

Corrigé Épreuve A

Première partie - Autour des gouttes de pluie

I - chute d'une gouttelette dans l'air

Q1. Par analyse dimensionnelle, on a : $[\eta] = \frac{[\dot{\gamma}]}{[R] [v]} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}}{\text{m} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}} = \underline{\underline{\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}}}$

Q2. Le poids de la gouttelette s'écrit : $\vec{P} = m_{\text{goutte}} \vec{g} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_e \vec{g}$

donc $\left[\vec{P} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_e g \vec{e}_z \right]$

La poussée d'Archimède exercée sur la goutte s'écrit : $\left[\vec{P}_A = - \rho_a \times \frac{4}{3} \pi R^3 g \vec{e}_z \right]$

Q3. En norme, le rapport de ces deux forces s'écrit :

$$\frac{\| \vec{P}_A \|}{\| \vec{P} \|} = \frac{\rho_a}{\rho_e} \approx 10^{-3} \quad \text{donc} \quad \underline{\underline{\| \vec{P}_A \| \approx 10^{-3} \| \vec{P} \|}}$$

→ La poussée d'Archimède est donc négligeable devant le poids de la goutte.

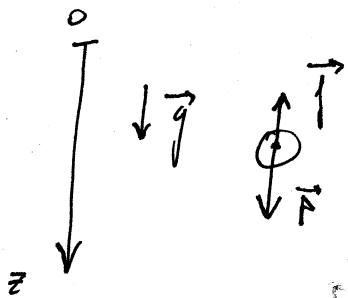
Q4. On applique le principe fondamental de la dynamique à la gouttelette dans le référentiel terrestre supposé galiléen :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} + \vec{P} = -6\pi\eta_a R v \vec{e}_z + \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_e g \vec{e}_z$$

En projection selon \vec{e}_z , on a :

$$m \frac{dv}{dt} + 6\pi\eta_a R v = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_e g$$

d'où $\frac{dv}{dt} + \frac{6\pi\eta_a R}{m} v = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_e g}{m}$ avec $m = \rho_e \times \frac{4}{3}\pi R^3$



donc $\left[\frac{d\sigma}{dt} + \frac{9\eta_a}{2R^2\rho_c} \sigma = g \right]$

Q5. On identifie ainsi un temps caractéristique $\left[\tau = \frac{2R^2\rho_c}{9\eta_a} \right]$

A.N : $\tau = \frac{2 \times 10^3 \times (0,2 \times 10^{-3})^2}{9 \times 1 \times 10^{-5}} \approx \frac{4}{18} \times \frac{10^{-5}}{10^{-5}} \approx \frac{4}{9} \approx \underline{0,4s}$.

Q6. La solution $\sigma(t)$ est la somme d'une solution homogène $\sigma_h(t)$ et d'une solution particulière $\sigma_p = \sigma_{lim} = \sigma g$:

$$\sigma(t) = A e^{-t/\tau} + \sigma g$$

Or, à $t=0$, $\sigma(t=0) = 0$ donc $0 = A + \sigma g \Leftrightarrow A = -\sigma g$

On en déduit : $\left[\sigma(t) = \sigma g (1 - e^{-t/\tau}) \right]$

Q7. Vitesse limite définie par $\sigma_{lim} = \sigma g = \frac{2R^2\rho_c}{9\eta_a} g$

A.N : $\sigma_{lim} = 0,4 \times 10 \approx \underline{4 \text{ m.s}^{-1}}$

Q8. Pendant la durée dt , le volume saisi de dV , r saisi de dr , avec $dV = 4\pi r^2 dr$

$$\underline{a-t} \quad \underline{a-t+dt}$$



$$V = \frac{4}{3}\pi R^3$$

D'après l'énoncé : $\frac{dV}{dt} \approx 4\pi r^2 \Rightarrow \frac{dr}{dt} = cte = k$

soit $dr = k dt \Leftrightarrow \left[r(t) = r_0 + kt \right]$ après intégration.

Q9. $\frac{dm}{dt} = \rho_c \frac{dV}{dt} = \rho_c \times \frac{4\pi r^2 dr}{dt}$

donc $\left[\frac{dm}{dt} = \rho_c 4\pi (r_0 + kt)^2 k \right]$

Q10. On applique le principe fondamental de la dynamique à la gouttelette de rayon r variable, dans le référentiel terrestre galiléen :

~~$\frac{d\vec{p}}{dt}$~~ $\frac{d\vec{p}}{dt} = m\vec{g} - 6\pi\eta_a R(t) \vec{v}$ avec $\frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \frac{dm}{dt}$

Ainsi, on a en projection selon l'axe descendant :

$m \frac{dv}{dt} + v \left(4\pi \rho_c (r_0 + kt)^2 k \right) + 6\pi\eta_a (r_0 + kt) v = mg$ $m = \rho_c \times \frac{4}{3}\pi r^3$

soit $\frac{dv}{dt} + \left[\frac{3k}{r_0 + kt} + \frac{3\eta_a}{\rho_c (r_0 + kt)^2} \right] v = g$

On identifie ainsi : $\begin{cases} A = 3k \\ B = \frac{3\eta_a}{\rho_c} \end{cases}$

Q11. D'après l'énoncé, on néglige le second terme de la parenthèse.

Ainsi, l'équation différentielle s'écrit : $\frac{dv}{dt} + \frac{A}{r_0 + kt} v(t) = g$ (1)

La solution homogène ~~est la solution de l'équation~~ est la solution de l'équation :

$\frac{dv_H}{dt} + \frac{A}{r_0 + kt} v_H = 0 \Leftrightarrow \frac{dv_H}{v_H} = - \frac{A}{r_0 + kt} dt$

On intègre entre 0 et t : $\ln v_H = -\frac{A}{k} \ln(r_0 + kt) + \text{cte}$

$$\ln v_H = \ln(r_0 + kt)^{-A/k} + \frac{\text{cte}}{C_1} \quad \text{or, } A = 3k$$

Ainsi, $v_H(t) = (r_0 + kt)^{-3} e^{C_1} \Leftrightarrow \left[v_H(t) = \frac{e^{C_1}}{(r_0 + kt)^3} \right]$

Q12. On cherche ensuite la solution particulière sous la forme $v_p(t) = C_2 t + C_3$

donc $\frac{dv_p}{dt} = C_2 \xrightarrow[\text{injection dans (1)}]{\Leftrightarrow} C_2 + \frac{3k}{r_0 + kt} (C_2 t + C_3) = g$

soit $C_2 r_0 + C_2 kt + 3kC_2 t + 3kC_3 = r_0 g + gkt$

On obtient ainsi le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} C_2 r_0 + 3kC_3 = r_0 g \\ C_2 kt + 3kC_2 t = gkt \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} C_2 = g - \frac{3k}{r_0} C_3 \\ C_2 = \frac{g}{4} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_2 = g/4 \\ C_3 = \frac{r_0 g}{4k} \end{cases}$$

Ainsi, $\left[v_p(t) = \frac{gt}{4} + \frac{r_0 g}{4k} \right]$

Q13. Finalement, la vitesse s'écrit : $v(t) = \frac{e^{C_0}}{(r_0 + kt)^3} + \frac{gt}{4} + \frac{r_0 g}{4k}$

À $t=0$, $v(t=0) = 0 = \frac{C_0}{r_0^3} + \frac{r_0 g}{4k} \Rightarrow \left[C_0 = -\frac{r_0^4 g}{4k} \right]$

donc $\left[v(t) = \frac{r_0 g}{4k} \left(1 - \frac{r_0^3}{(r_0 + kt)^3} \right) + \frac{gt}{4} \right]$

Q14. Il s'agit de la traison superficielle.

II - Formation d'un arc-en-ciel

Q15. Les déviations s'écrivent :

$$i_1 = -D_1 + i_2 \Leftrightarrow [D_1 = i_2 - i_1]$$

$$\pi = -D_2 - i_2 + i_3 \Leftrightarrow [D_2 = i_2 + i_3 - \pi]$$

$$i_3 = -D_3 - i_4 \Leftrightarrow [D_3 = i_3 + i_4]$$

Q16. À l'entrée de la goutte, la loi de la réfraction de Snell-Descartes permet d'écrire : $\sin i_1 = n \sin i_2$ soit $[i_2 = \arcsin\left(\frac{\sin i_1}{n}\right)]$

Lors de la réflexion, la loi de Snell-Descartes relative à la réflexion permet d'écrire : $[i_3 = i_2]$ soit $[i_3 = \arcsin\left(\frac{\sin i_1}{n}\right)]$

À la sortie de la goutte, on a le même :

$$-n \sin i_3 = \sin i_4 \Leftrightarrow \sin i_4 = -n \frac{\sin i_1}{n} = -\sin i_1$$

$$\text{soit } [i_4 = -i_1]$$

Q17. La déviation totale D s'écrit : $D = D_1 + D_2 + D_3$

$$\text{soit } D = \underbrace{i_2 - i_1}_{D_1} + \underbrace{i_2 + i_3 - \pi}_{D_2} + \underbrace{i_3 + i_4}_{D_3} = 4i_2 - 2i_1 - \pi$$

$$D = 4 \arcsin\left(\frac{\sin i_1}{n}\right) - 2i_1 - \pi$$

Q18. On détermine l'angle de déviation maximale pour $i = i_{max}$:

$$\left(\frac{dD}{di_1} \right)_{i=i_{max}} = 0 = 4 \frac{d}{di_1} \left[\arcsin \left(\frac{\sin i_1}{n} \right) \right]_{i=i_{max}} - 2$$

$$\text{or, } \frac{1}{di_1} \arcsin \left(\frac{\sin i_1}{n} \right) = \frac{\sin' i_1}{n \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i_1}{n^2}}} = \frac{\cos i_1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}$$

$$\text{d'où } \frac{2 \sqrt{1 - \sin^2 i_{1,max}}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_{1,max}}} = 1 \Leftrightarrow 4(1 - \sin^2 i_{1,max}) = n^2 - \sin^2 i_{1,max}$$

$$\text{Finalement, } \left[\sin i_{1,max} = \sqrt{\frac{4-n^2}{3}} \right]$$

Q19. On a donc $i_{1,max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{4-n^2}{3}} \right)$. On remplace dans l'expression de D :

$$\left[D_{max} = D(i_{1,max}) = 4 \arcsin \left(\sqrt{\frac{4-n^2}{3n^2}} \right) - 2 \arcsin \left(\sqrt{\frac{4-n^2}{3}} \right) - \pi \right]$$

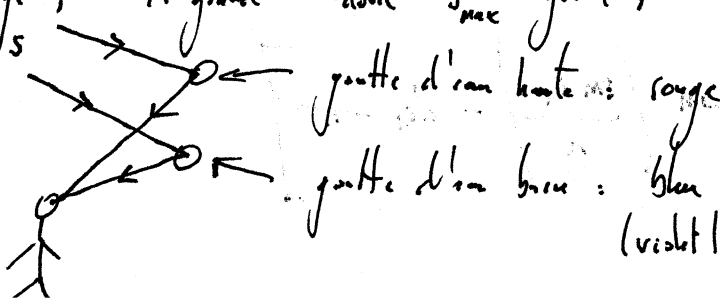
Q20. D'après l'ordre de Cauchy : si $\lambda \uparrow$, alors $n \downarrow$.

or, D_{max} est une fonction décroissante de n .

Ainsi, D_{max} augmente avec la longueur d'onde.

Q21. Domaine visible : $\lambda \in [400, 800] \text{ nm}$.

Q22. Pour le rouge, " λ grand" donc D_{max} grand, et inversement pour le bleu (violet).



Le rayon rouge est au-dessus de l'anneau violet.

Seconde partie - Isolation thermique et acoustique

I - Double vitrage et isolation acoustique

Q24. Domaine des fréquences audibles : $f \in [20\text{Hz}, 20\text{kHz}]$

Q25. Il s'agit de la même base que pour le vitrage simple.

Q26. La force qui assure le ressort sur la masse 2 s'écrit :

$$\vec{F} = -k(l-b)\vec{e}_x \text{ où } l \text{ désigne l'allongement du ressort. Ici, } l = x_2 - x_1$$

$$\text{d'où } \left[\vec{F} = -k|x_2 - x_1 - b|\vec{e}_x \right]$$

Q27. On applique le principe fondamental de la dynamique à la masse 2, dans le référentiel terrestre supposé galiléen :

$$m_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} \vec{e}_x = \vec{F}_{\text{res}} = -k|x_2 - x_1 - b|\vec{e}_x - \alpha(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)\vec{e}_x$$

Par projection selon \vec{e}_x , on obtient : $m_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} = -k|x_2 - x_1 - b| - \alpha(\dot{x}_2 - \dot{x}_1)$

$$\text{soit } \left[\ddot{x}_2 + \frac{\alpha}{m_2} \dot{x}_2 + \frac{k}{m_2} x_2 = \frac{k}{m_2} x_1 + \frac{k b}{m_2} + \frac{\alpha}{m_2} \dot{x}_1 \right]$$

Q28. On pose $u_2(t) = x_2(t) - b$. L'équation précédente se réécrit alors :

$$\left[\ddot{u}_2 + \frac{\alpha}{m_2} \dot{u}_2 + \frac{k}{m_2} u_2 = \frac{k}{m_2} x_1 + \frac{\alpha}{m_2} \dot{x}_1 \right]$$

On identifie ainsi :

$$\begin{cases} \omega_0^2 = \frac{k}{m_2} \\ \frac{\omega_0}{\phi} = \frac{\alpha}{m_2} \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m_2}} \\ \phi = \frac{m_2}{\alpha} \sqrt{\frac{k}{m_2}} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{k m_2} \end{cases}$$

Q29. On passe dans le domaine complexe : $\frac{du_2}{dt} \Leftrightarrow j\omega u_2$ et $\frac{d^2u_2}{dt^2} \Leftrightarrow -\omega^2 u_2$

$$d'où \quad -\omega^2 u_2 + \frac{\omega_0}{\phi} j\omega u_2 + \omega_0^2 u_2 = \frac{\omega_0}{\phi} x_1 j\omega + \omega_0^2 x_1$$

$$\text{Soit } u_2 \left(-\omega^2 + j \frac{\omega \omega_0}{\phi} + \omega_0^2 \right) = x_1 \left(j \frac{\omega \omega_0}{\phi} + \omega_0^2 \right)$$

$$\text{Ainsi, } \left[\underline{H} = \frac{u_2}{x_1} = \frac{j \frac{\omega \omega_0}{\phi} + \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \frac{\omega \omega_0}{\phi}} \right]$$

Q30. Le gain de la fonction de transfert s'écrit :

$$\left[G = |H| = \frac{\sqrt{\omega_0^4 + \left(\frac{\omega \omega_0}{\phi}\right)^2}}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega \omega_0}{\phi}\right)^2}} \right]$$

Q31. Le pic marqué sur la courbe de gain est caractéristique du phénomène de résonance.

Q32. On trouve le minimum de la fonction $f(x) = (1-x^2)^2 + \left(\frac{x}{\phi}\right)^2$

$$\text{La dérivée s'écrit : } f'(x) = -4x(1-x^2) + \frac{2x}{\phi^2}$$

$$= x \left(-4(1-x^2) + \frac{2}{\phi^2} \right) \quad x=0 \text{ est une solution triviale.}$$

La solution physiquement pertinente est celle par laquelle :

$$-2(1-x^2) + \frac{1}{\phi^2} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad 1-x^2 = \frac{1}{2\phi^2}$$

soit $\left[x = \sqrt{1 - \frac{1}{2\phi^2}} \right]$ qui existe si et seulement si : $\left[\phi \geq \frac{1}{\sqrt{2}} \right]$.

Q33. $x = \frac{\omega}{\omega_0} \Rightarrow \omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2\phi^2}}$

Si $\phi > 10$, $\frac{1}{2\phi^2} < 0,005 \therefore$ négligeable devant 1 ($\approx 10^{-2}$ près).

Ainsi, on a bien $\left[\omega \approx \omega_0 \text{ si } \phi \text{ grand} \right]$.

Q34. On applique à nouveau le principe fondamental de la dynamique, à m_2 puis à m_1 :

$$\begin{cases} m_2 \ddot{x}_2 = -k(x_2 - x_1 - l_0) \\ m_1 \ddot{x}_1 = +k(x_2 - x_1 - l_0) \end{cases} \quad \text{d'où} \quad \begin{cases} \ddot{x}_2 = -\frac{k}{m_2}(x_2 - x_1) + \frac{kl_0}{m_2} & (1) \\ \ddot{x}_1 = \frac{k}{m_1}(x_2 - x_1) - \frac{kl_0}{m_1} & (2) \end{cases}$$

Q35. On réalise l'opération (1) - (2) :

$$\underbrace{\ddot{x}_2 - \ddot{x}_1}_{\ddot{l}} = \underbrace{(x_2 - x_1)}_l \left(\frac{k}{m_2} + \frac{k}{m_1} \right) + \frac{kl_0}{m_2} - \frac{kl_0}{m_1}$$

$$\text{d'où} \quad \left[\ddot{l} = - \left(\frac{k}{m_2} + \frac{k}{m_1} \right) l + kl_0 \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2} \right) \right]$$

Q36. La pulsation propre s'écrit : $\omega_0^2 = \frac{k}{m_2} + \frac{k}{m_1}$

soit $\left[\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m_1} + \frac{k}{m_2}} \right]$

Q37. Le solution de cette équation différentielle s'écrit :

$$f(t) = \underbrace{A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t)}_{\text{sol}^{\circ} \text{ homogène}} + \underbrace{b_0}_{\text{sol}^{\circ} \text{ particulière}}$$

Conditions initiales : $f(0) = b_0 - \delta \Leftrightarrow b_0 - \delta = A - b_0 \Leftrightarrow \underline{A = -\delta}$

$$f'(0) = 0 \Leftrightarrow \underline{B = 0}$$

On en déduit : $\left[f(t) = -\delta \cos(\omega t) + b_0 \right]$

Q38. Il faut augmenter la masse des vitres (et donc diminuer f_0) pour faire sortir le pic de résonance de la gamme de fréquences audibles.

Q39. Les creux sont plus faibles car chaque vitre a une fréquence critique différente : le creux d'une vitre est bloqué par l'autre.

II - Comportement thermique d'une habitation

Q40. Selon les hypothèses de l'énoncé, l'équation différentielle (3) devient

$$C_1 \frac{dT_1}{dt} = \frac{T_e - T_1}{R_1} \Leftrightarrow \left[\frac{dT_1}{dt} + \frac{1}{R_1 C_1} T_1 = \frac{T_e}{R_1 C_1} \right]$$

dont la solution s'écrit : $T_1(t) = A e^{-t/\tau} + T_e$ avec $\tau = \underline{R_1 C_1}$

→ Condition initiale : $T_1(0) = T_{10} \Leftrightarrow T_{10} = A + T_e$

$$\Leftrightarrow A = T_{10} - T_e$$

Finalement, $\left[T_1(t) = (T_{10} - T_e) e^{-t/\tau} + T_e \right]$

Q41. Pour $t \ll \tau$, on a : $e^{-t/\tau} \approx 1 - \frac{t}{\tau}$ (ordre 1^{er}).

Ainsi, $T_1(t) \approx (T_{10} - T_c) \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) + T_c$

soit $T_1(t) \approx -\underbrace{\frac{(T_{10} - T_c)}{\tau}}_a t + \underbrace{T_{10}}_b = at + b$

T_1 est donc une fonction affine du temps, de pente $\left[a = -\frac{(T_{10} - T_c)}{\tau} \right]$

Q42. On trouve une pente $a \approx \frac{-20,9 - 20}{14000} = -\frac{0,9}{1,4} \times 10^{-4}$
 $\approx -6,4 \times 10^{-5} \text{ K/s}$.

On en déduit : $R_1 C_1 = \tau = \frac{-T_{10} - T_c}{a}$

A.N : $\tau = \frac{-20,9 - 0}{-6,4 \times 10^{-5}} \approx 3,3 \times 10^5 \text{ s}$.

Q43. En régime stationnaire, les équations deviennent $\begin{cases} \frac{T_1 - T_c}{R_1} - \frac{T_2 - T_c}{R_2} = 0 & (2) \\ \psi - \frac{T_1 - T_c}{R_1} = 0 & (3) \end{cases}$

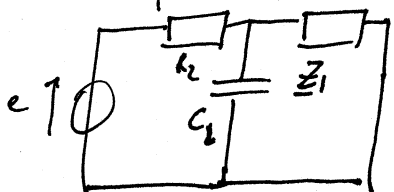
Ainsi, on trouve : $\left[T_2 = R_2 \psi + T_c \right]$ et $\left[T_1 = R_1 \psi + T_2 = (R_1 + R_2) \psi + T_c \right]$

Q44. On a $T_c = T_2$ (car $R_2 = 0$).

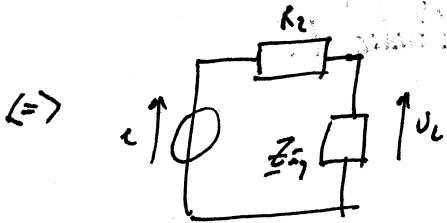
Ainsi, $\left[R_1 = \frac{T_1 - T_c}{\psi} = 2 \times 10^{-2} \text{ K.W}^{-1} \right]$

Q45. On a : $T = 24 \text{ h}$ donc $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{24 \times 3600} \approx 7,3 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$

Q46. Circuit équivalent :



avec $Z_1 = R_1 + \frac{1}{jC_1 \omega}$ (R_1 et C_1 en série).



avec $\underline{Y}_{eq} = \underline{Y}_1 + j\omega C_1$

$$\underline{Y}_{eq} = j\omega C_1 + \frac{1}{R_1 + \frac{1}{j\omega C_2}}$$

Ainsi, $\left[\underline{Z}_{eq} = \frac{1}{\underline{Y}_{eq}} = \left(j\omega C_1 + \frac{1}{R_1 + \frac{1}{j\omega C_2}} \right)^{-1} \right]$

Q47. $\frac{1}{\underline{Z}_{eq}} = \frac{1}{\underline{Z}_1} + \frac{1}{\underline{Z}_2}$ or, si $|\underline{Z}_1| \gg |\underline{Z}_2|$, alors $\frac{1}{|\underline{Z}_1|} \ll \frac{1}{|\underline{Z}_2|}$

donc dans ce cas, $\frac{1}{\underline{Z}_{eq}} \approx \frac{1}{\underline{Z}_2} \Rightarrow \underline{Z}_{eq} \approx \underline{Z}_2$

Q48. Soit $\underline{Z}_{eq} \approx \frac{1}{j\omega C_1}$

Pont diviseur de tension sur C_1 : $\underline{u}_1 = \underline{u}_2 \times \frac{1/j\omega C_1}{1/j\omega C_1 + R_1}$

Pont diviseur de tension sur C_2 : $\underline{u}_2 = \underline{e} \times \frac{\underline{Z}_{eq}}{\underline{Z}_{eq} + R_2} = \underline{e} \times \frac{1/j\omega C_1}{1/j\omega C_1 + R_2}$

En injectant cette dernière équation dans la 1^{ère}, on a :

$$\underline{u}_1 = \underline{e} \times \frac{1/j\omega C_1}{1/j\omega C_1 + R_2} \times \frac{1/j\omega C_1}{1/j\omega C_1 + R_1} \quad \text{soit } \underline{H} = \frac{\underline{u}_1}{\underline{e}} = \frac{1}{(1 + jR_2\omega C_1)(1 + jR_1\omega C_1)}$$

$$= \frac{1}{1 + jR_2\omega C_1} \quad = \frac{1}{1 + jR_1\omega C_1}$$

En identifiant avec la forme canonique donnée, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_1 = \frac{1}{R_1 C_1} \\ \omega_2 = \frac{1}{R_2 C_1} \end{array} \right.$$

Q49. Le gain en décibels s'écrit $G_{dB} = 20 \log(|H|)$

$$\text{donc } \left[G_{dB} = 20 \log \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^2}} \right) \right]$$

Q50. À basses fréquences ($\omega \rightarrow 0$) : $G_{dB} \approx 20 \log 1 = 0$
une asymptote horizontale à basses fréquences en 0 dB.

À hautes fréquences ($\omega \rightarrow \infty$) : $G_{dB} \approx 20 \log \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega^2} \approx -40 \log \omega$: on a donc une asymptote oblique de pente -40 dB/décade.

Q51. Le déphasage s'écrit $\Delta\varphi = \varphi(\omega_1) - \varphi(\omega_2) = \arg(H)$
$$\left[\Delta\varphi = -\arctan\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) - \arctan\left(\frac{\omega}{\omega_2}\right) \right]$$

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } \omega \rightarrow 0, \Delta\varphi \approx 0 \\ \text{Pour } \omega \rightarrow \infty, \Delta\varphi \approx -\pi \end{array} \right.$

Q52. Grâce aux pulsations de coupure, on peut identifier :

$\left[\begin{array}{l} \text{courbe en traits pleins : isolation par l'intérieur} \\ \text{courbe en pointillés : isolation par l'extérieur} \end{array} \right]$

Q53. Pour $\omega \approx 7,9 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$, on lit $G_{dB} = -30 \text{ dB}$.

Ainsi, $U_{10} = E_0 \times 10^{-\frac{G_{dB}}{20}}$

A.N. : $U_{10} = 10 \times 10^{-\frac{30}{20}} = 10 \times 10^{-1,5} \approx 0,32 \text{ V}$

$\Rightarrow [U_{10} = 0,32 \text{ V}]$

Q54. Pour $\omega = 7,9 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$, on lit $G_{dB} = -50 \text{ dB}$

De même, on a donc $U_{10} = 10 \times 10^{-\frac{50}{20}} = \underline{0,032 \text{ V}}$

(Ce qui est mieux car de cette façon, les variations sur la journée sont imperceptibles).

Q55. $u_1(t)$ est en retard par rapport à $e(t)$ d'un quart de période (déphasage de $-\frac{\pi}{2}$) : il y a donc 6h de retard de u_1 par rapport à $e(t)$..