

1) (1) est l'équation de Navier-Stokes

• $\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$ ou encore $\rho(\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v}$ représente le term convectif de $\rho \frac{D\vec{v}}{Dt}$ lorsque on applique le TCI à la particule fluide

• $-\text{grad} f$ représente la force pressante volumique qui s'applique sur la particule fluide

• $\eta \Delta \vec{v}$ représente la force de viscosité volumique

• $\vec{J} \wedge \vec{B}$ est la force de Lorentz volumique associée à $\vec{B}$

(2) traduit l'incompressibilité du fluide

(3) traduit la conservation du flux magnétique à travers un tube de champ

(4) est la loi d'Ohm généralisée

(5) est l'équation de Maxwell-Ampère en régime statique

2) Hyp. énoncé: $\vec{v}(v_x, 0, 0)$ $v_x(z)$ $\vec{J}(0, J_y, 0)$
 $\vec{B}(B_x(z), 0, B_0)$ $\vec{E}(0, E_0, 0)$

→ $\rho \frac{D\vec{v}}{Dt}$
 (1) $\rightarrow 0 = -\frac{\partial f}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + J_y B_0$ (a)

$0 = -\frac{\partial f}{\partial y}$ (b)

$0 = -\frac{\partial f}{\partial z} - J_y B_x(z)$ (c)

(2) $\rightarrow \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0$ ce qui est réalisé dans l'hypothèse

(3) $\rightarrow \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_0}{\partial z} = 0$ ce qui est réalisé dans l'hypothèse (B_0 constant) $B_x(z)$

(4) $\rightarrow J_y = \sigma(E_0 - v_x B_0)$

(5) $\rightarrow -\frac{\partial B_x(z)}{\partial y} = 0$ ce qui est vrai

$\frac{\partial B_0}{\partial y} = 0$ ce qui est vrai

$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_0}{\partial x} = \mu J_y$ soit $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \mu J_y$

4) (1) devient $\frac{\delta p}{L} = \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + J_y B_0$ (1)

Avec (4) $\frac{\delta p}{L} = \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + \sigma B_0 (E_0 - v_x B_0)$

$\frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} - \frac{\sigma B_0}{\eta} v_x = \frac{1}{\eta} \left(\frac{\delta p}{L} - \sigma B_0 E_0 \right) = \text{cte}$

Intégrons: $v_x = A e^{\alpha z} + B e^{-\alpha z} + \frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2}$

C.L: le fluide est visqueux; on peut donc écrire la continuité de la vitesse en $z = \pm a$ à savoir $v_x(\pm a) = 0$

d'où $\begin{cases} A e^{\alpha} + B e^{-\alpha} + \frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} = 0 & (1) \\ A e^{-\alpha} + B e^{\alpha} + \frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} = 0 & (2) \end{cases}$

par addition (1)+(2)
 car $(A+B) \cosh \alpha = \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} - \frac{E_0}{B_0}$
 par soustraction (1)-(2)
 $(A-B) \sinh \alpha = 0$

$A = B = \frac{1}{2 \cosh \alpha} \left(\frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} - \frac{E_0}{B_0} \right)$

et $v_x(z) = \left(\frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} \right) \left(1 - \frac{\cosh \frac{\alpha z}{a}}{\cosh \alpha} \right)$ 2

5) V dépend de z ; la vitesse moyenne est donc donnée par $V_0 = \frac{1}{2a} \int_{z=-a}^{z=a} v_x(z) dz$

$V_0 = \left(\frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} \right) \frac{1}{2a} \left(2a - \frac{a}{\cosh \alpha} \left[\frac{\sinh \alpha z}{a} \right]_{-a}^a \right)$

$V_0 = \left(\frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} \right) \left(1 - \frac{1}{2 \cosh \alpha} (\sinh \alpha - \sinh(-\alpha)) \right)$

$V_0 = \left(\frac{E_0}{B_0} - \frac{\delta p}{L \sigma B_0^2} \right) \left(1 - \frac{\sinh \alpha}{\cosh \alpha} \right)$ 0,5

$v_x(z) = \frac{V_0}{1 - \frac{\sinh \alpha}{\cosh \alpha}} \left(1 - \frac{\cosh \frac{\alpha z}{a}}{\cosh \alpha} \right)$ 0,25

6) $J_y = \sigma(E_0 - v_x B_0)$ d'après (4)
 on remplace v_x

$J_y = \sigma \left(E_0 - \frac{B_0 V_0}{1 - \frac{\sinh \alpha}{\cosh \alpha}} \left(1 - \frac{\cosh \frac{\alpha z}{a}}{\cosh \alpha} \right) \right)$ 0,25

$$I = \iint J_y dx dz = L \int_{z=-a}^{z=a} J_y dz$$

$$I = L \sigma \left[2E_0 a - \frac{B_0 V_0}{1 - \frac{\sin \alpha}{\alpha}} \left(2a - \frac{2a}{\alpha \cos \alpha} \sin \alpha \right) \right]$$

$$I = L \sigma (2E_0 a - 2B_0 V_0)$$

$$1 \quad I = 2aL\sigma (E_0 - B_0 V_0)$$

• Pompe électromagnétique : le sens de I est dû à E donc $E_0 > B_0 V_0$

• Générateur : le sens de I est dû à B donc $E_0 < B_0 V_0$

• Débitmètre : $I = 0$ pour $E_0 = B_0 V_0$

en effet le débit $D = 2a \times 2b V_0 = 4ab \frac{E_0}{B_0}$

avec d.d.p. = $E_0 \times 2b$

on a $D = \frac{2a \text{ d.d.p.}}{B_0}$ De la mesure de la d.d.p. on déduit le débit volumique

$$7) (1)(c) : \frac{\partial f}{\partial z} = -J_0 B_z(z) \quad (J_y = J_0)$$

$$(5) : \frac{\partial B_x}{\partial z} = \mu J_0$$

$$(4) : J_0 = \sigma E_0 \quad (\text{car } V_x = 0)$$

$$\Rightarrow \text{en intégrant (5)} \quad B_x = \mu J_0 z \quad (B_x(z=0)=0 \text{ par hyp.})$$

$$\text{avec (4)} \rightarrow B_x = \mu \sigma E_0 z$$

$$\text{d'où (1)(c)} \rightarrow \frac{\partial f}{\partial z} = -J_0 \mu \sigma E_0 z$$

$$\text{intégrons : } f = -J_0 \mu \sigma E_0 \frac{z^2}{2} + f(x)$$

$$(1)(a) : \frac{\partial f}{\partial x} = J_0 B_0 \text{ donc } J_0 B_0 = f'(x)$$

$$\text{soit } f(x) = J_0 B_0 x + \text{cte}$$

$$f = -J_0 \mu \sigma E_0 \frac{z^2}{2} + J_0 B_0 x + \text{cte}$$

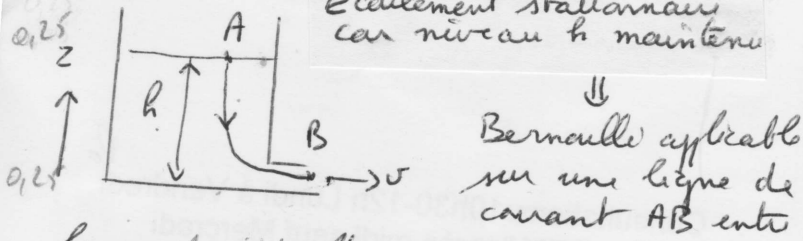
$$f = -\frac{J_0^2 \mu^2 z^2}{2} + J_0 B_0 x + \text{cte}$$

Résumé

En faisant circuler un fluide conducteur visqueux entre 2 électrodes parallèlement à celles-ci, et en le soumettant en plus à un champ magnétique, on obtient 3 comportements possibles :

- un courant apparaît dans le sens du champ imposé par les électrodes (ce qui semble normal)
- un courant apparaît en sens inverse du champ imposé par les électrodes (phénomène lié à la viscosité)
- aucun courant ne s'établit et alors la d.d.p. entre les électrodes est proportionnelle au débit volumique moyen du fluide. Pour ce comportement il faut ajuster la valeur du champ magnétique imposé.

0,15 1. a) Fluide parfait incompressible
Ecoulement stationnaire
car niveau h maintenu



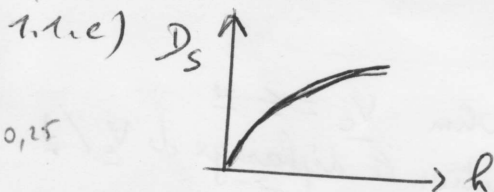
Bernoulli applicable sur une ligne de courant AB entre la surface de l'eau et la sortie CE.

$$p_A + \frac{1}{2} \rho v_A^2 + \rho g z_A = p_B + \frac{1}{2} \rho v_B^2 + \rho g z_B$$

0,15 avec $v_A = 0$ ($h = \text{cte}$) $h = z_A - z_B$
 $p_A = p_B = p_0$

0,75 $v_B = v = \sqrt{2gh}$ (formule de Torricelli)

1.1. b) $D_s = vS$ donc $D_s = S\sqrt{2gh}$



1.2. a) A l'équilibre $D_E = D_{s_0} = S\sqrt{2gh_0}$

1.2. b) $(D_E - D_s) dt$ représente la variation du volume dans la cuve pendant dt . On peut l'exprimer aussi avec l'accroissement (algébrique) dh , par $S' dh$.

$\rightarrow (D_E - D_s) dt = S' dh$ (signes cohérents)

$\rightarrow D_E - D_s = S' h$

L'énoncé suggère de prendre $v = \sqrt{2gh}$ de la question 1.1. b. C'est vrai dans la mesure où le régime reste quasi-stationnaire puisque cette formule découle de cette condition. Pour être quasi-stationnaire il faut que h évolue lentement. Si $S' \gg S$ ce sera le cas.

Avec $D_s = Sv = S\sqrt{2gh}$ on obtient $D_E - S\sqrt{2gh} = S' h$

sat
$$h + \frac{S}{S'} \sqrt{2g} h^{\frac{1}{2}} = \frac{D_E}{S'}$$

Identifier avec l'énoncé : $\beta = \frac{S}{S'} \sqrt{2g}$ $S = \frac{D_E}{S'}$

1.3) Énoncé : $h = h_0 + z$ ($z \ll h_0$)

$D_E = D_{E_0} + e(t)$

$\rightarrow (h_0 + z)^{\frac{1}{2}} + \frac{S}{S'} \sqrt{2g} (h_0 + z)^{\frac{1}{2}} = \frac{D_{E_0} + e}{S'}$

et pour $z \ll h_0$: $(h_0 + z)^{\frac{1}{2}} \approx \sqrt{h_0} (1 + \frac{z}{2h_0})$

$\rightarrow \frac{z}{2h_0} + \frac{S}{S'} \sqrt{2g} \sqrt{h_0} (1 + \frac{z}{2h_0}) = \frac{D_{E_0} + e}{S'}$

or à l'équilibre $D_{E_0} = S\sqrt{2gh_0}$ (cf 1.2. a)

Cela se simplifie en $\frac{z}{2h_0} + \frac{S}{S'} \sqrt{\frac{g}{2h_0}} z = \frac{e}{S'}$

Identifier avec l'énoncé : $\tau = \frac{S'}{S} \sqrt{\frac{2h_0}{g}}$ 1

$\frac{z}{2h_0}$ et $\frac{z}{\tau}$ ont même dimension, donc

τ est un temps ; unité s 0,25

(on vérifie que $\frac{S'}{S} \sqrt{\frac{2h_0}{g}}$ est un temps)

$\frac{S'}{S} \sqrt{\frac{2h_0}{g}} \sim \sqrt{\frac{L}{4t}} \sim t^{0,5}$

1.4) Notation complexe à introduire pour simplifier le calcul :

$\underline{e} = \underline{e}_0 e^{i\omega t}$ $\underline{z} = \underline{z}_0 e^{i\omega t}$

$\frac{\underline{z}}{\tau} + \frac{\underline{z}}{2h_0} = \frac{\underline{e}}{S'}$ devraient alors $\underline{z} (i\omega + \frac{1}{\tau}) = \frac{\underline{e}}{S'}$

d'où $\underline{H} = \frac{\underline{z}}{\underline{e}} = \frac{1}{S' (i\omega + \frac{1}{\tau})} = \frac{\tau}{S'} \frac{1}{1 + i\omega\tau}$

alors $\underline{H}(0) = \frac{\tau}{S'}$ pour $\omega = 0$

Ainsi $\underline{H}(\omega) = \frac{\underline{H}(0)}{1 + i\omega\tau}$ 1

$\underline{H}(0)$ est en $s \cdot m^{-2}$ (de m par $\underline{H}(\omega)$) 0,25

Voici un exemple où $\underline{H}$ n'est pas adimensionnée. (Tout dépend de la définition de $\underline{H}$)

0,25 A.1) a) Loi de Wien : $\lambda_m T = c_2$

1) b) Soliel connu : $\lambda_m T_s = 0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 6000$
d'où $c_2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ K.m}$

Crôte terrestre : $T \sim 290 \text{ K}$

d'où $\lambda_{\text{Terre}} \sim \frac{3 \cdot 10^{-3}}{290} \sim 10 \mu\text{m}$

0,75 Couche de CO_2 en atmosphère : $T \sim 260 \text{ K}$

0,25 d'où $\lambda_{\text{CO}_2} \sim \frac{3 \cdot 10^{-3}}{260} \sim 11 \mu\text{m}$

0,25 1) c) Loi de Stefan : $P = \sigma S T^4$
puissance rayonnée par un corps
noir de surface S , température T
en Kelvin

0,5 A.2) a) Couche + crôte : $\Phi_s = \Phi_c$

0,25 Crôte seule : $\Phi_s + \Phi_c = \Phi_t$

A.2) b) Supprimer $\Phi_c \rightarrow \Phi_t = 2\Phi_s$

0,15 d'où $\sigma T_t^4 = 2\Phi_s \rightarrow T_t = \left(\frac{2\Phi_s}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}$

0,5 Modèle sans couche : $\Phi_s = \Phi_t$
 $\rightarrow T_t' = \left(\frac{\Phi_s}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}$

$T_t = 2^{\frac{1}{4}} T_t'$
(modèle avec couche) (modèle sans couche)

0,5 B.1) Ensemble : $\Phi_s = \Phi_N$ (a)

0,5 1^{ère} couche : $2\Phi_p = \Phi_{p-1} + \Phi_{p+1}$ (b)

0,5 2^{ème} couche : $2\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_t$ (c)

0,5 Crôte : $\Phi_t = \Phi_s + \Phi_1$ (d)

0,25 Il y a plusieurs moyens d'arriver
au résultat demandé, mais le
plus simple, que m'a d'autres
trouvés un élève, est celui-ci :

Supposons que $\Phi_t = K\Phi_s$

on a alors (d) : $K\Phi_s = \Phi_s + \Phi_1$

soit $\Phi_1 = (K-1)\Phi_s$

(c) devient alors : $2(K-1)\Phi_s = \Phi_2 + K\Phi_s$

soit $\Phi_2 = (K-2)\Phi_s$

Ainsi de suite, on trouve que

$\Phi_N = (K-N)\Phi_s$

alors (a) devient $\Phi_s = (K-N)\Phi_s$

d'où $K = N+1$

1,5

B.3) $\Phi_t = K\Phi_s = (N+1)\Phi_s$

$\Rightarrow \sigma T_t^4 = (N+1)\Phi_s$

$T_t = (N+1)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\Phi_s}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}$

0,25

Plus N est grand, plus T_t est grande

0,25

Autre méthode :

(c) + (d) $\rightarrow \Phi_1 = \Phi_2 + \Phi_s$ (c')

2^{ème} couche $\rightarrow 2\Phi_2 = \Phi_1 + \Phi_3$ (c₂)

(c₂) + (c') $\rightarrow \Phi_2 = \Phi_3 + \Phi_s$ (c'₂)

3^{ème} couche $\rightarrow 2\Phi_3 = \Phi_2 + \Phi_4$ (c₃)

(c₃) + (c'₂) $\rightarrow \Phi_3 = \Phi_4 + \Phi_s$

etc

(d) $\rightarrow \Phi_t = \Phi_s + \Phi_s + \Phi_s + \Phi_s + \text{etc}$

(d) $\rightarrow \Phi_t = \Phi_s + \Phi_s + \Phi_s + \Phi_s + \text{etc}$

$\downarrow$
 $\Phi_t = \Phi_s + N\Phi_s$
pour N couches

$\Phi_t = \Phi_s(N+1) = K\Phi_s$
 $K = N+1$

21) Fluide parfait = sans viscosité

22) Approximation acoustique : toute modification apportée par l'onde acoustique sur la pression, la vitesse des particules fluides, la T , la masse volumique est un infinitésimal petit du 1^{er} ordre (de m par leurs dérivées)

23) Hyp du modèle de propagⁿ onde acoustique :

• pesanteur négligée

0,5. écoulement en fluide parfait

• transformations adiabatiques et réversibles

24) Euler : $(p_0 + p) \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v} \right) = -\text{grad}(p_0 + p)$

linéarisée : $p_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\text{grad } p$ ou $p_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}$

Conservⁿ masse : $\frac{\partial (p_0 + p)}{\partial t} + \text{div}((p_0 + p) \vec{v}) = 0$

linéarisée : $\frac{\partial p}{\partial t} + p_0 \text{div} \vec{v} = 0$ ou $\frac{\partial p}{\partial t} + p_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} = 0$

Coefficient de compressibilité isentropique :

$$\chi_s = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_s \approx \frac{1}{p_0} \frac{1}{1}$$

$$\rightarrow \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = -p_0 \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial x \partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = p_0 \chi_s \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

$$\text{soit } \left[\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - p_0 \chi_s \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \right] \rightarrow \boxed{c_s = \frac{1}{\sqrt{p_0 \chi_s}}}$$

25) GP adiab. rev : $PV^\gamma = \text{cte}$ ou $Pp^{-\gamma} = \text{cte}$

$$\text{soit } \frac{dP}{P} - \gamma \frac{dp}{p} = 0 \rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial P} \right)_s = \frac{P}{p\gamma} = \frac{p_0}{p_0 \gamma}$$

$$\rightarrow \chi_s = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial P} \right)_s = \frac{1}{p} \frac{p_0}{p_0 \gamma} = \frac{1}{p_0 \gamma} \text{ à l'ordre 1}$$

$$\rightarrow c_s = \sqrt{\frac{p_0 \gamma}{p_0}}$$

$$\text{ou GP : } p_0 = \frac{p_0 RT_0}{\pi} \rightarrow \boxed{c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT_0}{\pi}}}$$

26) $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\frac{7}{2}R}{\frac{5}{2}R} = \frac{7}{5}$ pour un GP diatomique comme l'air

$$\text{l'air} = \frac{4}{5}N_2 + \frac{1}{5}O_2 \quad \mu_{\text{air}} = \frac{4}{5}\mu_{N_2} + \frac{1}{5}\mu_{O_2} = \frac{4}{5} \times 28 + \frac{1}{5} \times 32 = 29 \text{ g.mol}^{-1}$$

$$c_s = \sqrt{\frac{1,4 \times 8,31 (273+20)}{29 \times 10^{-3}}} = 343 \text{ m.s}^{-1} \quad \mu_{\text{air}} = 29 \text{ g.mol}^{-1}$$

27) tonnerre propagation à $c_s \approx 340 \text{ m.s}^{-1}$ (1)
éclat propagation à $c = 300000 \text{ km.s}^{-1}$

L'éclat est vu quasi instantanément car $c = 300000 \text{ km.s}^{-1}$. Le son émis avec l'éclat se propage à seulement 340 m.s^{-1} .

On compte la durée τ séparant la vision de l'éclat et la perception du tonnerre.

$$\text{On déduit } \boxed{D \approx c_s \tau} \approx 340 \tau$$

28) Les équations (Euler, consⁿ masse, X) sont les mêmes mais on prend maintenant

χ_T (isotherme) au lieu de χ_s (isentropique)

$$\text{on aboutit donc à } \boxed{c_{\text{son isOT}} = \frac{1}{\sqrt{p_0 \chi_T}}}$$

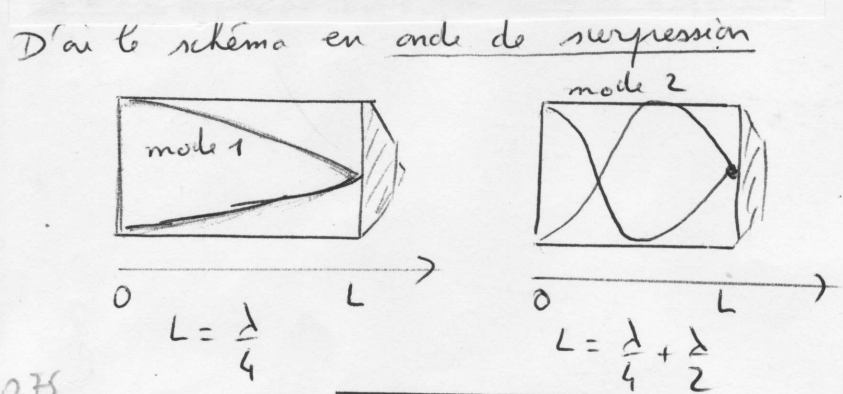
$$\text{GP : } Pp^{-1} = \text{cte pour isOT} \rightarrow \frac{dP}{P} - \frac{dp}{p} = 0$$

$$\rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial P} \right)_T = \frac{P}{p} = \frac{p_0}{p_0} \rightarrow \boxed{c_{\text{son isOT}} = \sqrt{\frac{RT_0}{\pi}}}$$

$$c_{\text{son isOT}} = 290 \text{ m.s}^{-1}$$

29) La valeur connue de $c_{\text{son}} \approx 330 \text{ m.s}^{-1}$ rejoint le modèle isentropique

36) Enoncé: $P(L, t) = P_0$ donc $f(L, t) = 0$
 soit noeud de surpression donc ventre de vitesse
 En $x = 0$ c'est fermé donc $v(x=0) = 0$
 Soit un noeud de vitesse donc un ventre de surpression en $x = 0$



Node $n > 0$: $L = (2n-1) \frac{\lambda_n}{4}$
 n entier

37) $\lambda = c_s \tau$
 Enoncé: $\lambda = 4L$ $\Rightarrow \tau = \frac{4L}{c_s}$
 avec $c_s = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}}$ $\Rightarrow \tau = 4L \sqrt{\frac{M}{\gamma R T_0}}$
 AN $\tau = 4 \times 0,5 \sqrt{\frac{2 \times 10^{-3}}{1,4 \times 8,31 \times 300}} = 1,5 \text{ ms}$

38) onde stationnaire en
 $(A \cos kx + B \sin kx) \cos \omega t$
 devant respecter pour la surpression f
 $f(x=0) = f_m$ et $f(x=L) = 0$
 d'ai $f = f_m \cos kx \cos \omega t$
 avec $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{4L} = \frac{\pi}{2L}$

soit $f = f_m \cos \frac{\pi x}{2L} \cos \omega t$

Euler linéarise: $P_0 \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial f}{\partial x}$
 $\Rightarrow P_0 \frac{\partial v}{\partial t} = f_m \frac{\pi}{2L} \sin \frac{\pi x}{2L} \cos \omega t$

$\rightarrow v = \frac{f_m \pi}{P_0 2L \omega} \sin \frac{\pi x}{2L} \sin \omega t$ (rq: 0,75
 $f_m = 0$
 $v = 0$)

Rq avec $c = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega 4L}{2\pi} = \frac{2\omega L}{\pi}$
 on a aussi $v = \frac{f_m}{c P_0} \sin \frac{\pi x}{2L} \sin \omega t$

39) $\bar{v} = \int v dt = - \frac{f_m \pi}{P_0 2L \omega^2} \sin \frac{\pi x}{2L} \cos \omega t$

$v_m = \frac{f_m \pi}{P_0 2L \omega} = \frac{f_m}{c P_0} = \frac{f_m}{P_0} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma R T_0}}$ (0,25)

$\bar{v}_m = \frac{v_m}{\omega} = \frac{f_m \pi}{P_0 2L \omega^2}$ (0,5)

La transformation est adiabatique réversible
 donc $P^{1-\gamma} T^\gamma = \text{cte}$ soit $(1-\gamma) dP = \gamma \frac{dT}{T}$
 ou encore $(1-\gamma) \frac{T}{P_0} = - \gamma \frac{T}{T_0}$
 ainsi $(\gamma-1) \frac{T_m}{P_0} = \gamma \frac{T_m}{T_0}$
 $\rightarrow T_m = T_0 \frac{(\gamma-1)}{\gamma P_0} f_m$ (0,75)