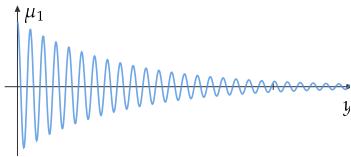




Dans l'approximation acoustique, on considère un milieu de masse volumique  $\mu_0$  au repos dans lequel la célérité des ondes acoustiques est  $c$ . On note pour  $y > 0$   $\mu_1$  la variation de masse volumique au passage de l'onde, telle que :

$$\mu_1(y, t) = \alpha e^{-k_2 y} \cos(\omega t - k_1 y)$$

Déterminer l'intensité acoustique  $I$  selon  $+\vec{e}_y$ .



ch8.Q1

### RÉPONSE :

$$\text{On cherche } I = \langle \vec{H} \cdot \vec{e}_y \rangle = \langle P_1 \vec{v} \cdot \vec{e}_y \rangle.$$

Or (eq. thermo)  $P_1 = \mu_1 c^2$  d'où  $P_1 = \alpha c^2 e^{-k_2 y} \cos(\omega t - k_1 y)$ . Et  $\mu_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} P_1$  (eq. d'Euler linéarisée) donc  $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\alpha c^2}{\mu_0} [-k_2 e^{-k_2 y} \cos(\omega t - k_1 y) + k_1 e^{-k_2 y} \sin(\omega t - k_1 y)] \vec{e}_y$

$$\vec{v} = \underbrace{\vec{0}}_{\langle \vec{v} \rangle = \vec{0}} + \frac{\alpha c^2 k_1}{\omega \mu_0} e^{-k_2 y} \left[ \frac{k_2}{k_1} \sin(\omega t - k_1 y) + \cos(\underbrace{\omega t - k_1 y}_{U(y,t)}) \right] \vec{e}_y$$

$$\Rightarrow \vec{H} = \frac{\alpha^2 c^4 k_1}{\omega \mu_0} e^{-2k_2 y} \left[ \frac{k_2}{k_1} \sin(U) \cos(U) + \cos^2(U) \right] \vec{e}_y$$

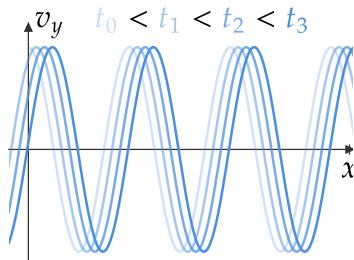
Avec  $\langle \sin(\omega t - k_1 y) \cos(\omega t - k_1 y) \rangle = 0$  et  $\langle \cos^2(\omega t - k_1 y) \rangle = \frac{1}{2}$ ,

$$\text{on obtient : } I = \frac{\alpha^2 c^4 k_1}{2 \omega \mu_0} e^{-2k_2 y}$$

ch8.R1

### VRAI ou FAUX ?

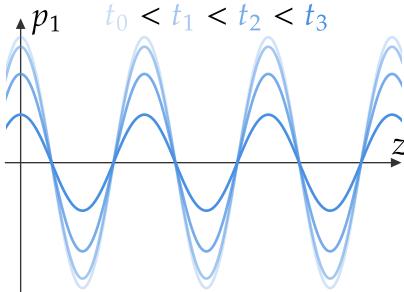
Dans l'approximation acoustique pour un fluide parfait, il est impossible d'imaginer une onde acoustique transversale, c'est à dire, par exemple, de la forme  $\vec{v} = A \cos(\omega t - \frac{\omega x}{c}) \vec{e}_y$ .



ch8.Q2



Dans l'approximation acoustique on considère une onde stationnaire de surpression de la forme  $p_1 = P_s \cos(\omega t) \sin(kz)$ . Quelle est son intensité acoustique selon  $+\vec{e}_z$  (notée  $I_z$ ) ?



ch8.Q3

### RÉPONSE :

L'équation d'Euler linéarisée  $\mu_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} P_1$  donne  $\mu_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -P_s k \cos(\omega t) \cos(kz) \vec{e}_z$  d'où :

$$\vec{v} = \underbrace{\vec{0}}_{\langle \vec{v} \rangle = \vec{0}} - P_s \frac{k}{\omega \mu_0} \sin(\omega t) \cos(kz) \vec{e}_z$$

On note  $c$  la célérité dans l'équation de d'Alembert donc  $P_1$  est solution, avec ainsi  $k = \pm \frac{\omega}{c}$  d'où

$$\vec{H} = -\frac{P_s^2}{c \mu_0} \sin(\omega t) \cos(\omega t) \cos(kz) \sin(kz) \vec{e}_z.$$

$$\text{Or } \langle \sin(\omega t) \cos(\omega t) \rangle = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \sin(\omega t) \cos(\omega t) = \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \sin(2\omega t) = \frac{\omega}{8\pi} [-\cos(2\omega t)]_0^{2\pi/\omega} = 0$$

Et donc  $\langle \vec{H} \rangle = \vec{0}$ , d'où  $I_z = 0$ .

ch8.R3



On se place dans l'approximation acoustique.

Démontrer que  $\langle \vec{H} \rangle$ , la moyenne du vecteur densité de puissance acoustique, est toujours nulle si la surpression  $P_1$  est une onde stationnaire.

*On étudiera uniquement les ondes oscillant temporellement.*



### RÉPONSE :

Une onde stationnaire en 3D s'écrit  $P_1 = f(x)g(y)h(z)i(t)$  et est solution de l'équation de d'Alembert, donc, en y injectant  $P_1$  on obtient :  $\frac{1}{c^2} \frac{i''}{i}(t) = \frac{f''}{f}(x) + \frac{g''}{g}(y) + \frac{h''}{h}(z)$  vrai  $\forall x, y, z, t$ . Donc  $\frac{i''}{i} = C_i$  avec  $C_i < 0$  si on étudie uniquement les ondes oscillantes temporellement, de même  $\frac{f''}{f} = C_f$ , etc. .

$$\text{D'où } i(t) = \alpha e^{j\omega_i t} + \beta e^{-j\omega_i t}, \omega_i = \sqrt{-C_i}$$

$$\Rightarrow \vec{v} = \frac{-j\omega_i}{C_i \mu_0} (\alpha e^{j\omega_i t} - \beta e^{-j\omega_i t}) (f' g h \vec{e}_x + f g' h \vec{e}_y + f g h' \vec{e}_z)$$

$$\text{On note } \vec{U}(x, y, z) = f f' g^2 h^2 \vec{e}_x + f^2 g g' h^2 \vec{e}_y + f^2 g^2 h h' \vec{e}_z$$

$$\text{On repasse en réel, puis } \vec{H} = \frac{\omega_i}{C_i \mu_0} (\alpha \sin(\omega_i t) + \beta \sin(\omega_i t)) (\alpha \cos(\omega_i t) + \beta \cos(\omega_i t)) \vec{U},$$

$$\langle \cos(\omega_i t) \sin(\omega_i t) \rangle = 0 \Rightarrow \langle \vec{H} \rangle = \vec{0}.$$

ch8.R4

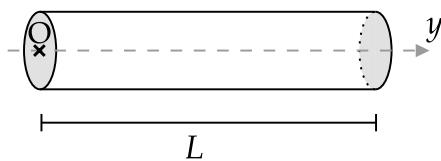


Dans l'approximation acoustique, on considère une onde de vitesse notée :

$$p_1 = P_s \exp\left(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)\right)$$

En déduire l'expression de  $\langle \vec{H} \rangle$  la moyenne temporelle du vecteur densité de puissance acoustique.

ch8.Q5



Un tube de Kundt est un tube de longueur  $L$  fermé à ses deux extrémités dans lequel se propagent des ondes acoustiques, créées par un petit haut-parleur à l'intérieur du tube.

Dans l'approx. acoustique, on cherche une solution pour la surpression sous la forme  $p_1(y, t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos(\frac{\omega y}{c} + \psi)$ . Démontrer que les pulsations  $\omega$  autorisées à se propager dans le tube sont quantifiées. Pour les trois premiers modes autorisés, on représentera graphiquement  $p_1$  avec  $y \in [0; L]$  à différents  $t$ .

ch8.Q6

### RÉPONSE :

$$\text{Eq. d'Euler lin. } \Rightarrow \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -i \frac{\omega}{c \mu_0} P_s \exp(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)) \vec{e}_z.$$

$$\text{Donc } \vec{v} = -\frac{1}{c \mu_0} P_s \exp(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)) \vec{e}_z + \vec{C^{\text{te}}}(x, y, z)$$

$$\text{Or } \langle \vec{v} \rangle = 0 \Rightarrow \text{Re}(\vec{C^{\text{te}}})(x, y, z) = \vec{0}$$

**Attention :** On repasse en réel pour  $P_1$  et  $\vec{v}$  avant de calculer  $\vec{H}$ .

$$\vec{H} = -\frac{P_s^2}{c \mu_0} \cos^2(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)) \vec{e}_z$$

$$\text{Or } \langle \cos^2(\omega t + \alpha) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \cos^2(\omega t + \alpha) = \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt (\cos(2\omega t + 2\alpha) + 1) = \frac{\omega}{4\pi} [\frac{\sin(2\omega t + 2\alpha)}{2} + t]_0^{2\pi/\omega} = \frac{1}{2}$$

$$\text{Et donc } \langle \vec{H} \rangle = -\frac{P_s^2}{2c\mu_0} \vec{e}_z$$

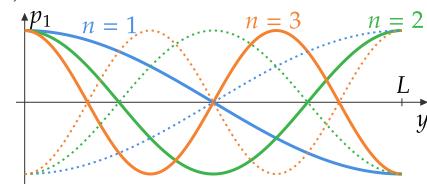
ch8.R5

### RÉPONSE :

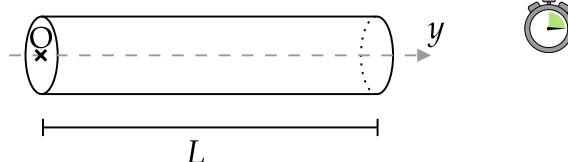
Les conditions limites imposent  $v_y(y=0, t) = 0$  et  $v_y(y=L, t) = 0 \forall t$ . Or l'équation d'Euler linéarisée donne

$$\vec{v} = \frac{A}{\mu_0 c} \sin(\omega t + \varphi) \sin(\frac{\omega y}{c} + \psi) \vec{e}_y$$

Les C.L. imposent  $A = 0$  (solution sans onde) ou  $\psi = p\pi$ ,  $p \in \mathbb{Z}$ , et  $\sin(\frac{\omega L}{c}) = 0$  donc  $\omega = \frac{n\pi c}{L}$ ,  $n \in \mathbb{N}^*$  ( $n = 0$  est redondant avec  $A = 0$  et  $n < 0$  redondant avec  $n' = -n$  et  $p' = p + 1$ ).



ch8.R6



Un didgeridoo est un tube de longueur  $L$  ouvert à ses deux extrémités dans lequel se propagent des ondes acoustiques, créées par le souffle humain.

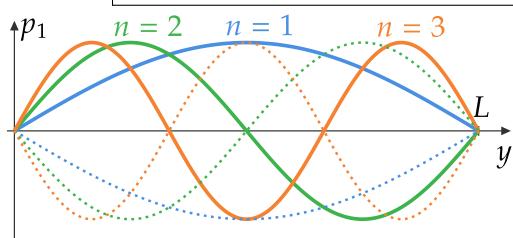
Dans l'approx. acoustique, on cherche une solution pour la surpression sous la forme  $p_1(y, t) = A \sin(\omega t + \varphi) \cos(\frac{\omega y}{c} + \psi)$ . Démontrer que les pulsations  $\omega$  autorisées à se propager dans le tube sont quantifiées. Pour les trois premiers modes autorisés, on représentera graphiquement  $p_1$  avec  $y \in [0; L]$  à différents  $t$ .

ch8.Q7

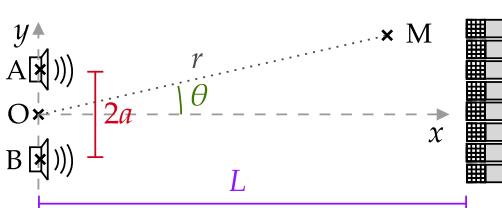
### RÉPONSE :

Les conditions limites imposent  $p_1(y=0, t) = 0$  et  $p_1(y=L, t) = 0 \forall t$ . Donc  $A = 0$  ou  $\psi = \frac{\pi}{2} + p\pi$ ,  $p \in \mathbb{Z}$ , et  $\sin(\frac{\omega L}{c}) = 0$  donc  $\omega = \frac{n\pi c}{L}$ ,  $n \in \mathbb{N}^*$  ( $n = 0$  est redondant avec  $A = 0$  et  $n < 0$  redondant avec  $n' = -n$  et  $p' = p + 1$ ).

$$\text{On trace donc } p_1(y, t) = -A(-1)^p \sin(\omega t + \varphi) \sin(\frac{n\pi y}{L})$$



ch8.R7



Deux haut parleurs produisent chacun une onde sphérique de sorte que, en coordonnées cylindriques :

$$p_A = \frac{\alpha}{AM} \sin(\omega t - \frac{\omega AM}{c}) \text{ et } p_B = \frac{\alpha}{BM} \sin(\omega t - \frac{\omega BM}{c})$$

On place une ligne de microphones selon l'axe  $y$  à une distance  $L \gg 2a$  du plan des haut-parleurs. Exprimer l'intensité acoustique  $I$  perçue par chaque microphone en fonction de son ordonnée  $y \ll L$ .

ch8.Q8

### RÉPONSE :

$$\text{On a } \vec{AM} \cdot \vec{AM} = (\vec{AO} + \vec{OM}) \cdot (\vec{AO} + \vec{OM}) = a^2 + r^2 - 2ar \sin \theta.$$

Sur le plan des microphones,  $r > L \gg a$  donc  $AM \simeq r - a \sin \theta$  et  $BM \simeq r + a \sin \theta$ . De même, au 1<sup>er</sup> ordre non nul :

$$p_{tot} \simeq \frac{\alpha}{x} [\sin(\omega t - \frac{\omega r}{c} + \frac{\omega a \sin \theta}{c}) + \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c} - \frac{\omega a \sin \theta}{c})]$$

$$\Rightarrow p_{tot} \underset{\text{trigo \& D.L.}}{\simeq} \frac{2\alpha}{x} \sin(\omega t - \frac{\omega x}{c}) \cos(\frac{\omega ay}{Lc})$$

L'éq. d'Euler linéarisée donne [...] :  $\mu_0 \vec{v} = -[\frac{2\alpha}{\omega x^2} \cos(\omega t - \frac{\omega x}{c}) + \frac{2\alpha}{xc} \sin(\omega t - \frac{\omega x}{c})] \cos(\frac{\omega ay}{Lc}) \vec{e}_x - \frac{a}{Lc} [\frac{2\alpha}{x} \cos(\omega t - \frac{\omega x}{c})] \sin(\frac{\omega ay}{Lc}) \vec{e}_y$ , et, sachant  $\langle \sin(\omega t - \frac{\omega x}{c}) \cos(\omega t - \frac{\omega x}{c}) \rangle = 0$ ,  $\langle \vec{H} \rangle \simeq \frac{2\alpha^2}{L^2 c \mu_0} \cos^2(\frac{\omega ay}{Lc}) \vec{e}_x$  donc

$$I = I_x = I_0 \cos^2(2\pi \frac{a}{L\lambda} y)$$

$$\text{avec } i = \frac{L\lambda}{2a}$$

l'interfrange.

ch8.R8



Dans l'approximation acoustique, on étudie une onde de surpression, exprimée en coordonnées cylindriques :

$$p_1(r, \theta, z, t) = \frac{\beta}{r} \cos(\omega t - \frac{\omega}{c} r)$$

On donne l'expression du gradient en coordonnées cylindriques :

$$\overrightarrow{\text{grad}} f = \frac{\partial f}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{\partial f}{\partial z} \vec{e}_z$$

En déduire l'expression de la vitesse  $\vec{v}$  du fluide au passage de l'onde, et de la variation  $\mu_1$  de sa masse volumique.

ch8.Q9



On considère une discussion ayant lieu dans l'air ambiant à un niveau d'intensité sonore de 60 dB.

En assimilant l'onde acoustique à une unique OPPM, proposer un ordre de grandeur pour :

- La célérité du son  $c$
- La surpression maximale  $\tilde{P}_1$
- La variation maximale de masse volumique  $\tilde{\mu}_1$
- La vitesse maximale de l'air  $\tilde{v}$

ch8.Q10



Pour un fluide barotrope, proposer un ordre de grandeur pour :

- La célérité du son  $c$  dans l'air et l'eau
- La constante de compressibilité isentropique  $\chi_S$  dans l'air et l'eau.
- L'impédance acoustique dans l'air et l'eau

ch8.Q11

On suppose qu'un haut-parleur émet uniquement dans l'air une OPPM selon - -  $z$  les  $z$  croissants.



### VRAI ou FAUX ?

"Doubler l'intensité du courant électrique  $i$  traversant un haut-parleur double l'intensité sonore  $I$  du son produit."

*Rappel* : dans un haut-parleur,  $i(t)$  traversant un haut-parleur est proportionnel au déplacement  $z(t)$  de la membrane.

ch8.Q12

### RÉPONSE :

L'équation thermodynamique linéarisée donne  $P_1 = \mu_1 c^2$  d'où :

$$\mu_1 = \frac{\beta}{c^2 r} \cos(\omega t - \frac{\omega}{c} r)$$

L'équation d'Euler linéarisée donne :

$$\mu_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = - \left[ -\frac{\beta}{r^2} \cos(\omega t - \frac{\omega}{c} r) + \frac{\beta \omega}{rc} \sin(\omega t - \frac{\omega}{c} r) \right] \vec{e}_r$$

$$\Rightarrow \vec{v} = \vec{g}(r, \theta, z) + \left[ \frac{\beta}{\omega \mu_0 r^2} \sin(\omega t - \frac{\omega}{c} r) + \frac{\beta}{rc \mu_0} \cos(\omega t - \frac{\omega}{c} r) \right] \vec{e}_r$$

Or  $\langle \vec{v} \rangle = \vec{0}$  dans l'approximation acoustique d'où

$$\langle \vec{g}(r, \theta, z) \rangle = \vec{0} \Rightarrow \vec{g}(r, \theta, z) = \vec{0} \forall (r, \theta, z) \text{ d'où :}$$

$$\vec{v} = \frac{\beta}{\mu_0 r} \left[ \frac{1}{\omega r} \sin(\omega t - \frac{\omega}{c} r) + \frac{1}{c} \cos(\omega t - \frac{\omega}{c} r) \right] \vec{e}_r$$

ch8.R9

### RÉPONSE :

On traduit  $L_{dB}$  en  $I = I_0 10^{L_{dB}/10}$  donc  $I = 10^{-6} \text{ W/m}^2$ .

Pour une unique OPPM,  $P_1 = \tilde{P}_1 \cos(\omega t - \omega x/c)$ . Avec l'expression de l'impédance acoustique (puisque il s'agit d'une OPPM) :  $\vec{v} = \frac{\tilde{P}_1}{\mu_0 c} \cos(\omega t - \omega x/c) \vec{e}_x$ .

On a donc  $\langle \vec{H} \rangle = \frac{\tilde{P}_1^2}{2c\mu_0} \vec{e}_x$  où  $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \chi_S}}$  d'où :

$$\circ c \simeq 340 \text{ m/s, odg connu, indépendant de } L_{dB}$$

$$\circ \tilde{P}_1 = \sqrt{2c\mu_0 I} = \sqrt{2 \times 340 \times 1,2 \times 10^{-6}} \text{ Pa} = 3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$$

$$\circ \mu_1 = \frac{P_1}{c^2} \Rightarrow \tilde{\mu}_1 = \frac{3 \times 10^{-2}}{3 \times 10^2} \simeq 3 \times 10^{-7} \text{ kg.m}^{-3}$$

$$\circ \tilde{v} = \frac{\tilde{P}_1}{\mu_0 c} \simeq 10^{-4} \text{ m/s}$$

ch8.R10

### RÉPONSE :

En modélisant le passage d'une onde acoustique par une transformation isentropique, on obtient  $\chi_S = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dP}$ , d'où après linéarisation  $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \chi_S}$ . Enfin,  $Z = \mu_0 c$

Or :

$$\circ c_{air} = 340 \text{ m/s} \quad \text{donc} \quad \chi_{S,air} = \frac{1}{\mu_{0,air} c_{air}^2} \quad \text{d'où}$$

$$\chi_{S,air} \simeq 10^{-5} \text{ Pa}^{-1}. \text{ Puis} \quad Z_{air} \simeq 400 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\circ c_{eau} = 1500 \text{ m/s} \quad \text{donc} \quad \chi_{S,eau} = \frac{1}{\mu_{0,eau} c_{eau}^2}$$

$$\text{d'où} \quad \chi_{S,eau} \simeq 4 \times 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}. \quad \text{Puis}$$

$$Z_{eau} \simeq 4 \times 10^{-7} \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

ch8.R11



On suppose qu'un haut-parleur émet uniquement dans l'air une OPPM selon - -  $z$  les  $z$  croissants.



### RÉPONSE :

#### FAUX

Notons  $i_2(t) = 2i(t)$ , alors  $z_2 = 2z(t)$  et donc  $\dot{z}_2(t) = 2\dot{z}(t)$  la condition limite imposée à la vitesse.

On a alors  $\vec{v}_2 = 2\vec{v} = 2\alpha \cos(\omega t - \frac{\omega z}{c} + \psi) \vec{e}_z$ .

L'éq. de cons. de la masse devient  $\frac{\partial P_1}{\partial t} = -\mu_0 c^2 \text{div } \vec{v}$  :

$$P_{1,2} = 2c\alpha \cos(\omega t - \frac{\omega z}{c} + \psi) = 2P_1$$

D'où  $\vec{H}_2 = 4\vec{H}$  et  $I_2 = 4I$

**Attention** : Encore plus faux en niveau d'intensité sonore,  $L_{dB,2} = 10\log\left(\frac{I_2}{I_0}\right) = 10\log 4 + 10\log\left(\frac{I_2}{I_0}\right) \simeq 6dB + L_{dB} \neq 2L_{dB}$  a priori

ch8.R12



À 1m de l'extrémité de sa clarinette, une clarinettiste s'entend jouer une note avec un niveau d'intensité sonore de 100 dB.

À quelle distance se placer de l'extrémité de la clarinette pour que l'intensité sonore de cette même note soit de 60 dB ?

ch8.Q13

### RÉPONSE :

On assimile l'extrémité de la clarinette à une source émettant une onde (hémi)sphérique.

Or l'intensité acoustique d'un émetteur (hémi)sphérique est de la forme  $I(r) = \frac{\alpha}{r^2}$ , la puissance récoltée sur une (hémi)sphère est indépendante de son rayon  $r$  puisque le milieu ne dissipe aucune énergie. Notons  $R_0 = 1$  m.

On a donc  $L_{dB}(r) = 10\log\left(\frac{I(r)}{I_0}\right) = 10\log\left(\frac{I(r)}{I(R_0)}\right) + 10\log\left(\frac{I(R_0)}{I_0}\right)$  d'où  $L_{dB}(r) = L_{dB}(R_0) - 20\log\left(\frac{r}{R_0}\right)$

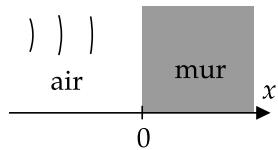
$$\text{donc } r = R_0 10^{\frac{L_{dB}(R_0) - L_{dB}(r)}{20}} \quad \text{A.N. : on a donc } r = 100 \text{ m}$$

ch8.R13



Une onde plane de surpression émise au loin en  $x < 0$  rencontre un mur rigide, parfaitement immobile en  $x = 0$ .

On note l'onde incidente de surpression  $P_{1i} = P' \cos(\omega t - kx)$ .



Écrire la condition limite en  $x = 0$ , déterminer le champ total de surpression, et le coefficient de réflexion en pression.

ch8.Q14

### RÉPONSE :

Pour un mur immobile  $\vec{v}(x = 0, t) \cdot \vec{e}_x = 0 \forall t$ , or, puisque  $P_{1i}$  est une OPPM l'impédance acoustique donne :

$$\vec{v}_i = \frac{P'}{c\mu_0} \cos(\omega t - kx) \vec{e}_x$$

Au passage du dioptrre, on postule l'existence d'une onde réfléchie de vitesse

$$\vec{v}_r = \alpha \cos(\omega t + kx + \psi) \vec{e}_x, \text{ la C.L. impose :}$$

$$\vec{v}_{tot}(x = 0^-, t) \cdot \vec{e}_x = \vec{v}_i(x = 0^-, t) \cdot \vec{e}_x + \vec{v}_r(x = 0^-, t) \cdot \vec{e}_x = 0 \text{ d'où :}$$

$$\alpha \cos(\omega t + \psi) = \frac{P'}{c\mu_0} \cos(\omega t) \forall t \Rightarrow \alpha = \pm \frac{P'}{c\mu_0}, \psi = \frac{\pi}{2} \mp \frac{\pi}{2}[2\pi]$$

$$\text{Donc } P_{tot} = P_{1i} + P_{1r} = P' \cos(\omega t - kx) - P' \cos(\omega t + kx)$$

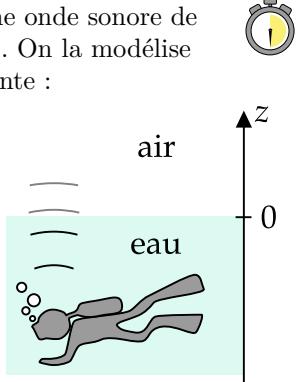
$$\text{d'où } P_{tot} = 2P' \sin(\omega t) \sin(kx); \quad r_p = \frac{P_{1r}(x = 0, t)}{P_{1i}(x = 0, t)} = -1$$

ch8.R14

Un plongeur produit dans l'eau une onde sonore de niveau d'intensité sonore de 80 dB. On la modélise dans l'eau par la surpression suivante :

$$P_1 = \beta \sin(\omega t - \frac{\omega z}{c_{eau}})$$

Démontrer l'expression du coefficient de transmission en surpression  $t_P$ , puis celle du coefficient de transmission en puissance  $T$ , afin d'estimer en ordre de grandeur le niveau d'intensité sonore transmis dans l'air  $L_{dB,air}$ .



ch8.Q15

### RÉPONSE :

On postule l'existence d'une onde réfléchie  $P_r = r_p \beta \sin(\omega' t - \frac{\omega' z}{c_e} + \psi')$  et d'une onde transmise  $P_t = t_p \beta \sin(\omega'' t - \frac{\omega'' z}{c_a} + \psi'')$ . Le PFD à l'interface sans membrane impose la continuité de la surpression, et la non miscibilité de l'air et de l'eau liquide la continuité de la vitesse à l'interface d'où [...]:

$$\begin{cases} 1 + r_p = t_p \\ \frac{1}{\mu_{0e} c_e} - r_p \frac{1}{\mu_{0e} c_e} = t_p \frac{1}{\mu_{0a} c_a} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{continuité de } P_1 \\ \text{continuité de } \vec{v} \end{array}$$

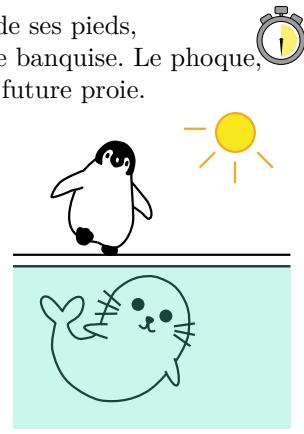
$$\text{Et donc [...] } t_p = \frac{2Z_a}{Z_a + Z_e}. \text{ On a } T = \frac{\langle \vec{P}_t \rangle \cdot \vec{e}_z}{\langle \vec{P}_i \rangle \cdot \vec{e}_z} = \frac{Z_e t_p^2}{Z_a} \text{ d'où}$$

$$T = \frac{4Z_a Z_e}{(Z_a + Z_e)^2}, \quad Z_a \ll Z_e \quad \frac{4Z_a}{Z_e} \sim 10^{-3},$$

$$\Rightarrow L_{dB,air} = L_{dB,eau} + 10\log(T) \simeq 50 \text{ dB}$$

ch8.R15

Un manchot chante en direction de ses pieds, supportés par 1 cm d'épaisseur de banquise. Le phoque, dans l'eau en-dessous, cherche sa future proie.



ch8.Q16

On suppose que le seuil d'audibilité pour un phoque est le même que celui d'un humain.

En ordre de grandeur, quel est le niveau d'intensité sonore maximal de l'onde incidente dans l'air au-dessus de la banquise pour ne pas être entendu par le phoque ?

### RÉPONSE :

On considère que le manchot chante une OPPM. Pour le chant dans l'air,  $\lambda \sim \frac{c_{air}}{f} \sim 1 \frac{\text{membrane}}{\text{eau}} \sim 1 \frac{\text{m}}{10 \text{ kg.m}^{-2}}$  donc  $ke \ll 2\pi$ . La "membrane" rigide a une masse surfacique  $\sigma \simeq 10 \text{ kg.m}^{-2}$ .

Les conditions limites imposent, en complexe :

$$\begin{cases} 1 + r_p - t_p = j\omega \frac{\sigma}{Z_e} t_p \\ \frac{1}{Z_a} - r_p \frac{1}{Z_a} = t_p \frac{1}{Z_e} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{PFD à l'interface} \\ \text{continuité de } \vec{v} \end{array}$$

$$\Rightarrow t_p \simeq \frac{2}{1+j\omega \frac{\sigma}{Z_e}}, \quad \sigma \ll Z_e, \quad T = \frac{Z_a t_p^2}{Z_e} \sim \frac{4 \times 1,2 \times 340}{1500 \times 10^3} \sim 10^{-3}.$$

$$\Rightarrow L_{dB,eau} = L_{dB,air} + 10\log(T), \quad [L_{dB,air,max} = 30 \text{ dB}]$$

ch8.R16