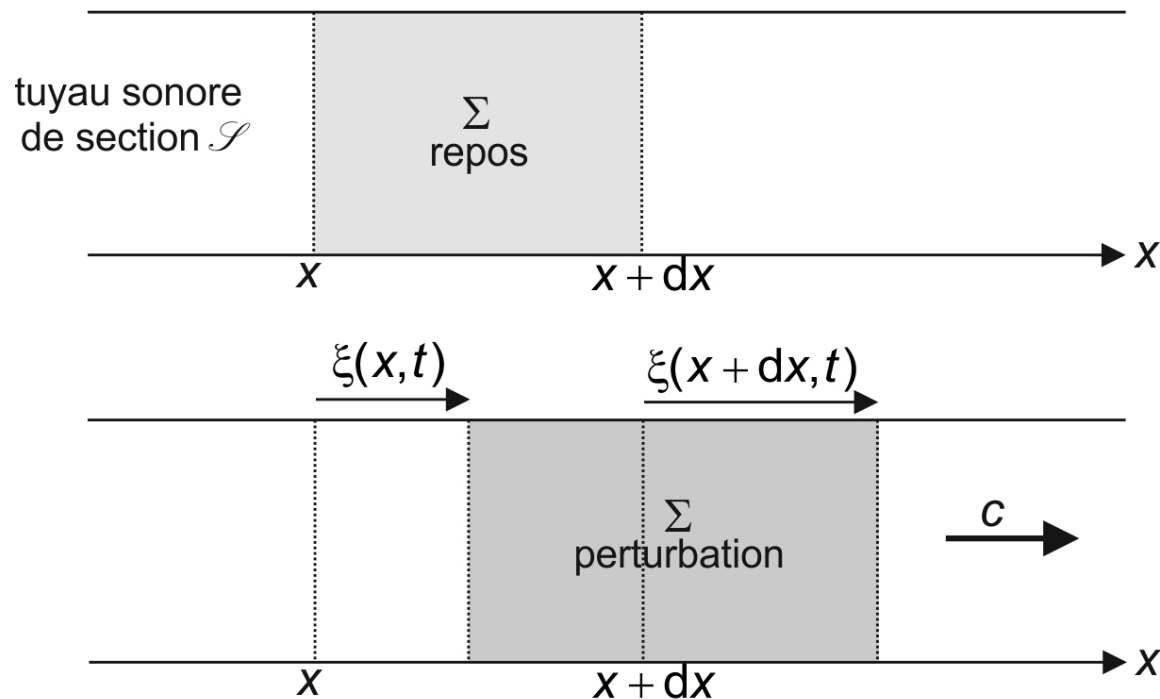


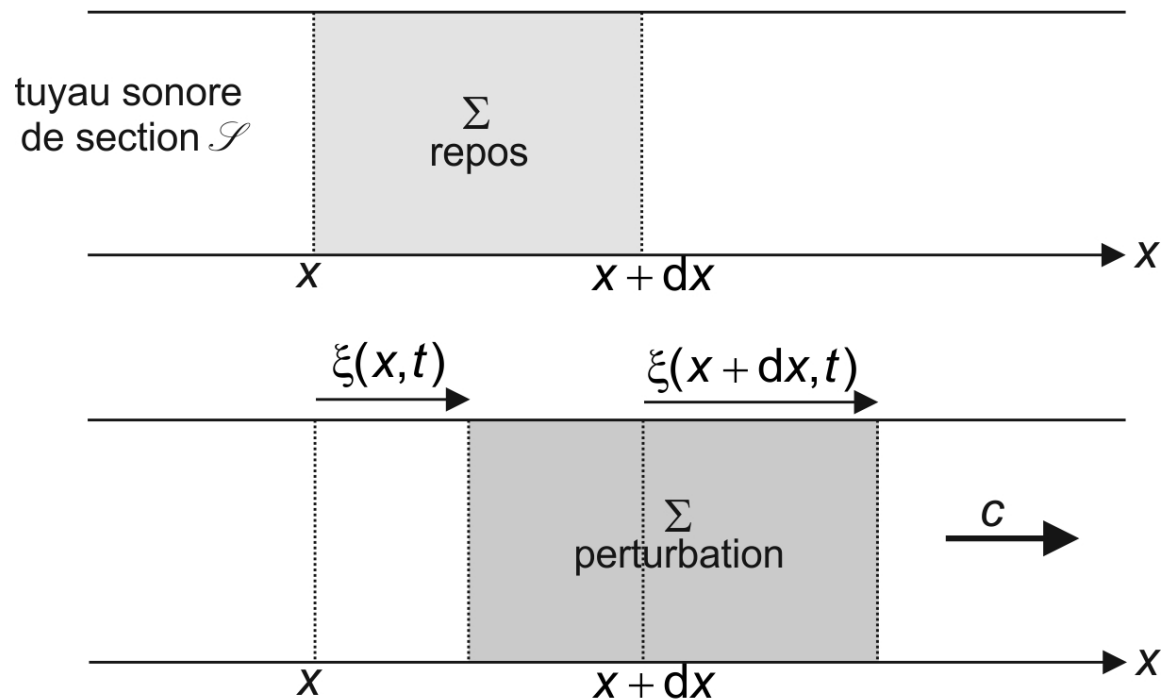
# 3. ONDES PLANES ACOUSTIQUES / TUYAUX SONORES

## 3.1 Équations de propagation



$$1D : p_1(x, t) \quad \rho_1(x, t) \quad \vec{v}(x, t) = v(x, t) \vec{e}_x = \frac{\partial \xi}{\partial t} \vec{e}_x \quad \xi(x, t)$$

déplacement à  $t$  de la particule fluide qui est au repos en  $x$



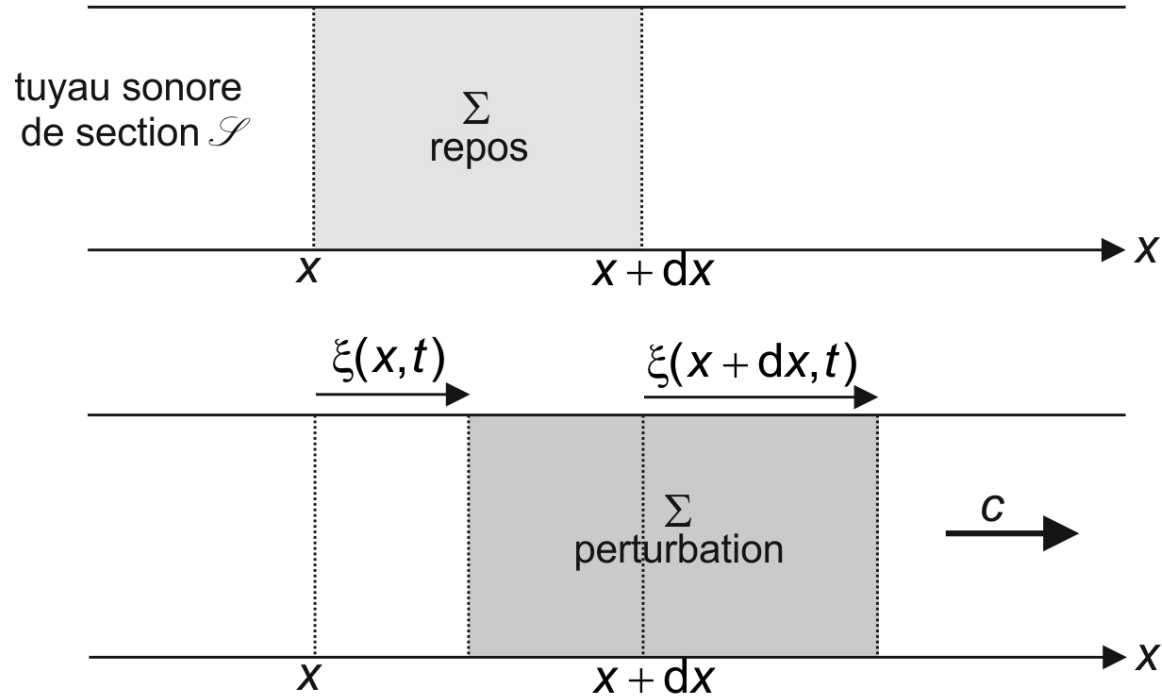
(1) P.F.D appliqué à  $\Sigma$ , en négligeant l'action de la pesanteur :

$$\rho_0 \mathcal{S} dx \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \underbrace{\left( \rho_0 + \rho_1[x + \xi(x, t), t] \right)}_{\text{ordre 2 en la perturbation}} \mathcal{S} - \underbrace{\left( \rho_0 + \rho_1[x + dx + \xi(x + dx, t), t] \right)}_{\text{ordre 2}} \mathcal{S}$$

$$\text{car } \rho_1[x + \xi, t] = \rho_1(x, t) + \underbrace{\frac{\partial \rho_1}{\partial x} \xi}_{\text{ordre 2}} = \rho_1(x, t)$$

$$\Rightarrow \rho_0 dx \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \rho_1(x, t) - \rho_1(x + dx, t) = -\frac{\partial \rho_1}{\partial x} dx$$

on retrouve  $\rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{\partial \rho_1}{\partial x}$  (1) soit  $\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial \rho_1}{\partial x}$  (P.F.D linéarisé :  $\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\text{grad}} \rho_1$  à 1D)



(2) la masse de  $\Sigma$  se conserve :

$$\rho_0 \mathcal{S} dx = [\rho_0 + \rho_1(x, t)] \mathcal{S} \cdot (x + dx + \xi(x + dx, t) - [x + \xi(x, t)])$$

$\rho_1[x + \xi, t] = \rho_1(x, t)$  à l'ordre 1    ordre 2 en la perturbation

$$\Rightarrow \rho_0 = [\rho_0 + \rho_1(x, t)] \cdot \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right) \quad \text{soit} \quad \rho_1 + \rho_0 \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

on retrouve, en dérivant par rapport au temps :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (\text{équation de continuité linéarisée } \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \vec{v} = 0 \text{ à 1D})$$

(3) la relation linéarisée traduisant l'évolution isentropique d'une particule d'un fluide parfait est inchangée :

$$\rho_1 = \rho_0 \chi_S p_1 \quad (3)$$

on élimine  $\rho_1$  en reportant (3) dans (2) :

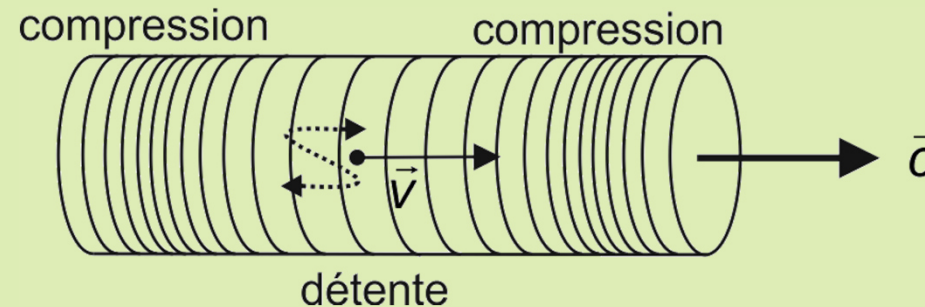
$$\rho_1 + \rho_0 \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{\partial \rho_1}{\partial x} \quad (1) \\ \chi_S \rho_1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0 \quad (4) \end{cases}$$

$$\chi_S(1) - \frac{\partial(4)}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \text{ avec } c = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi_S}}$$

$v, p_1$  et  $\rho_1$  sont liés à  $\xi$  par des relations *scalaires* linéaires  
 $\Rightarrow$  obéissent aussi à d'Alembert 1D

les particules fluides vibrent dans une direction colinéaire à la direction de propagation de l'onde acoustique  
 $\Rightarrow$  les ondes acoustiques dans les fluides sont des ondes de compression / détente **longitudinales**



### 3.2 O.P.P / impédance acoustique

- **impédance acoustique**

$$\text{O.P.P } x \nearrow : \begin{cases} p_1(x,t) = F_{p_1}(t - x/c) = F_{p_1}(\theta) \\ v(x,t) = F_v(t - x/c) = F_v(\theta) \end{cases} \text{ avec } \theta = t - x/c = \theta(x,t)$$

$$(1) \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial x} \Rightarrow \rho_0 \frac{dF_v}{d\theta} = \frac{1}{c} \frac{dF_{p_1}}{d\theta} \Rightarrow F_{p_1} = \rho_0 c F_v \quad \text{pour une solution ondulatoire}$$

$$\text{O.P.P } x \nearrow : p_1 = Z_{ac} \cdot v, \text{ avec } Z_{ac} = \rho_0 c = \sqrt{\rho_0 / \chi_S} \text{ impédance acoustique du fluide}$$

$$Z_{ac} = \rho_0 c \text{ en } \text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{pas en ohm !}$$

$$\text{O.P.P } x \searrow : p_1 = -Z_{ac} \cdot v$$

## • aspect énergétique

O.P.P qui se propage dans le sens des  $x$  croissants

$$e_c = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 \text{ et } e_p = \frac{1}{2} \chi_S p_1^2 = \frac{1}{2} \chi_S Z_{ac}^2 v^2 = \frac{1}{2} \rho_0 v^2$$

$$p_1 = Z_{ac} \cdot v$$

$$Z_{ac} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\chi_S}}$$

$\Rightarrow$  équipartition et  $u_{ac} = \rho_0 v^2$

$$\vec{J}_{ac} = p_1 v \vec{e}_x = \rho_0 c v^2 \vec{e}_x \Rightarrow I_{ac} = Z_{ac} \langle v^2 \rangle = \rho_0 c \langle v^2 \rangle$$

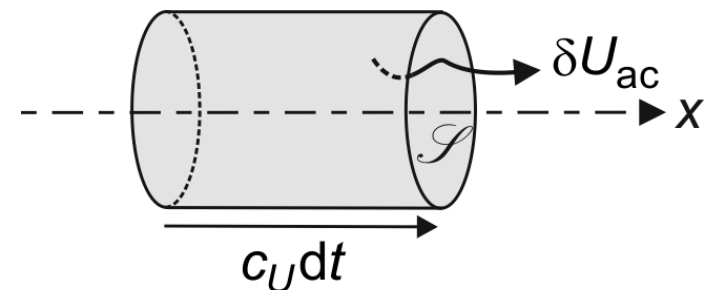
$$p_1 = \rho_0 c \cdot v$$

$\vec{c}_U = c_U \vec{e}_x$  vitesse de propagation de l'énergie ?

$$\delta U_{ac} = u_{ac} \mathcal{S} c_U dt \text{ et aussi } \delta U_{ac} = \vec{J}_{ac} \mathcal{S} \vec{e}_x dt$$

$$\Rightarrow \vec{c}_U = \frac{\vec{J}_{ac}}{u_{ac}}$$

$$\text{soit ici : } \vec{c}_U = \frac{\rho_0 c v^2}{\rho_0 v^2} \vec{e}_x = c \vec{e}_x = \vec{c} \quad (\text{c'est logique})$$



### 3.3 Calcul numérique d'une perturbation acoustique pour une O.P.P.H dans l'air

O.P.P.H se déplaçant dans le sens des  $x$  croissants

$$\text{repos : } \begin{cases} \text{particule fluide en } x, v = 0 \\ p(x) = p_0 = 10^5 \text{ Pa} \\ \rho(x) = \rho_0 = \frac{Mp_0}{RT_0} = \frac{29 \cdot 10^{-3} \times 10^5}{8,314 \times 293} = 1,19 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \\ T(x) = T_0 = 293 \text{ K} \end{cases}$$

$$\text{perturbation : } \begin{cases} \text{particule fluide en } x + \xi(x, t), v = \frac{\partial \xi}{\partial t} \\ p(x, t) = p_0 + p_1(x, t) \\ \rho(x, t) = \rho_0 + \rho_1(x, t) \\ T(x, t) = T_0 + T_1(x, t) \end{cases} \quad c = \sqrt{\frac{\gamma RT_0}{M}} = 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

pour une O.P.P,  $v$ ,  $p_1$ ,  $\rho_1$  et  $T_1$  sont des grandeurs proportionnelles entre elles (cf. plus loin), donc toutes en phase

⇒ la perturbation s'écrit donc :

$$\begin{cases} \xi = \Xi \sin(\omega t - kx) \Rightarrow v = v_1 = \frac{\partial \xi}{\partial t} = V_1 \cos(\omega t - kx) = \omega \Xi \cos(\omega t - kx) \\ \rho_1 = P_1 \cos(\omega t - kx) \Rightarrow \rho_1 = \rho_0 \chi_S \rho_1 = \rho_1 / c^2 = R_1 \cos(\omega t - kx) = P_1 / c^2 \cos(\omega t - kx) \\ T_1 = \Theta_1 \cos(\omega t - kx) \end{cases}$$

calcul des amplitudes dans le cas où l'intensité acoustique est  $I_{ac} = I_{max} = 1,0 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$

— calcul de  $V_1$  :  $I_{max} = Z_{ac} \langle v^2 \rangle = \rho_0 c \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 c V_1^2$

$$\Rightarrow V_1 = \sqrt{\frac{2I_{max}}{\rho_0 c}} = \sqrt{\frac{2 \times 1,0}{1,19 \times 343}} = 7,0 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

— calcul de  $P_1$  :  $P_1 = \rho_0 c V_1 = \sqrt{2 \rho_0 c I_{max}} = \sqrt{2 \times 1,19 \times 343 \times 1,0} = 29 \text{ Pa}$

— calcul de  $R_1$  :  $R_1 = \frac{P_1}{c^2} = \sqrt{\frac{2 \rho_0 I_{max}}{c^3}} = \sqrt{\frac{2 \times 1,19 \times 1,0}{343^3}} = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

— calcul de  $\Theta_1$  : évolution à  $S = Cte$  d'une particule fluide :  $T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = Cte$

$$\Rightarrow \frac{dT}{T} + \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{dp}{p} = 0 \quad \Rightarrow \quad \text{linéarisation} \quad \frac{T_1}{T_0} + \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{p_1}{p_0} = 0$$

$$\Theta_1 = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T_0}{p_0} p_1 = \frac{0,40}{1,40} \times \frac{293}{10^5} \times 29 = 0,024 \text{ K}$$

— calcul de  $\Xi$  :  $\Xi = \frac{V_1}{\omega} = \frac{V_1}{2\pi f}$  avec  $20 \text{ Hz} \leq f \leq 20 \text{ kHz}$

$$\Rightarrow \frac{7,0 \cdot 10^{-2}}{2\pi \times 20 \cdot 10^3} = 0,56 \text{ } \mu\text{m} \leq \Xi \leq 0,56 \text{ mm} = \frac{7,0 \cdot 10^{-2}}{2\pi \times 20}$$

conclusion :  $\Xi = 11 \text{ } \mu\text{m} \ll \lambda = c / f = 34 \text{ cm}$  pour  $f = 1 \text{ kHz}$

$$V_1 = 7,0 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \ll c = 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

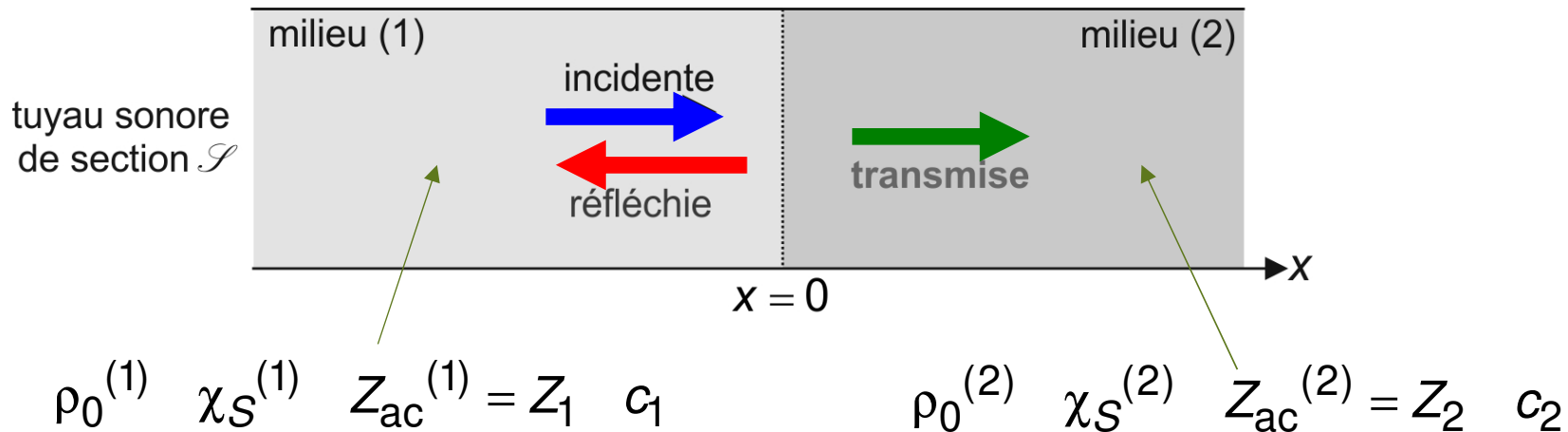
$$p_1 = 29 \text{ Pa} \ll p_0 = 10^5 \text{ Pa}$$

$$R_1 = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \ll \rho_0 = 1,19 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$\Theta_1 = 0,024 \text{ K} \ll T_0 = 293 \text{ K}$$

la linéarisation  
des équations du  
problème est  
parfaitement  
justifiée

### 3.4 Réflexion / transmission en une discontinuité de structure



$$\left\{ \begin{array}{l} v_i(t - x/c_1) \\ p_{1i}(x, t) = Z_1 v_i(t - x/c_1) \end{array} \right. + \left\{ \begin{array}{l} v_r(t + x/c_1) \\ p_{1r}(x, t) = -Z_1 v_r(t + x/c_1) \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} v^{(2)}(x, t) = v_t(t - x/c_2) \\ p_1^{(2)}(x, t) = p_{1t}(x, t) = Z_2 v_t(t - x/c_2) \end{array} \right.$$

onde dans (1) :  $\begin{cases} v^{(1)}(x, t) \\ p_1^{(1)}(x, t) \end{cases}$

onde dans (2) :  $\begin{cases} v^{(2)}(x, t) \\ p_1^{(2)}(x, t) \end{cases}$

perturbation : l'interface (imperméable) en  $x = 0$  au repos se déplace de  $\xi(t)$

à la vitesse  $u(t) = \frac{d\xi}{dt} = v^{(1)}(x = \xi(t)^-, t) = v^{(2)}(x = \xi(t)^+, t)$

à l'ordre 1 :  $v^{(1)}(x = \xi(t)^-, t) = v^{(1)}(x = 0^-, t)$  et  $v^{(2)}(x = \xi(t)^+, t) = v^{(2)}(x = 0^+, t)$

$\Rightarrow v^{(1)}(x = 0^-, t) = v^{(2)}(x = 0^+, t)$  : continuité de la vitesse

P.F.D à l'interface de masse  $m$  nulle :

$$0 = [p_0 + p_1^{(1)}(x = 0^-, t)] \mathcal{S} - [p_0 + p_1^{(2)}(x = 0^+, t)] \mathcal{S} \Rightarrow p_1^{(1)}(x = 0^-, t) = p_1^{(2)}(x = 0^+, t)$$

: continuité de la surpression

$$\Rightarrow \begin{cases} v_i(t) + v_r(t) = v_t(t) \\ Z_1 v_i(t) - Z_1 v_r(t) = Z_2 v_t(t) \end{cases} \begin{vmatrix} -Z_2 & Z_1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$$

$\Rightarrow$  coefficients de réflexion et transmission en vitesse :

$$\begin{cases} r = \frac{v_r(t)}{v_i(t)} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ \tau = \frac{v_t(t)}{v_i(t)} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \end{cases}$$

ce sont les deux C.A.L

intensités incidente, réfléchie, transmise :

$$I_{ac}^{(i)} = Z_1 \langle v_i^2 \rangle \quad I_{ac}^{(r)} = Z_1 \langle v_r^2 \rangle = Z_1 r^2 \langle v_i^2 \rangle \quad I_{ac}^{(t)} = Z_2 \langle v_t^2 \rangle = Z_2 \tau^2 \langle v_i^2 \rangle$$

coefficients de réflexion et transmission en puissance :

$$\begin{cases} R = \frac{I_{ac}^{(r)}}{I_{ac}^{(i)}} = r^2 = \left( \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 = \frac{Z_1^2 - 2Z_1Z_2 + Z_2^2}{(Z_1 + Z_2)^2} \\ T = \frac{I_{ac}^{(t)}}{I_{ac}^{(i)}} = \frac{Z_2}{Z_1} \tau^2 = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \end{cases}$$

$\Rightarrow R + T = 1$  : conservation de l'énergie (pas d'énergie absorbée)

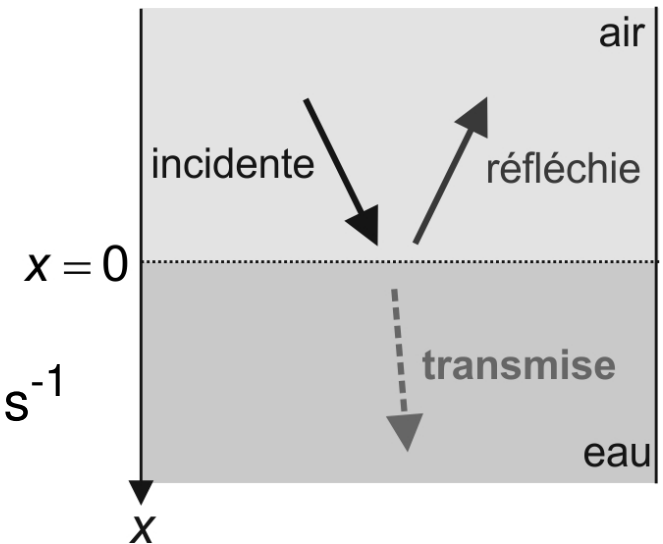
si les impédances acoustiques sont très différentes :  $Z_1 \ll Z_2$  ou  $Z_2 \ll Z_1$

$$R = \left( \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2 \simeq 1 \text{ et donc } T \simeq 0$$

exemple :

$$(1) : \text{air} \Rightarrow Z_1 = \rho_0^{(1)} c_1 = 1,19 \times 343 \simeq 410 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$(2) : \text{eau} \Rightarrow Z_2 = \rho_0^{(2)} c_1 = 1,0 \cdot 10^3 \times 1,4 \cdot 10^3 \simeq 1,4 \cdot 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$



$\Rightarrow$  réflexion quasi-totale (lorsqu'on a la tête sous l'eau, l'intensité des sons provenant de l'air est très faible)

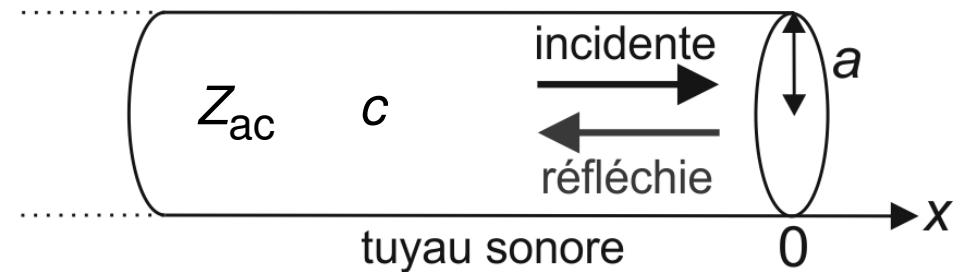
propriété mise à profit pour réaliser des images médicales par échographie : des ondes ultrasonores (de fréquences comprises entre 0,5 MHz et 50 MHz) se réfléchissent plus ou moins sur les organes suivant leur composition

### 3.5 Réflexion totale en bout de tuyau / ondes stationnaires

#### • C.A.L et calcul de l'onde dans le tuyau

on considère deux cas particuliers pour lesquels la C.A.L en bout de tuyau s'écrit sous la forme :

$$p_1(x=0, t) = Zv(x=0, t) \text{ avec } Z \in \mathbb{R}$$



— tuyau est fermé par une paroi fixe : on impose alors un nœud de vitesse

$$v(x=0, t) = 0 \quad \forall t \Leftrightarrow Z \rightarrow \infty$$

— tuyau est ouvert : on impose alors un nœud de surpression :

$$p_1(x=0, t) = 0 \quad \forall t \Leftrightarrow Z = 0$$

(C.A.L bien réalisée seulement si  $a \ll \lambda$  pour une onde harmonique)

$$\text{dans le tuyau : } \begin{cases} v(x, t) = v_i \left( t - \frac{x}{c} \right) + v_r \left( t + \frac{x}{c} \right) \\ p_1(x, t) = Z_{ac} v_i \left( t - \frac{x}{c} \right) - Z_{ac} v_r \left( t + \frac{x}{c} \right) \end{cases}$$

$$\text{C.A.L : } p_1(x=0, t) = Zv(x=0, t) \Rightarrow Z_{ac}v_i(t) - Z_{ac}v_r(t) = Z[v_i(t) + v_r(t)]$$

$$\Rightarrow \text{coefficient de réflexion en vitesse } r = \frac{v_r(t)}{v_i(t)} = \frac{Z_{ac} - Z}{Z_{ac} + Z}$$

(système analogue à un câble coaxial fermé par une résistance : pas d'onde réfléchie si  $Z = Z_{ac}$ )

dans les deux cas étudiés,  $|r| = 1$  : réflexion totale

exemple : tuyau fermé en  $x=0 \Rightarrow Z \rightarrow \infty \Rightarrow r = -1$

dans le cas d'une O.P.P.H incidente, on peut utiliser la notation complexe

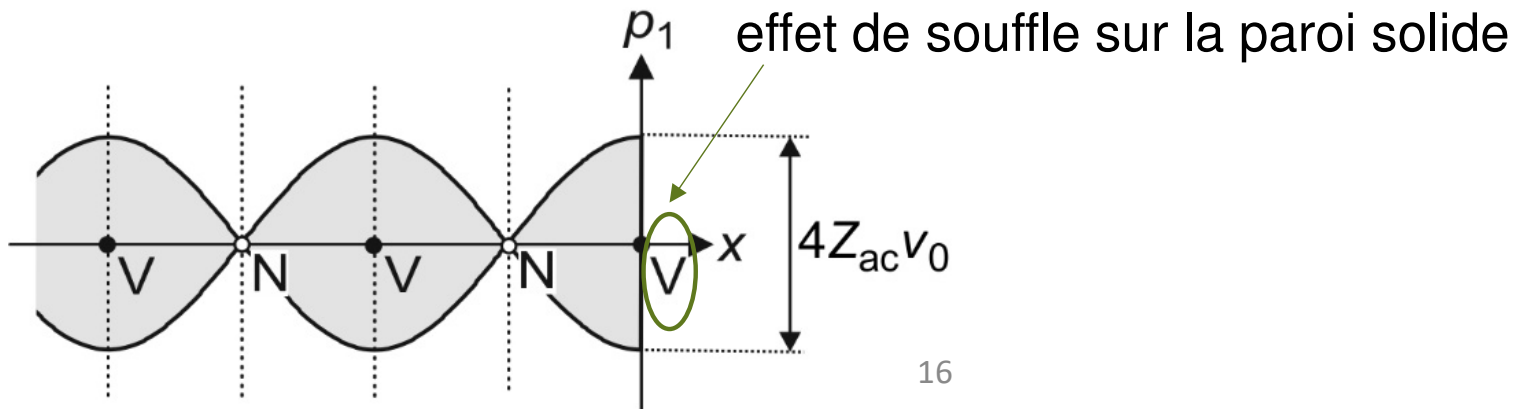
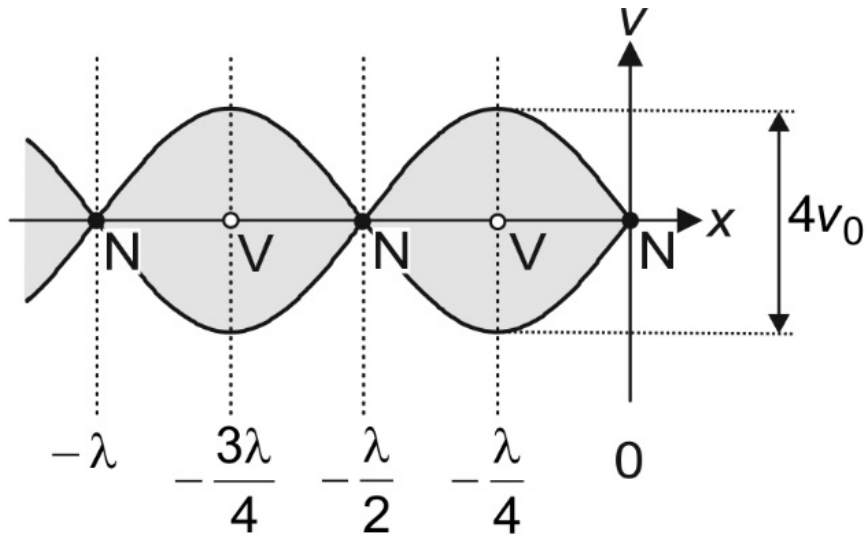
$$\underline{v}_i(x, t) = v_0 e^{i(\omega t - kx)} \text{ avec } k = \frac{\omega}{c}$$

$$\text{dans le tuyau : } \begin{cases} \underline{v}(x, t) = v_0 e^{i(\omega t - kx)} - v_0 e^{i(\omega t + kx)} \\ \underline{p}_1(x, t) = Z_{ac} v_0 e^{i(\omega t - kx)} + Z_{ac} v_0 e^{i(\omega t + kx)} \end{cases}$$

soit 
$$\begin{cases} \underline{v}(x,t) = v_0 e^{j\omega t} \underbrace{\left[ e^{-ikx} - e^{ikx} \right]}_{-2i \sin(kx)} \\ \underline{p}_1(x,t) = Z_{ac} v_0 e^{j\omega t} \underbrace{\left[ e^{-ikx} + e^{ikx} \right]}_{2 \cos(kx)} \end{cases}$$

notation réelle : 
$$\begin{cases} v(x,t) = 2v_0 \sin(kx) \sin(\omega t) \\ p_1(x,t) = 2Z_{ac} v_0 \cos(kx) \cos(\omega t) \end{cases}$$

l'onde acoustique est *stationnaire* :  
les nœuds de vitesse sont les  
ventres de surpression et *vice versa*



- aspect énergétique

les grandeurs énergétiques étant quadratiques (d'ordre 2 en la perturbation), il est nécessaire pour les calculer de revenir à la notation réelle pour  $p_1$  et  $v$

$$e_c = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 = 2 \rho_0 v_0^2 \sin^2(kx) \sin^2(\omega t)$$

$$e_p = \frac{1}{2} \chi_S p_1^2 = 2 \chi_S Z_{ac}^2 v_0^2 \cos^2(kx) \cos^2(\omega t) = 2 \rho_0 v_0^2 \cos^2(kx) \cos^2(\omega t)$$

$$Z_{ac} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\chi_S}}$$

équipartition de l'énergie pour une onde stationnaire  
aux nœuds de vitesse, l'énergie est uniquement potentielle ; aux nœuds de pression, elle est uniquement cinétique

$$\langle e_c \rangle = \rho_0 v_0^2 \sin^2(kx) \quad \langle e_p \rangle = \rho_0 v_0^2 \cos^2(kx)$$

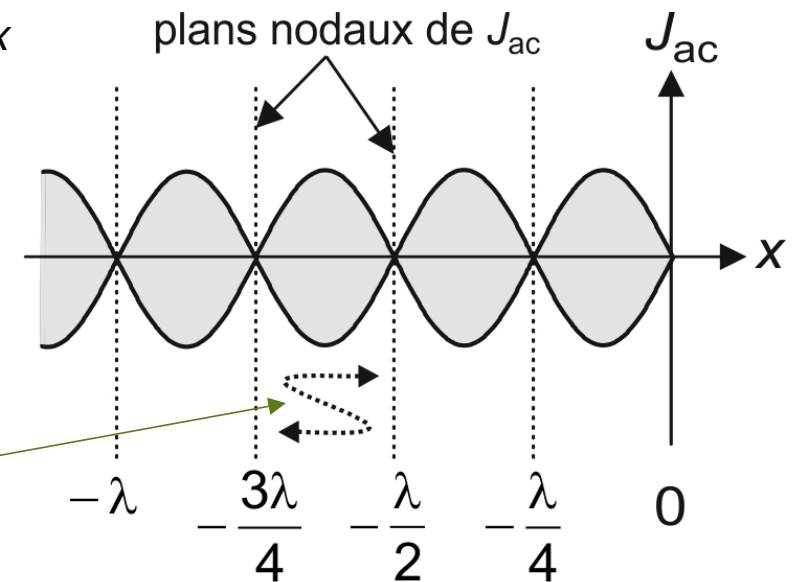
$$\Rightarrow \langle u_{ac} \rangle = \langle e_c \rangle + \langle e_p \rangle = \rho_0 v_0^2$$

$$\vec{J}_{ac} = p_1 v \vec{e}_x = 4Z_{ac} v_0^2 \sin(kx) \cos(kx) \sin(\omega t) \cos(\omega t) \vec{e}_x$$

les nœuds de  $\vec{J}_{ac}$  sont ceux de  $p_1$  ET de  $v$

plans d'équation  $x = -n\frac{\lambda}{4}$  avec  $n \in \mathbb{N}$  : plans **nodaux**

ils ne sont pas traversés par l'énergie,  
qui oscille donc entre deux plans  
nodaux consécutifs

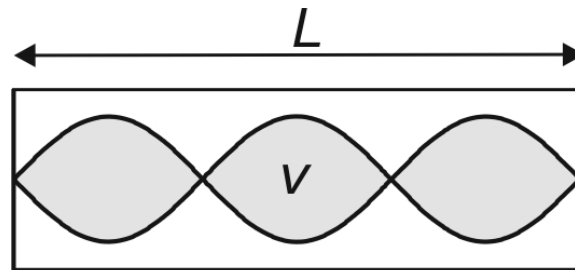


$\langle \vec{J}_{ac} \rangle = \vec{0}$  : pas de propagation en moyenne de l'énergie pour une onde stationnaire

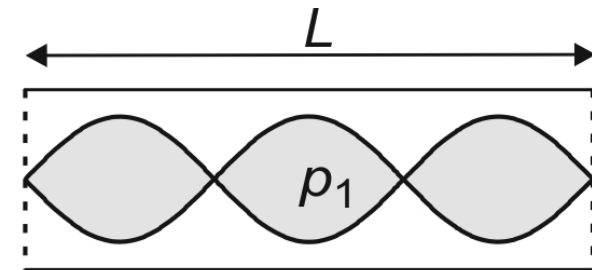
### 3.6 Modes propres

si on impose *plusieurs* C.A.L, les pulsations sont quantifiées :  $\omega = \omega_n$  avec  $n \in \mathbb{N}$   
l'onde se décompose en modes propres sinusoïdaux de pulsation  $\omega_n$

— cas d'un tuyau sonore de longueur  $L$  ouvert à ses deux extrémités, ou bien fermé à ses deux extrémités



tuyau fermé à ses deux extrémités



tuyau ouvert à ses deux extrémités

$$\Rightarrow L = n \frac{\lambda}{2} \Leftrightarrow \omega = \omega_n = \frac{n\pi c}{L}, n \in \mathbb{N}^* \quad \text{fondamental : } \omega_1 = \frac{\pi c}{L}, \text{ harmoniques : } \omega_n = n\omega_1$$

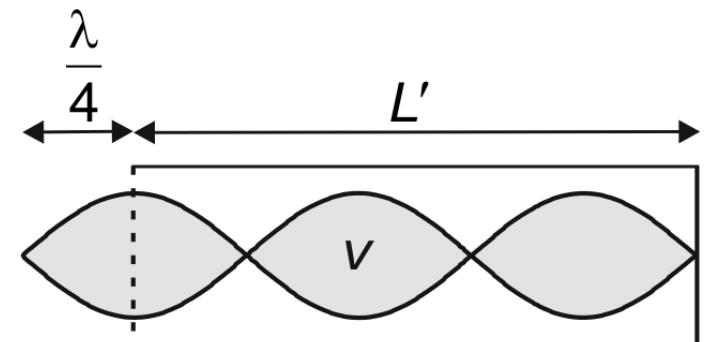
— cas d'un tuyau sonore de longueur  $L'$  ouvert à une extrémité, fermé à l'autre

$$\Rightarrow L' + \frac{\lambda}{4} = m \frac{\lambda}{2}, m \in \mathbb{N}^*, \text{ soit :}$$

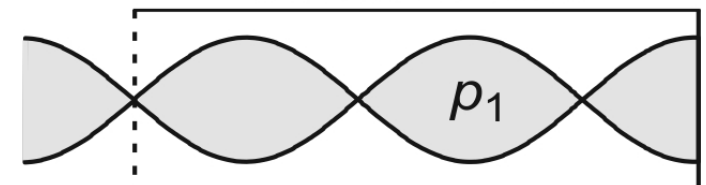
$$L' = \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} \Leftrightarrow \omega = \omega'_m = \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi c}{L'}$$

$$\text{fondamental : } \omega'_1 = \frac{\pi c}{2L'}, \text{ harmoniques : } \omega'_m = (2m - 1)\omega'_1$$

que les harmoniques de rang *impair*



tuyau fermé à une extrémité et ouvert à l'autre



si on veut la même pulsation fondamentale dans les deux cas, il faut  $L' = L / 2$

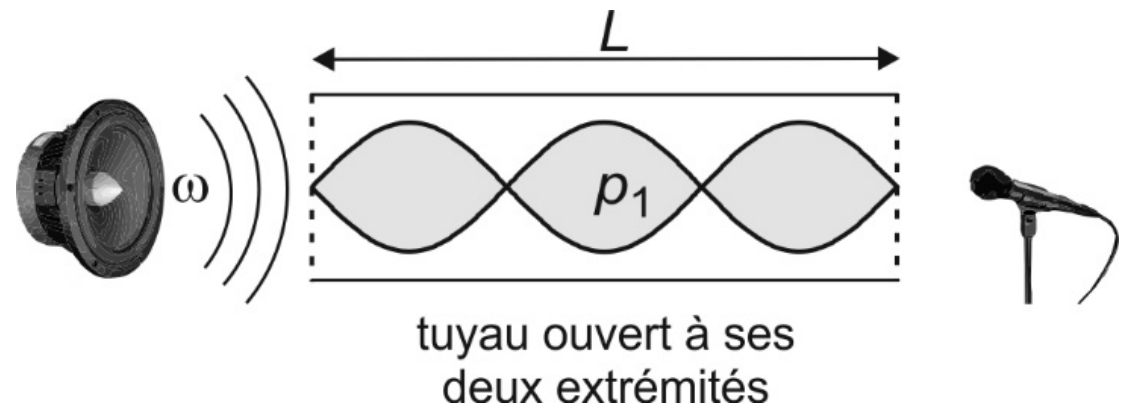
deux instruments de musique à vent comme la flûte (C.A.L : ouvert / ouvert) et la clarinette (C.A.L ouvert / fermé) peuvent donc jouer la même note (même *hauteur*), mais auront un *timbre* différent du fait de l'absence des harmoniques de rangs pairs pour la clarinette

à longueur égale, la fréquence fondamentale de la clarinette est deux fois plus petite que celle de la flûte : la clarinette joue la même note mais à l'octave inférieure

### 3.7 Résonances

on impose  $\omega$  (avec un haut-parleur)

un tuyau sonore, par exemple ouvert / ouvert, est alors analogue à la corde de Melde



on observe des résonances (finies : viscosité du fluide et non-linéarités qui ne sont plus négligeables pour les fortes amplitudes) pour :

$$\omega = \omega_n = \frac{n\pi c}{L}$$

principe des instruments à vent : le tuyau sonore sert de *résonateur*  
l'*excitateur* :

- >>> anche (clarinette, saxophone : tuyau  $\approx$  fermé à l'extrémité où se trouve l'anche)
- >>> biseau (flûte, orgue : l'extrémité où se trouve le biseau est largement ouverte)
- >>> lèvres de l'instrumentiste (trompette, trombone, cor...)

Du fait des interactions entre le résonateur et l'excitateur, le système est un oscillateur qui produit à partir d'un souffle continu des sons dont le spectre ne contient que les pulsations  $\omega_n$

