

MP30 : Acoustique

Selim Touati et Nicolas Vitrant

07/04/2014

Contents

1	Caractère ondulatoire du son	1
1.1	Propagation	1
1.2	Interférences et battements	2
1.3	Diffraction	2
1.4	Doppler	3
2	Propagation dans différents milieux	4
2.1	Dans un liquide : l'eau	4
2.2	Dans un solide : le Dural	4
2.3	Impédance acoustique : la cloche à vide	5

Bibliographie

Quaranta, Tome 1-Mécanique

1 Caractère ondulatoire du son

1.1 Propagation

On enregistre la réponse de deux microphones distants de quelques mètres à un claquement de main. Le signal mesuré par le plus distant des deux est en retard par rapport à l'autre : il y a bien propagation du son.

En mesurant le décalage temporel et la distance entre les microphones, il est possible de mesurer la vitesse du son dans l'air. En préparation, on trouve :

Nous plaçons maintenant un buzzer dans une cloche à vide. Celui-ci est placé sur un cube de mousse afin d'éviter la propagation du son par le plateau de la cloche.

Lorsque l'on fait le vide dans la cloche, le niveau sonore mesuré par le sonomètre est en dessous du bruit de fond, alors qu'il est d'environ $80dB$ quand la cloche est pleine

d'air : les ondes sonores (et plus généralement les ondes acoustiques) ne peuvent exister que dans un milieu propagateur matériel.

1.2 Interférences et battements

Nous allons maintenant étudier l'expérience du trombone de Koenig. Le son émis par l'enceinte se sépare dans les deux bras du trombone. Le microphone est placé à la confluence des deux bras (voir fig 1.2).

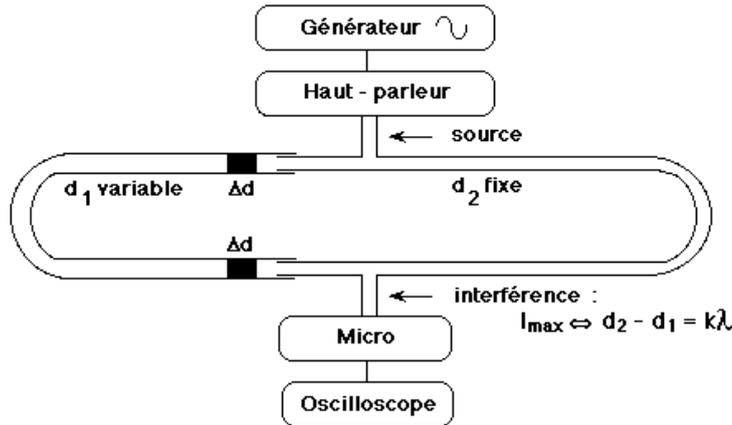


Figure 1: Expérience du trombone de Koenig.

Lorsque l'on allonge un bras, on observe une modulation en amplitude du signal enregistré par le micro : il y a interférence entre les ondes se propageant dans les deux bras.

La distance entre deux nœuds (ou deux maxima) du signal permet alors de mesurer la longueur de l'onde acoustique se propageant dans le dispositif. On vérifie alors la loi de dispersion $\lambda = \frac{c}{f}$, qui permet une deuxième mesure de la vitesse du son dans l'air : $c_{\text{préparation}} =$

Il est également possible d'observer des battements temporels entre deux signaux acoustiques de fréquences différentes : pour cela, on utilise deux diapasons, dont l'un à été légèrement désaccordé. Le microphone est placé entre les deux diapasons, et l'on observe les battements à l'oscilloscope.

1.3 Diffraction

On se place cette fois-ci dans le domaine ultra-son. Nous avons tracé en préparation le diagramme $I_{\text{mesure}} = f(\theta)$ de rayonnement d'un diaphragme réglable sur lequel est

envoyé un rayonnement ultrason de fréquence $f_0 = 40kHz$. La longueur d'onde dans l'air à cette fréquence est de $\lambda = \frac{c}{f} = 10.6 * 10^{-3}m \approx 1cm$

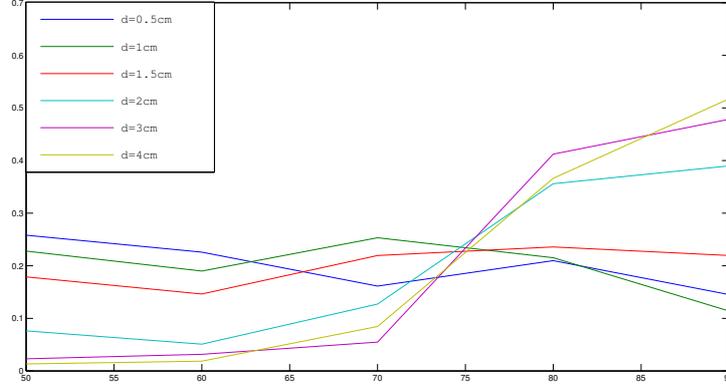


Figure 2: Puissance rayonnée par une ouverture circulaire en fonction de l'angle, pour différents diamètres d'ouverture. L'ordonnée est normalisé par la puissance totale rayonnée pour une ouverture donnée.

1.4 Doppler

On place maintenant un solide sur le ruban de la table enregistreuse, sur lequel on envoie un signal ultrason. On mesure le signal réfléchi par le solide.

Comme pour les ondes électromagnétiques, un signal acoustique monochromatique se réfléchissant sur un solide mobile voit sa fréquence décalé par effet Doppler d'une quantité : $\delta f = \frac{2v_x}{\lambda} = f_0 \frac{2v_x}{c}$ où c est la vitesse du son dans le milieu propageur, et Ox est l'axe de propagation.

Pour $\delta f \ll f_0$ (c'est à dire une vitesse faible devant celle du son), il est difficile de mesurer le décalage de fréquence directement. En revanche, en observant simultanément le signal émis et le signal réfléchi, nous constatons que la mise en mouvement du solide à pour effet un lent déphasage des signaux. En effet : $\phi_{1/2} = \phi_1 - \phi_2 = 2\pi(f_0 + \delta f)t - 2\pi f_0 t = 2\pi \delta f t$.

En mesurant le temps Δt mis par les deux signaux pour se retrouver à nouveau en phase, on peut alors calculer $\delta f = \frac{1}{\Delta t}$ et donc $v_x = c \frac{\delta f}{2f_0} = \frac{\lambda}{2\Delta t}$

En préparation, pour une vitesse nominale de 10mm/min de défilement du ruban, on mesure :

$$\Delta t = 26 \pm 1s \Rightarrow v_x = 1.63 \pm 0.0410^{-4}ms^{-1} = 9.8 \pm 0.3mm/min$$

2 Propagation dans différents milieux

2.1 Dans un liquide : l'eau

On mesure le temps de propagation d'impulsions brève ($\delta t = 10^{-6}s$) répétées toutes les millisecondes, entre deux plaques piézoélectriques fonctionnant l'une en émetteur et l'autre en récepteur.

En effectuant la mesure pour différents écartements de plaques, on peut vérifier que le son se propage a vitesse constante dans l'eau également, en mesurer sa célérité avec précision.

La valeur tabulée pour la vitesse du son dans l'eau, à 20°C, est : $c_{eau} = 1482m.s^{-1}$.

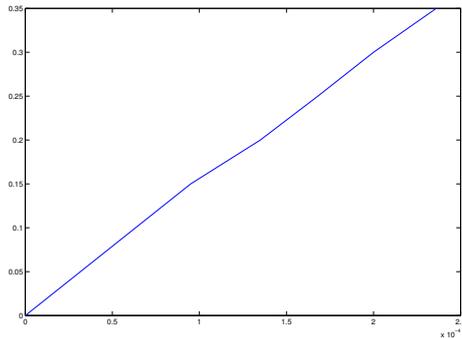


Figure 3: Temps de propagation d'une impulsion MHz en fonction de la distance séparant les transducteurs piézoélectriques. La pente donne la vitesse du son dans l'eau.

2.2 Dans un solide : le Dural

On intercale maintenant un bloc de Dural de section rectangulaire de dimensions $4.06*8.52$ cm entre les deux plaques piézoélectriques. Sous incidences normal, on remarque une diminution du temps de propagation des impulsions : les ondes acoustiques se propagent dans le Dural plus rapidement que dans l'eau. Il est possible de mesurer leur célérité dans le solide :

$$c_D = \frac{d_D}{t_D} = \frac{d_D}{t_{total} - d_{eau}/c_{eau}} = \frac{d_D c_{eau}}{t_{total} c_{eau} - d_{total} + d_D}$$

La valeur tabulée est de $c_{D,tab} = 6320m.s^{-1}$
et on trouve en préparation : $c_{D,prep} = 6180m.s^{-1}$

Il est également possible d'observer des pics régulièrement espacés, correspondant aux signaux ayant fait un ou plusieurs aller-retour dans le bloc de Dural.

Lorsque l'on introduit un angle entre la normal à la surface du bloc et la direction de propagation, de nouveaux pics apparaissent, qui ne peuvent pas être interprétés comme des échos. Il s'agit de l'excitation de modes de vibration transverses, appelés ondes de cisaillements où ondes s, qui se propage à une vitesse plus faible que les ondes de compressions (où ondes p) observées précédemment.

Les valeurs tabulées et mesurées de cette célérité sont :

$$c_{D,s,tab} = 3130m.s^{-1} \text{ et } c_{D,s,prep} = 3040m.s^{-1}$$

Ces modes de propagations n'existent que dans les solides (et dans tous les solides), un milieu fluide n'opposant pas de force de rappel à une contrainte de cisaillement. L'excitation ou non de ses modes dans le solide dépend des conditions aux limites imposées, c'est à dire de l'angle avec l'onde incidente.

2.3 Impédance acoustique : la cloche à vide

Nous allons maintenant revenir sur l'expérience de la cloche à vide. Essayons de répéter l'opération, en plaçant cette fois-ci le sonomètre à l'intérieur de la cloche.

On remarque que même lorsque le vide est établie, et que l'on entend plus le buzzer de l'extérieur, le sonomètre détecte toujours un signal sonore intense dans la cloche (en préparation $I \approx 100dB$).

En effet, notre pompe n'est pas capable d'atteindre une pression suffisamment basse pour empêcher la propagation d'onde acoustique dans la cloche : il faudrait avoir un libre parcours moyen $l \sim \lambda$, ce qui correspond à des pression de l'ordre de $10^{-6}bar$ dans le domaine audible (ce qui n'est certainement pas atteint ici!).

Le très faible volume sonore mesurée à l'extérieur de la cloche est en réalité explicable en introduisant la notion d'impédance acoustique pour un milieu : $Z = \frac{p_0}{v_0}$ où p_0 et v_0 sont les amplitudes des ondes de pression et de vitesse. On peut alors démontrer que le coefficient de transmission en amplitude à l'interface entre deux milieux est : $t_{1,2} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}$.

Pour un gaz parfait, on a alors : $Z = \sqrt{\gamma\rho p_0}$. Lorsque l'on abaisse la pression dans la cloche, l'impédance acoustique de l'air à l'intérieur diminue, et donc la l'intensité sonore transmise à travers la cloche. Le son se réfléchis presque parfaitement sur les parois.