Chapitre 1
Généralités sur le son

INTRODUCTION

Un son est produit par la **vibration** d'un objet (corde d'un instrument de musique, membrane d'un haut-parleur,..). L'objet qui vibre est appelé *source sonore.*

Les vibrations de la source provoquent des variations de la pression du milieu matériel proche. Celles-ci se propagent ensuite dans le **milieu matériel élastique** : les particules de matière vibrent autour de leur position initiale sans déplacement global de sorte qu'il n'y a pas de transport de matière dans le **milieu matériel** qui entoure une source sonore.

La vibration est dite longitudinale si le mouvement des particules a lieu dans le sens de la propagation, transversale si le mouvement est perpendiculaire à la direction de propagation. Les vibrations de torsion (le frottement d'un archet sur une corde tord celle-ci) sont également transmissibles. De façon générale, un milieu matériel peut vibrer selon différents modes à la fois.

PROPAGATION (CAS SIMPLE)

La propagation rectiligne d'une onde longitudinale dans un milieu homogène (et sans amortissement) est schématisé à la page suivante. On admet que la source sonore vibre de façon sinusoïdale à la fréquence f. Son mouvement est périodique de *période* T et de pulsation ω. On note y son élongation :

$$y(t) = a \sin \omega t$$

Rappels : Un phénomène est périodique s'il se reproduit, identique à lui-même, au bout d'un certain temps, appelé période (T).

$$\boxed{T(s) = \frac{1}{f(Hz)}} \text{ et } \boxed{\omega T = 2\pi \text{ rad}} \qquad \omega \text{ en rad.s}^{-1}$$

La propagation d'une onde sonore dans un milieu se traduit par l'existence d'une pression acoustique p_{ac} qui s'ajoute à la pression atmosphérique :

$$\boxed{p_{ac} + p_{atm} = p_{totale}}$$

► **Périodicité spatiale**

La propagation transporte d'un point à un autre (de H à I, par exemple) un état vibratoire du milieu matériel. La vitesse de déplacement de cet état vibratoire est appelée « célérité du son » ; on la note souvent c.

On appelle *longueur d'onde* la distance qui sépare deux points qui ont, à chaque instant, le même état vibratoire (points G et H, par exemple).

Le déplacement effectué par le son, en une période correspond à une longueur d'onde λ (HI = GH = λ, par exemple)

La vitesse de déplacement de l'onde, dans un milieu non dispersif (*), ne dépend pas de la fréquence ; dans ce cas, seule la longueur d'onde est caractéristique de l'onde.

$$\boxed{\lambda = cT} \qquad \lambda \text{ en m ; T en s et c en m.s}^{-1}$$

► **Pression acoustique**

Si la source sonore vibre de façon sinusoïdale, à la fréquence f, la pression acoustique, en un point quelconque P du *champ sonore* (espace entourant la source) est une fonction sinusoïdale du temps de même fréquence f : $p_{ac}(t) = \hat{p}\sin(\omega t + \varphi)$ ou $p_{ac}(t) = p_{eff}\sqrt{2}\sin(\omega t + \varphi)$

$\hat{p}$: amplitude de la pression acoustique.

p_{eff} : valeur efficace de la pression acoustique

Rappels : Définition générale de la valeur efficace d'un signal :

$$(p_{eff})^2 = \langle (p_{ac})^2 \rangle$$

Pour un signal <u>sinusoïdal</u> : $(p_{eff})^2 = \frac{1}{T}\int_0^T \hat{p}^2 \sin^2(\omega t + \varphi)\,dt$

Maths : $\hat{p}^2 \sin^2(\omega t + \varphi) = \frac{\hat{p}^2}{2}[1 - \cos 2(\omega t + \varphi)]$

$$(p_{eff})^2 = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{\hat{p}^2}{2}\,dt - \frac{1}{T}\int_0^T \cos 2(\omega t + \varphi)\,dt$$

$$(p_{eff})^2 = \frac{1}{\cancel{T}}\frac{\hat{p}^2}{2} \times \cancel{T} \quad \text{car} \quad \frac{1}{T}\int_0^T \cos 2(\omega t + \varphi)\,dt = 0$$

On en déduit, pour un signal <u>sinusoïdal</u> : $\boxed{p_{eff} = \frac{\hat{p}}{\sqrt{2}}}$

φ est le déphasage entre la vibration en P et celle de la source sonore ; ces deux points sont séparés par une distance x de sorte que l'état vibratoire de la source met un certain délai Δt pour atteindre P : $\frac{x}{\Delta t} = c$

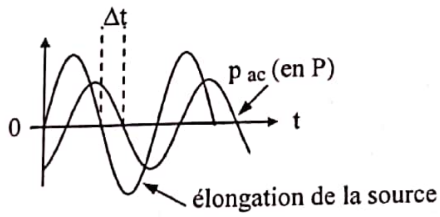
- au voisinage de la source sonore, à l'instant t : $p_{ac}(t) = \hat{p}\sin\omega t$
- au point P, un instant Δt plus tard : $p_{ac}(t) = \hat{p}\sin\omega(t + \Delta t)$

Cette dernière expression se note aussi : $p_{ac}(t) = \hat{p}\sin(\omega t + \varphi)$

On en déduit : $\boxed{\omega \Delta t = \varphi}$ ou $\boxed{\frac{2\pi}{T}\frac{x}{c} = \varphi}$ soit :

$$\boxed{\frac{2\pi}{T}\Delta t = \varphi} \text{ ou } \boxed{\frac{2\pi x}{\lambda} = \varphi}$$

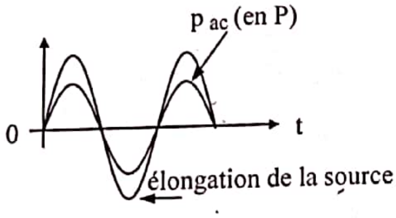
en utilisant ce qui précède.



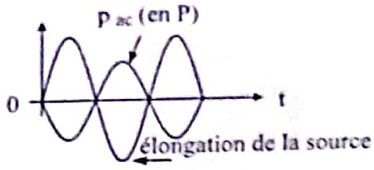
Cas particuliers

◆ Si $x = k\lambda$ $(k = 1, 2, 3, ...)$ ou si $\Delta t = kT$, on retrouve : $\varphi = k \times 2\pi$

La pression acoustique en P et la source sonore sont *en phase*.



• Si $x = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ (avec $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$) ou si $\Delta t = (2k+1)\frac{T}{2}$, on retrouve : $\varphi = (2k+1)\pi$; la pression acoustique en P et la source sonore sont *en opposition de phase*.



▸ **Vocabulaire**

front d'onde : surface virtuelle d'un champ sonore sur laquelle tous les points vibrent en phase.

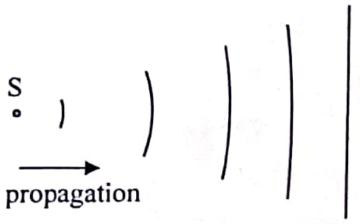
Une source ponctuelle *omnidirectionnelle* émet de la même façon, dans toutes les directions de l'espace qui l'entoure.

Le milieu de propagation est *isotrope* si ses propriétés sont indépendantes de la direction de propagation.

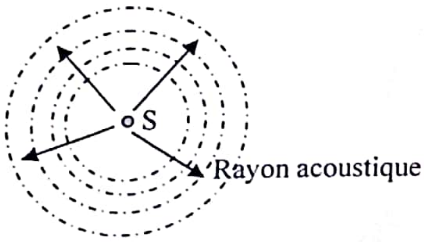
Si le milieu de propagation est homogène et *isotrope* et si la source est ponctuelle, les fronts d'onde successifs sont des sphères centrées sur la source sonore ; l'onde est, alors, dite *sphérique*.

L'onde devient une *onde plane* lorsque les fronts d'onde sont perpendiculaires à la direction de propagation. C'est, par exemple, le cas quand on s'éloigne suffisamment de la source sonore.

Attention ! Le plus souvent, l'expression « onde plane », impose, en plus, l'invariance de l'amplitude de l'onde malgré l'éloignement de la source !



S : Source sonore ponctuelle



On peut, aussi, dégager la notion de « *rayon acoustique* » afin d'établir une analogie avec l'optique.

Un milieu de propagation acoustique est caractérisé par son impédance acoustique Z:

$$\boxed{Z = \rho c} \qquad Z \text{ en } kg.m^{-2}.s^{-1}$$

ρ : masse volumique du milieu (en $kg.m^{-3}$)

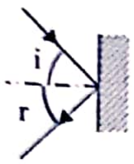
c : vitesse de propagation du son dans ce milieu (en $m.s^{-1}$)

Deux sources sonores sont corrélées si leur vibration sont en opposition de phase ou en phase.

Les pressions efficaces de deux ondes non corrélées ne s'additionnent pas !

On a : $$\left(P_{eff}^{tot}\right)^2 = \left(P_{eff}^{1}\right)^2 + \left(P_{eff}^{2}\right)^2$$

REFLEXION, ABSORPTION, DIFFUSION ET DIFFRACTION



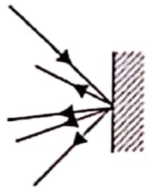
◆ Une onde acoustique qui rencontre un obstacle parfaitement plan, rigide et lisse peut être réfléchie (l'angle d'incidence i est égal à l'angle de réflexion r).

Cependant, aucune surface n'est entièrement réfléchissante et une partie de l'énergie transportée par l'onde sonore est transformée en chaleur par la mise en vibration des particules qui composent l'obstacle. On dit que l'obstacle absorbe une partie de l'énergie incidente ou encore que l'obstacle a un coefficient d'absorption qui n'est pas nul.

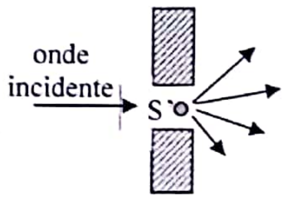
Définitions :

$$\text{Coefficient de réflexion : } \alpha_r = \frac{\text{énergie réfléchie}}{\text{énergie incidente}}$$

$$\text{Coefficient d'absorption : } \alpha_{rabs} = \frac{\text{énergie absorbée}}{\text{énergie incidente}}$$

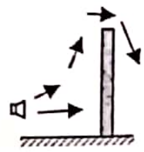


◆ Lorsque la surface d'un obstacle n'est pas lisse, un faisceau de « rayons acoustiques » se réfléchit dans des directions variées selon l'état de la surface où il tombe. Le son est alors diffusé par la paroi rencontrée.



◆ Les rayons acoustiques passant par un « trou » peuvent également être diffractés si les dimensions du trou sont très inférieures à la longueur d'onde du son. Dans ce cas, le trou se comporte, à son tour, comme une source ponctuelle secondaire.

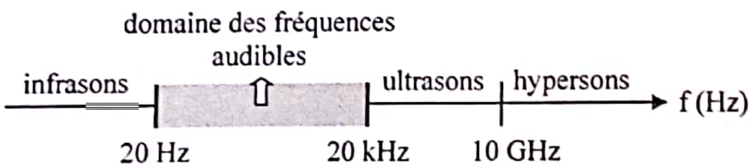
La diffraction permet à une onde sonore de contourner un obstacle.



QUELQUES CARACTERISTIQUES D'UN SON

▶ Domaine des fréquences audibles

Les limites du domaine des fréquences audibles varient notablement d'un auditeur à l'autre ; pour une « oreille moyenne », on a le classement suivant :



▶ Son pur et son complexe

Une vibration sinusoïdale d'une source sonore engendre un son pur (une seule fréquence).

Un son complexe périodique, de fréquence f, résulte de la somme de sons purs de fréquences f, 2f, 3f,... La fréquence f correspond au fondamental. Les autres fréquences correspondent aux harmoniques.

L'analyse spectrale d'un son complexe permet de séparer le fondamental des harmoniques (exemple ci-après).

Exemple : y_{som} : son complexe périodique : $y_{som} = y_1 + y_2 + y_3$

QUELQUES TERMES MUSICAUX

► Octave et gamme tempérée

Une fréquence f_2 est à *l'octave* d'une autre fréquence f_1 quand $f_2 = 2\,f_1$

En musique, l'étendue des fréquences couvre 9 octaves (32,7 Hz à 15804 Hz). Les octaves sont désignés par des numéros que l'on met en indice à côté de la note (le « la_3 » désigne le « la » de l'octave 3).

La gamme tempérée divise chaque octave en douze intervalles égaux logarithmiquement ce qui revient à établir un rapport constant entre les fréquences des notes ; chaque intervalle correspond à un demi-ton.

Notes et fréquences de l'octave 3												
do_3	do #	ré	ré #	mi	fa	fa #	sol	sol #	la	la #	si	do_4
262	277	294	311	330	349	370	392	415	440	466	494	

On peut vérifier sans peine que :

$$\log\frac{370}{349} = \log\frac{466}{440} = \log 370 - \log 349 = \log 466 - \log 440 \quad \text{etc} \ldots$$

► Timbre

Le « timbre » est une caractéristique qui permet de différencier à l'oreille deux sons qui correspondent à la même note et au même niveau sonore.

La richesse en harmoniques, l'attaque du son, en particulier, participent à cette notion.

► Hauteur

La hauteur d'un son audible pur est liée à sa fréquence.

hauteur	hauteur croissante ⟶		
fréquence	88 à 354 Hz	354 à 1414 Hz	1414 à 5657 Hz
qualificatif	Son grave	Son médium	Son aigu

► Bandes d'octaves

On emploie fréquemment, en acoustique, des échelonnements de fréquences normalisés ; un intervalle entre deux fréquences f_1 et f_2 n'est pas indiqué par la différence $f_2 - f_1$ mais par la fréquence médiane $f_m = \sqrt{f_1\,f_2}$ et la largeur de l'intervalle.

Une bande d'octave à une fréquence $f_m = \sqrt{f_1\,f_2}$ désigne une bande de fréquences comprises entre f_1 et f_2 avec $f_2 = 2\,f_1$ soit : $f_m = f_1\sqrt{2}$

Bandes d'octaves usuelles pour les questions d'isolation :

Fréquence médiane $f_m = \sqrt{f_1\,f_2}$	Fréquences extrêmes	Classe de hauteurs
125 Hz	88 à 176 Hz	graves
250 Hz	176 à 354 Hz	
500 Hz	354 à 707 Hz	médiums
1000 Hz	707 à 1414 Hz	
2000 Hz	1414 à 2828 Hz	aigus
4000 Hz	2828 à 5657 Hz	

CELERITE DU SON

Dans un milieu homogène, la vitesse du son est constante ; elle ne dépend pas de l'amplitude des vibrations sonores et ne dépend pas de la fréquence des vibrations sonores si on admet que le milieu est non dispersif.

On peut utiliser les relations approchées qui suivent :

- Célérité du son dans les solides : $\boxed{c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}}$ c : célérité du son $(m.s^{-1})$

  E : Module d'Young du solide $(N.m^{-2})$ (encore appelé « module d'élasticité longitudinale » du solide) (*)

  ρ : masse volumique du milieu $(kg.m^{-3})$.

(*) Rappel : Pour allonger, à température constante, un barreau solide de la longueur ℓ à la longueur $\ell + d\ell$ (la section S du barreau restant constante), il faut exercer une force dF.

On a : $E = \frac{dF}{d\ell}$ et E est d'autant plus faible que le milieu est élastique !

Quelques ordres de grandeur :

Solides	$E\ (N.m^{-2})$	$\rho\ (kg.m^{-3})$	$c\ (m.s^{-1})$
acier	20×10^{10}	7850	5060
cuivre	$12,2 \times 10^{10}$	8900	3700
plomb	$1,65 \times 10^{10}$	11400	1200

- Célérité du son dans les liquides :

$$\boxed{c = \sqrt{\frac{K}{\rho}}}$$ c : célérité du son $(m.s^{-1})$

K : Module de compressibilité isotherme du liquide (en $N.m^{-2}$ ou en Pa) (*)

ρ : masse volumique du milieu $(kg.m^{-3})$.

(*) Rappel : Pour modifier, à température constante, le volume d'un liquide de la valeur V à la valeur $V + dV$, il faut exercer une variation de pression dp ; on a : $K = V\frac{dp}{dV}$ (K est d'autant plus petit que le milieu est élastique !)

Quelques ordres de grandeur

Liquides	$K\ (N.m^{-2})$	$\rho\ (kg.m^{-3})$	$c\ (m.s^{-1})$
alcool	$0,115 \times 10^{10}$	790	1 200
eau de mer	$0,240 \times 10^{10}$	1025	1530

- Célérité du son dans les gaz : Loi de Laplace

$$\boxed{c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}}$$

c : célérité du son $(m.s^{-1})$

γ : coefficient de compression adiabatique (sans unité)

P : pression absolue du gaz (Pa)

ρ : masse volumique du milieu $(kg.m^{-3})$.

En utilisant l'expression de la masse volumique d'un gaz parfait donnée par l'équation d'état des gaz parfaits : $\rho = \frac{P\,M(gaz)}{R\,T}$, la célérité s'écrit aussi :

$$\boxed{c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M(gaz)}}}$$

R : constante des gaz parfaits $(R \cong 8{,}314\ J.mol^{-1}.K^{-1})$

Quelques ordres de grandeur :

Gaz	γ	ρ $(kg.m^{-3})$	$M(gaz)$ $(kg.mol^{-1})$	c $(m.s^{-1})$
dihydrogène	1,41	0,0899	2×10^{-3}	1260
air	1,40	1,293	29×10^{-3}	331
dioxygène	1,40	1,428	32×10^{-3}	315