu'une hauteur et une amplitude mais pas de timbre, ni de durée, ni de transitoires. *Stricto sensu*, il est rigoureusement périodique. Il n'existe pratiquement pas de son naturel ni musical qui ressemble à un son pur. S'il est possible de décomposer ou de recomposer mathématiquement les signaux réels en ou à partir de sons purs (analyse de Fourier), il ne faut pas perdre de vue que l'oreille n'effectue pas ces opérations-là. Les premières études psychoacoustiques ont beaucoup utilisé les sons purs ; on a ainsi obtenu des renseignements sur certains mécanismes de l'audition qui ne sont pas toujours applicables aux sons musicaux ou aux sons réels en général. Tous les mécanismes de l'audition ne peuvent pas être extrapolés à partir des résultats de ces études.

Le diapason n'émet pas un son pur ; certains sifflets émettent des sons à peu près purs, dans la mesure où le souffle qui les anime serait parfaitement stable. On repère mieux la hauteur d'un son riche en harmoniques que celle d'un son pur ; on localise mal les sons purs.

Spectre

Le spectre d'un son est le résultat de la transformée de Fourier appliquée à ce son.

Il s'agit donc d'une *représentation* du son dans un plan (fréquence, amplitude). Deux types de problèmes se posent alors :

- quelle est la durée de son sur laquelle on va effectuer la transformation de Fourier ?

- quelle interprétation fait-on du résultat ?

La première question est une question de traitement de signal et on peut calculer les conséquences du choix de cette durée.

La deuxième question a trait à la psychoacoustique (si on veut se servir du spectre pour connaître l'*effet* du son sur nous) ou à la physique (si l'on se sert du spectre pour *mesurer* une grandeur mécanique définie au préalable), par exemple. Pour ce dernier usage, il importe en général de prendre en compte l'ensemble du résultat de la transformée de Fourier, autrement dit amplitude et phase. Les cours qui seront présentés aux JPPIM feront un large usage des mesures de spectres à des fins de physique. Pour une utilisation en psychoacoustique, se rapporter aux ouvrages spécialisés.

Lorsqu'un spectre est calculé sur une longue durée de signal, la résolution en fréquence est excellente, typiquement l'inverse de la durée d'analyse. Autrement dit, on pourra distinguer des composantes très proches, ou mesurer des fréquences avec précision. En revanche, on n'aura par définition aucune information sur les variations temporelles des amplitudes obtenues. Les signaux musicaux étant toujours variables dans le temps, on a donc eu recours à de l'analyse de Fourier dite "à court terme" où une faible durée de signal est analysée, donnant des composantes spectrales dont on calcule ensuite l'évolution temporelle en recommençant l'analyse sur la portion suivante de signal, etc. On obtient ainsi une représentation "temps-fréquence", ou spectrogramme. Le "sonagrame" en est un exemple.

Par extension, on parle également de spectre lorsque d'autres transformations du signal que la transformée de Fourier sont été utilisées pour obtenir des renseignements fréquentiels sur un signal, sonore ou non (ondelettes, Wigner-Ville, etc.).

Timbre

Le timbre est généralement défini comme "l'attribut de la sensation auditive suivant lequel un auditeur peut différencier deux sons présentés dans les mêmes conditions et ayant la même sonie et la même hauteur".

Bien souvent défini par "la négative" (*le timbre n'est pas ceci, ou n'est pas cela, ...*) ou par certains comme une notion qui regrouperait tout ce qui n'est pas "proprement défini", le timbre est une notion complexe et difficile à appréhender. Les recherches psychoacoustiques sur ce sujet sont encore nombreuses.

Le timbre est donc une combinaison de plusieurs traits qui permet à un auditeur de juger que deux sons (instrumentaux ou autres) sont dissemblables. Il est donc important de présenter ces deux sons dans les mêmes conditions, à la même hauteur avec une durée et une intensité perçue (sonie) identiques.

De nombreux facteurs peuvent altérer le jugement sur le timbre comme la salle d'écoute mais à l'intérieur de la salle les positions respectives auditeur source (surtout si le rayonnement de l'instrument est très inhomogène dans l'espace), le dispositif de prise et de reproduction sonore, etc.

Les dimensions qui contribuent à la perception du timbre sont donc celles qui n'influent pas directement sur la hauteur et l'intensité du son. Elles concernent la composition spectrale du son (*profil spectral* c'est-à-dire la répartition en amplitude et en fréquence des partiels) et l'évolution temporelle du son (*enveloppe du son* c'est-à-dire comment évoluent les composantes du son au cours du temps).

Le nombre et la répartition en amplitude et en fréquence des composantes du son, leur consonance avec le fondamental ou leur positionnement dans la plage audible déterminent la sensation de timbre. Pour les instruments de musique, l'amplitude et le nombre des harmoniques dépendent de nombreux facteurs. Pour les vents, par exemple, la perce (tuyau cylindrique, conique, cylindro-conique, pavillon, …) et le mécanisme de génération de son (anches simples, doubles, libres, battantes, système lame d'air-biseau, ….) sont les principaux. Ainsi la clarinette favorise les harmoniques de rang impair, la flûte concentre l'énergie sur les premières composantes et le hautbois possède un très grand nombre d'harmoniques. Cependant pour un même instrument, cette répartition varie avec le registre et la nuance. En effet, en jouant plus ou moins fort, les instrumentistes agissent sur le spectre des notes dans des proportions parfois très importantes.

L'enveloppe temporelle typique d'un son instrumental se décompose en trois parties : attaque, partie stationnaire et extinction. Pour les instruments à oscillation libre comme le piano, la partie stationnaire est inexistante et après la frappe du marteau (transitoire d'attaque), c'est la décroissance du son (transitoire d'extinction) qui commence. Pour le violon, instrument à oscillation auto-entretenue, la longueur de la partie stationnaire dépend de la décision du musicien qui en interrompant le frottement de l'archet sur la corde, déclenche la décroissance.

En modifiant, ou en supprimant les transitoires d'attaque et d'extinction, le timbre peut être fortement altéré, ceci pouvant aller jusqu'à la perte d'identification ou parfois un transfert vers un autre instrument. C'est ce qui peut se produire pour certaines notes du trombone, lorsque des sourdines sont utilisées.

L'analyse temps-fréquence de type sonagraphique est bien adaptée à l'observation de ce type de phénomènes.

Le lien entre, d'une part les dimensions perceptives et d'autre part les propriétés acoustiques analysées sur le signal est difficile à établir. Encore plus délicat est l'interprétation des dimensions perceptives par des attributs verbaux (un son *sourd*, *large*, *lisse*, *criard*, …) fortement dépendants de la culture des sujets.

Cependant récemment, avec ce nouvel outil d'expérimentations psychoacoustiques qu'est la synthèse sonore numérique, des stimuli appropriés et dont la composition est finement contrôlée ont permis de tisser des liens, certes incomplets, mais très prometteurs entre dimensions perceptives, paramètres physiques et attributs verbaux. Ainsi la dimension perceptive "brillance" qui traduit l'ensemble des attributs verbaux qui peuvent se regrouper sur un axe allant de "brillant" à "terne" est liée au centre de gravité du spectre des sons. Les timbres de deux sons fusionnent d'autant mieux que leur degré de brillance est très voisin. La rapidité d'attaque des sons est un autre facteur qui peut influencer cette fusion.

Vitesse particulaire

C'est la vitesse moyenne des particules dans un volume de fluide élémentaire. Pour une onde plane progressive en l'absence d'écoulement, pression acoustique et vitesse particulaire sont reliées par la relation

$$p = Z_0\, v$$

où $Z_0 = \rho c$ est l'impédance caractéristique du milieu pour les ondes planes (*cf.* impédance acoustique). La vitesse particulaire, de mesure algébrique v, est orientée dans la direction de propagation (autrement dit : les ondes acoustiques dans un fluide sont des ondes longitudinales).