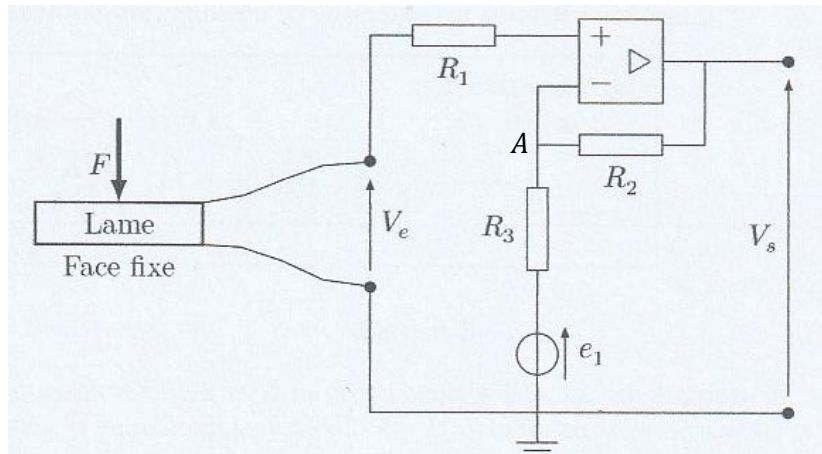


Problème : étude et applications de matériaux piézoélectriques

Q 1. Dans un ALI idéal, l'impédance d'entrée est supposée infinie ce qui nous permet de faire l'hypothèse que $i_+ = i_- = 0$. En régime linéaire, la tension différentielle $\varepsilon = V_+ - V_- = 0$ donc $V_+ = V_-$

Schéma du circuit :



Appliquons la loi des nœuds exprimées en termes de potentiels, au point A :

$$\frac{e_1}{R_3} + \frac{V_s}{R_2} = V_A \cdot \left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_2} \right)$$

Avec $V_A = V_- = V_+ = V_e$ (avec $i_+ = 0$) :

$$\frac{e_1}{R_3} + \frac{V_s}{R_2} = V_e \cdot \left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_2} \right)$$

On vérifie que :

$$V_e = \frac{R_2 \cdot e_1 + R_3 \cdot V_s}{R_2 + R_3}$$

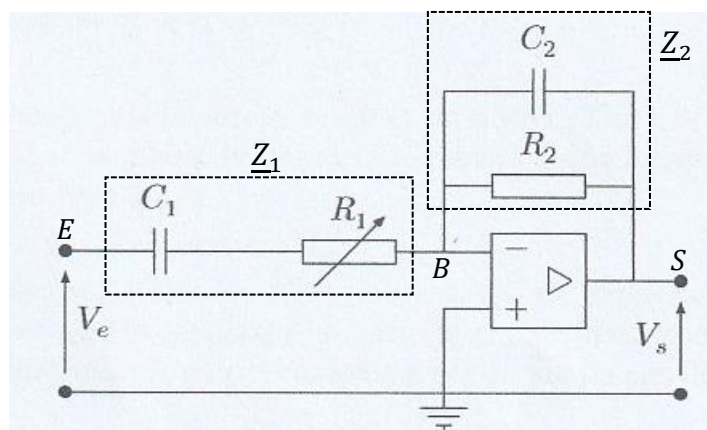
Q 2. A.N. : $V_e = 0,95 V$.

Q 3. Avec $q = C \cdot V_e = K \cdot F$:

$$F = \frac{C \cdot V_e}{K}$$

A.N. : $F = 0,76 N$

Q 4. Schéma du circuit :



En adoptant les notations complexes, appliquons la loi des nœuds exprimées en termes de potentiels, au point B :

$$\frac{V_e}{Z_1} + \frac{V_s}{Z_2} = V_B \cdot \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \right)$$

En notant que $V_B = V_- = V_+ = 0$:

$$\frac{V_e}{Z_1} + \frac{V_s}{Z_2} = 0$$

On en déduit que :

$$\underline{H}(j, \omega) = \frac{V_s}{V_e} = -\frac{Z_2}{Z_1}$$

avec :

$$\underline{Z}_1 = R_1 + \frac{1}{j \cdot C_1 \cdot \omega} \quad \text{et} \quad \underline{Z}_2 = \frac{R_2}{1 + j \cdot R_2 \cdot C_2 \cdot \omega}$$

$$\underline{H}(j, \omega) = -\frac{R_2}{\left(R_1 + \frac{1}{j \cdot C_1 \cdot \omega} \right) \cdot (1 + j \cdot R_2 \cdot C_2 \cdot \omega)}$$

En développant :

$$\underline{H}(j, \omega) = -\frac{R_2}{R_1 + \frac{R_2 \cdot C_2}{C_1} + j \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot C_2 \cdot \omega + \frac{1}{j \cdot C_1 \cdot \omega}} = -\frac{1}{\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j \cdot \left(R_1 \cdot C_2 \cdot \omega - \frac{1}{R_2 \cdot C_1 \cdot \omega} \right)}$$

En factorisant $\left(\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} \right)$ au dénominateur :

$$\underline{H}(j, \omega) = -\frac{1}{\left(\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} \right) \left(1 + j \cdot \left(\frac{R_1 \cdot C_2 \cdot \omega}{\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}} - \frac{1}{R_2 \cdot C_1 \cdot \omega} \left(\frac{1}{\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}} \right) \right) \right)}$$

Posons :

$$\underline{H}(j, \omega) = -\frac{A}{1 + j \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_2}{\omega} \right)}$$

Par identification, on établit que :

$$\boxed{\begin{aligned} A &= \frac{1}{\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}} = \frac{R_2 \cdot C_1}{R_1 C_1 + R_2 C_2} \\ \omega_1 &= \frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_2 C_2} \quad \text{et} \quad \omega_2 = \frac{1}{R_1 C_1 + R_2 C_2} \end{aligned}}$$

Q 5. On note $H(\omega)$ le gain du filtre :

$$H(\omega) = \frac{A}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_2}{\omega} \right)^2}}$$

On peut noter $H(\omega) \rightarrow 0$ à basse et à haute fréquence, ceci est caractéristique **d'un filtre passe-bande**.

Q 6. Le gain $H(\omega)$ est maximal quand le dénominateur est minimal, c.à.d. pour :

$$\frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_2}{\omega} = 0$$

On en déduit que le gain est maximal à la pulsation :

$$\omega = \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2}$$

Q 7. On visualise les tension $V_e(t)$ et $V_s(t)$ à l'oscilloscope en connectant le point E à la voie 1 de l'oscilloscope et S à la voie 2 (la masse de l'oscilloscope est commune à celle du GBF), on peut dire que les deux signaux sont en opposition de phase (déphasage de $\pi \bmod(2\pi)$) :

- en mode balayage : quand l'un des signaux présente un maximum, le deuxième présente un minimum.
- en mode XY, on observe une droite de pente négative (cf TP).

Q 8. Les signaux sont en opposition de phase à la pulsation $\omega = \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2} = 2\pi \cdot f$

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_1 \cdot \omega_2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{1}{R_1 C_1} + \frac{1}{R_2 C_2}\right) \cdot \left(\frac{1}{R_1 C_1 + R_2 C_2}\right)}$$

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot C_1 \cdot C_2}}$$

A.N. : $f = 3,2 \cdot 10^2$ Hz

Q 9. On assimile la masse m à un point matériel observé dans le référentiel de la voiture non galiléen. Dans ce référentiel, la masse m est soumise à son poids $\vec{p}$, à la réaction (normale) du support $\vec{R}$, à la force de rappel $\vec{T}$, à la force de frottement fluide $\vec{f}$ ainsi qu'à la force d'inertie d'entraînement $\vec{f}_{ie}$.

Q 10. Appliquons le principe fondamental de la dynamique à la masse m dans le référentiel de la voiture :

$$m \cdot \vec{a} = \vec{p} + \vec{R} + \vec{T} + \vec{f} + \vec{f}_{ie}$$

En notant que le mouvement s'effectue sur l'axe Ox ($\vec{p} + \vec{R} = \vec{0}$), en adoptant le système de coordonnées et en projetant sur $\vec{u}_x$ on établit :

$$m \cdot \ddot{x} = -k \cdot (x(t) - L_0) - \alpha \cdot \dot{x} + m \cdot a$$

On pose que $X(t) = x(t) - L_0$ donc $\dot{X}(t) = \dot{x}(t)$ et $\ddot{X}(t) = \ddot{x}(t)$:

$$m \cdot \ddot{X} = -k \cdot X - \alpha \cdot \dot{X} + m \cdot a$$

On vérifie que :

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dX}{dt} + \omega_0^2 \cdot X = a$$

Avec :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{et} \quad Q = \frac{m \cdot \omega_0}{\alpha} = \frac{\sqrt{k \cdot m}}{\alpha}$$

Q 11. Pour $t < 0$, $X(t) = 0$.

Q 12. Pour $0 < t < t_0$, le régime d'évolution est critique. La solution de cette équation différentielle avec second membre est du type :

$$X(t) = (A + B \cdot t) \cdot e^{-\omega_0 \cdot t} + \frac{a}{\omega_0^2}$$

où A et B sont des constantes définies par les conditions initiales à savoir $X(0) = 0$ et $\dot{X}(0) = 0$. On établit que $A = -a/\omega_0^2$ et $B = A \cdot \omega_0$ soit :

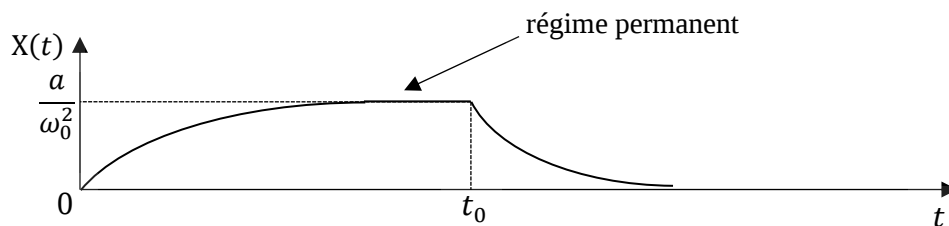
$$X(t) = -\frac{a}{\omega_0^2} (1 + \omega_0 \cdot t) \cdot e^{-\omega_0 \cdot t} + \frac{a}{\omega_0^2}$$

On suppose que t_0 est suffisamment grand pour que l'on observe le régime permanent, on peut donc faire l'hypothèse que $e^{-\omega_0 \cdot t_0} \rightarrow 0$ et donc que $X(t_0) \approx a/\omega_0^2$.

A partir de t_0 la voiture est à l'arrêt et la force d'inertie est nulle (le référentiel de la voiture devient galiléen...). L'équation différentielle vérifiée par la masse m devient :

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dX}{dt} + \omega_0^2 \cdot X = 0$$

Le retour vers la position d'équilibre se fait selon un régime critique. On en déduit l'allure de $X(t)$ pour tout t :



Q 13. Pour déterminer l'accélération moyenne pendant la phase de freinage posons :

$$a = \frac{\Delta V}{\Delta t} = -V/\Delta t$$

A.N. : $a = -10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

Q 14. De la même manière $a = -1,7 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

Q 15. Avec $f_{ie} = \|\vec{f}_{ie}\| = m \cdot a$, pour le freinage brutal $f_{ie} = 28 \cdot 10^{-3} \text{ N}$ et pour un choc $f_{ie} = 0,47 \text{ N}$

Q 16. Par analyse dimensionnelle on peut dire que la tension qui apparaît aux bornes du cristal de quartz est $U_Q = \chi \cdot f_{ie}$. Pour un freinage brutal $U_Q = 0,17 \text{ V}$ et pour un choc $U_Q = 2,8 \text{ V}$. Ces tensions sont décelables sans difficultés.

Q 17. Le régime critique correspond aux conditions de retour le plus rapide vers la position d'équilibre. Si le régime permanent n'était pas atteint entre 0 et t_0 la mesure de l'intervalle de temps Δt ne correspondrait pas à la réelle phase de décélération.

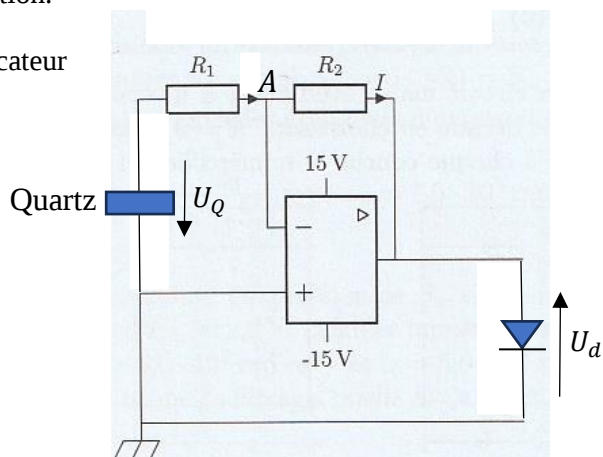
Q 18. Réalisons un montage de type amplificateur inverseur (cf TP d'électricité) :

En appliquant la loi des nœuds exprimée en termes de potentiels au point A on établit :

$$-\frac{U_Q}{R_1} + \frac{U_d}{R_2} = V_A \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

Avec $V_A = 0$:

$$-\frac{U_Q}{R_1} + \frac{U_d}{R_2} = 0$$



$$U_d = \left(\frac{R_2}{R_1}\right) \cdot U_Q$$

Si on souhaite que la tension aux bornes de la diode soit $U_d = 1,9 \text{ V}$ pour un choc, c.à.d. pour une tension $U_Q = 2,8 \text{ V}$ alors le rapport des tensions est $R_2/R_1 = 0,68$ et la diode s'allume. Pour un freinage brutal, pour $U_Q = 0,17 \text{ V}$ la tension aux bornes de la diode est $U_d = 0,12 \text{ V}$: la diode est éteinte.

Si on souhaite que la diode s'allume au delà d'une certaine limite (inférieure à $U_Q = 2,8 \text{ V}$), le rapport des tensions dépend de la limite que l'on se fixe... Si la limite est fixée pour $U_Q = 2,0 \text{ V}$ alors le rapport des résistances est $R_2/R_1 = 0,95$. Pour une tension inférieure à $U_Q = 2,0 \text{ V}$, la diode est éteinte et pour une tension supérieure la diode s'allume...

Q 19. La quantité de mouvement de la poutre est égale au produit de sa masse par la vitesse de son centre d'inertie. Le terme $M \frac{d^2 z}{dt^2}$ est la dérivée (par rapport au temps) de la quantité de mouvement de la poutre.

Q 20. Le terme $(-k \cdot z)$ représente une force de rappel et $(-\alpha \frac{dz}{dt})$ une force de frottement fluide. Le premier terme traduit l'opposition de la poutre à la déformation alors que le second traduit les déperditions énergétiques aux cours de ces déformations.

Q 21. En adoptant les notations complexes dans l'équation différentielle :

$$M \frac{d^2 \underline{z}}{dt^2} + \alpha \frac{d\underline{z}}{dt} + k \cdot \underline{z} = F_0 \cdot e^{i\omega t}$$

avec $\underline{z} = \underline{Z}_m \cdot e^{i\omega \cdot t}$:

$$(M \cdot (-\omega^2) + i \cdot \alpha \cdot \omega + k) \cdot \underline{Z}_m \cdot e^{i\omega \cdot t} = F_0 \cdot e^{i\omega t}$$

On établit que :

$$\underline{Z}_m = \frac{F_0}{k - M \cdot \omega^2 + i \cdot \alpha \cdot \omega}$$

Q 22. Pour $\omega = \omega_0 = \sqrt{k/M}$:

$$\underline{Z}_m(\omega_0) = \frac{F_0}{i \cdot \alpha \cdot \omega_0}$$

A cette pulsation, la position du centre d'inertie de la poutre est donnée par :

$$z(t) = \frac{F_0}{\alpha \cdot \omega_0} \cos\left(\omega_0 \cdot t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Q 23. On en déduit l'expression de $v_z(t)$:

$$v_z(t) = \frac{dz(t)}{dt} = -\frac{F_0}{\alpha} \sin\left(\omega_0 \cdot t - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$v_z(t) = \frac{F_0}{\alpha} \cos(\omega_0 \cdot t)$$

Q 24. C_0 est la capacité du circuit électrique équivalent

Q 25. Homogénéité :

$$[\beta] = \left[\frac{F}{U}\right] \quad \text{donc} \quad [\beta \cdot v_z] = \left[\frac{F \cdot v_z}{U}\right]$$

En notant que le produit de la force par une vitesse est homogène à une puissance : $[F \cdot v_z] = P$:

$$[\beta \cdot v_z \cdot U] = P$$

Sachant que le produit d'une tension par une intensité est également homogène à une puissance, on en déduit que $\beta \cdot v_z$ est homogène à l'intensité d'un courant électrique :

$$[\beta \cdot v_z] = I$$

Q 26. On note $\underline{Z}_{\acute{e}q}$ l'impédance équivalente à l'association des deux dipôles en dérivation :

$$\underline{Z}_{\acute{e}q} = \frac{R}{1 + j \cdot R \cdot C_0 \cdot \omega_0}$$

En appliquant la loi d'Ohm généralisée aux bornes du dipôle :

$$\underline{V}_m = \underline{Z}_{\acute{e}q} \cdot \left(\beta \cdot \frac{F_0}{\alpha} \right)$$

En explicitant :

$$\underline{V}_m = \frac{R \cdot \beta \cdot F_0}{\alpha \cdot (1 + j \cdot R \cdot C_0 \cdot \omega_0)}$$

Q 27. La puissance instantanée récupérée par la résistance est :

$$p(t) = R \cdot i_R^2(t) = \frac{V^2(t)}{R} = \frac{R \cdot \beta^2 \cdot F_0^2 \cdot \cos^2(\omega_0 \cdot t)}{\alpha^2 \cdot (1 + (R \cdot C_0 \cdot \omega_0)^2)}$$

On en déduit l'expression de la puissance moyenne récupérée par la résistance d'utilisation :

$$P = \langle p(t) \rangle = \frac{R \cdot \beta^2 \cdot F_0^2}{\alpha^2 \cdot (1 + (R \cdot C_0 \cdot \omega_0)^2)} \langle \cos^2(\omega_0 \cdot t) \rangle$$

$$P = \frac{R \cdot \beta^2 \cdot F_0^2}{2 \cdot \alpha^2 \cdot (1 + (R \cdot C_0 \cdot \omega_0)^2)}$$

Q 28. et Q 29. Par définition :

$$\underline{H}(j \cdot \omega) = \frac{\underline{v}_s}{\underline{v}_e} \quad \text{et} \quad \underline{K}(j \cdot \omega) = \frac{\underline{v}_1 - \underline{v}_e}{\underline{v}_s}$$

Q 30. Avec :

$$\underline{K}(j \cdot \omega) = \frac{\underline{v}_1 - \underline{v}_e}{\underline{v}_s} = \frac{\underline{v}_1}{\underline{v}_s} - \frac{\underline{v}_e}{\underline{v}_s} = \frac{1}{\underline{A}(j \cdot \omega)} - \frac{1}{\underline{H}(j \cdot \omega)}$$

On établit l'expression de la fonction de transfert globale du montage :

$$\underline{A}(j \cdot \omega) = \frac{\underline{H}(j \cdot \omega)}{1 + \underline{H}(j \cdot \omega) \cdot \underline{K}(j \cdot \omega)}$$

Q 31. Si v_1 est nulle :

$$\underline{K}(j \cdot \omega) = \frac{\underline{v}_1 - \underline{v}_e}{\underline{v}_s} = -\frac{\underline{v}_e}{\underline{v}_s} = -\frac{1}{\underline{H}(j \cdot \omega)}$$

On vérifie que :

$$\underline{H}(j \cdot \omega) \cdot \underline{K}(j \cdot \omega) = -1$$

Q 32. et Q 33. Relation entre les gains (R_1) : $H(\omega) \cdot K(\omega) = 1$ relation entre les phases (R_2) :

$$\arg(\underline{H}(j.\omega)) + \arg(\underline{K}(j.\omega)) = \pi \text{ mod}(2.\pi)$$

Q 34. En régime sinusoïdal forcé, l'impédance d'un condensateur est $\underline{Z}_C = 1/j.C.\omega$. On peut donc dire qu'à basse fréquence un condensateur est équivalent à un interrupteur ouvert et qu'à haute fréquence le condensateur est équivalent à un fil de connexion. En représentant le circuit électrique équivalent à basse et à haute fréquence, on en déduit que le filtre de Wien est un filtre passe-bande.

Q 35. On note $\underline{Z}_{\acute{e}q}$ l'impédance de sortie et $\underline{Y}_{\acute{e}q}$ son admittance. En utilisant la relation du diviseur de tension, on peut poser que :

$$\underline{u}_s = \frac{\underline{Z}_{\acute{e}q} \cdot \underline{u}_e}{\underline{Z}_R + \underline{Z}_C + \underline{Z}_{\acute{e}q}}$$

$$\underline{K}(j.\omega) = \frac{\underline{u}_s}{\underline{u}_e} = \frac{\underline{Z}_{\acute{e}q}}{\underline{Z}_R + \underline{Z}_C + \underline{Z}_{\acute{e}q}} = \frac{1}{1 + \underline{Y}_{\acute{e}q} \cdot (\underline{Z}_R + \underline{Z}_C)}$$

En explicitant :

$$\underline{K}(j.\omega) = \frac{1}{1 + \left(j.C.\omega + \frac{1}{R}\right) \cdot \left(R + \frac{1}{j.C.\omega}\right)}$$

$$\underline{K}(j.\omega) = \frac{1}{3 + j.R.C.\omega + \frac{1}{j.R.C.\omega}}$$

Q 36. En factorisant le facteur 3 au dénominateur, on vérifie que :

$$\underline{K}(j\omega) = \frac{A}{1 + j.Q \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

avec :

$$A = \frac{1}{3} \quad ; \quad Q = \frac{1}{3} \quad ; \quad \omega_0 = 1/R.C$$

Avec :

$$K(\omega) = \frac{A}{\sqrt{1 + Q^2 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}$$

On vérifie que $K(\omega) \rightarrow 0$ à basse et à haute fréquence ce qui confirme que le filtre de Wien est un passe-bande comme indiqué à la question 34.

Q 37. On appelle résonance l'observation d'un maximum de tension en sortie du filtre, pour une pulsation particulière appelée pulsation de résonance, notée ω_r . Par définition, la tension de sortie est maximale quand $K(\omega)$ est maximal. La solution est évidente : il y a résonance pour :

$$\omega_r = \omega_0 = \frac{1}{R.C}$$

A la résonance :

$$\underline{K}(j\omega_0) = A = \frac{1}{3}$$

$$K(\omega_0) = \frac{1}{3}$$

$\varphi(\omega_0) = 0$: $u_s(t)$ et $u_e(t)$ sont **en phase** à la résonance

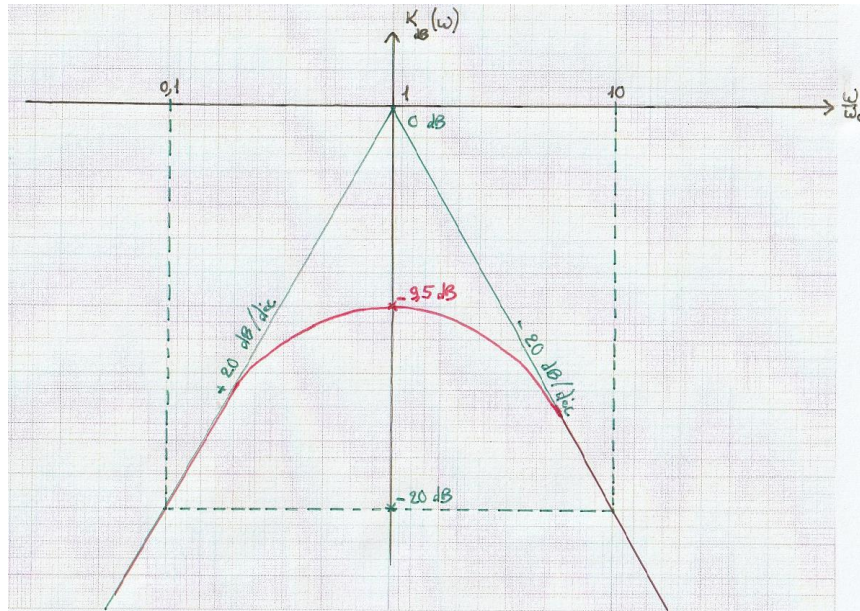
Q 38. Diagrammes de Bode en gain :

-a- A basse fréquence : $K(\omega) \sim \frac{A}{Q} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) = \frac{\omega}{\omega_0}$ on en déduit l'équation de l'asymptote du gain en décibel

à basse fréquence : $K_{dB} = 20 \cdot \log K(\omega) = 20 \cdot \log \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)$: pente de + 20 dB/déc.

A haute fréquence : $K(\omega) \sim \frac{A}{Q} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right) = \frac{\omega_0}{\omega}$ et $K_{dB} = 20 \cdot \log \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)$: pente de - 20 dB/déc.

-b- Allure du diagramme de Bode en gain :



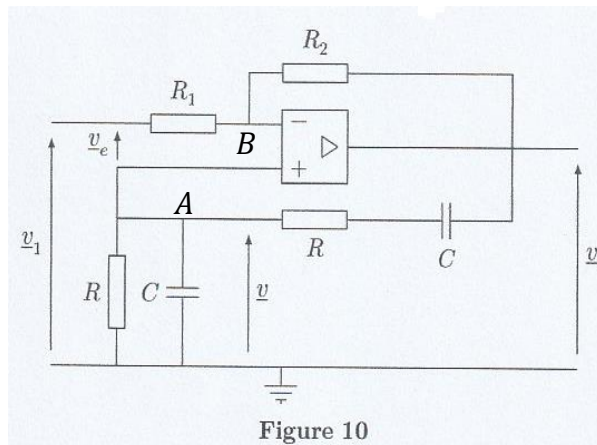
Q 39. Impédance complexe de la branche où R et C sont en série, à la pulsation ω_0 :

$$\underline{Z}_S = R + \frac{1}{j \cdot C \cdot \omega_0} = R \cdot (1 - j)$$

Q 40. Impédance complexe de la branche où R et C sont en parallèle, à la pulsation ω_0 :

$$\underline{Z}_P = \frac{R}{1 + j \cdot R \cdot C \cdot \omega_0} = \frac{R}{1 + j}$$

Q 41. Schéma du circuit électrique :



Appliquons la loi des nœuds exprimée en termes de potentiels, au point A :

$$\frac{0}{Z_P} + \frac{v_s}{Z_S} = v \cdot \left(\frac{1}{Z_P} + \frac{1}{Z_S} \right)$$

On établit ainsi que :

$$\frac{v}{v_s} = \frac{Z_P}{Z_S + Z_P}$$

En explicitant :

$$\frac{v}{v_s} = \frac{\frac{R}{1+j}}{R \cdot (1-j) + \frac{R}{1+j}} = \frac{1}{(1+j) \cdot (1-j) + 1}$$

$$\boxed{\frac{v}{v_s} = \frac{1}{3}}$$

On retrouve le même gain que celui établi à la question 37 pour $\omega = \omega_0$.

Q 42. Appliquons la loi des nœuds exprimées en termes de potentiels au point B (cf figure ci-dessus) :

$$\frac{v_1}{R_1} + \frac{v_s}{R_2} = v_B \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

avec $v_B = V_- = V_+ = v$ et, en appliquant la loi des mailles : $v_1 = v_e + v$:

En explicitant, on établit que :

$$\boxed{v = v_s + \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \cdot v_e}$$

Q 43. En divisant la relation précédente par v_s :

$$\frac{v}{v_s} = 1 + \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \cdot \frac{v_e}{v_s} = \frac{1}{3}$$

$$\frac{v_e}{v_s} = -\frac{2 R_1}{3 R_2} \quad \text{et} \quad \boxed{\underline{H}(j\omega_0) = \frac{v_s}{v_e} = -\frac{3 R_2}{2 R_1}}$$

Q 44. Sachant que $\underline{H}(j, \omega) \cdot \underline{K}(j, \omega) = -1$; $H(\omega_0) \cdot K(\omega_0) = 1$ avec $K(\omega_0) = 1/3$ donc $H(\omega_0) = 3$:

$$\boxed{\frac{R_2}{R_1} = 2}$$

Q 45. Comportement asymptotique du modèle simplifié du quartz pour les cas $\omega \rightarrow 0$ et $\omega \rightarrow \infty$:

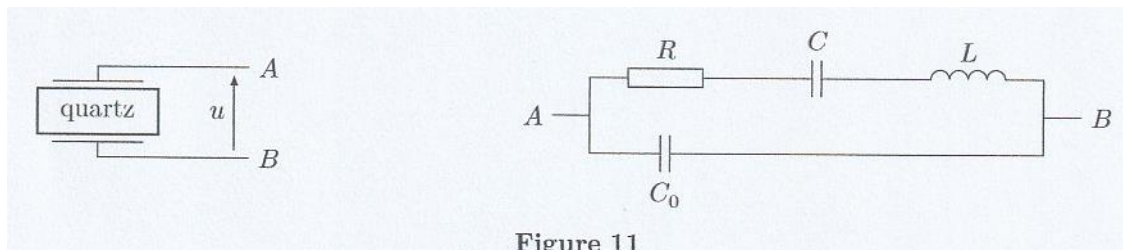
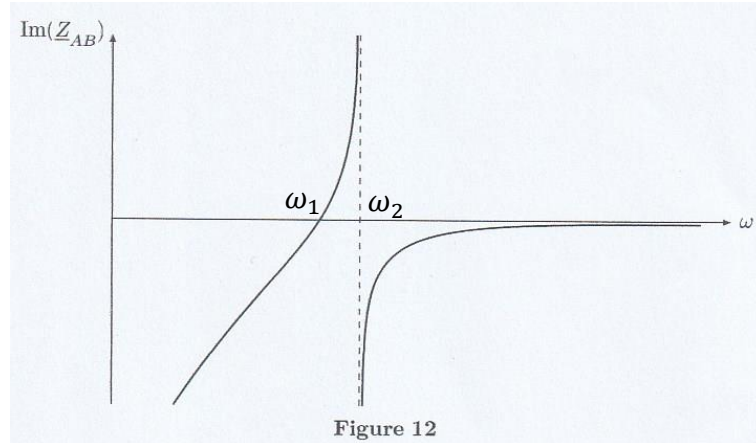


Figure 11

Sachant qu'en régime sinusoïdal forcé, l'impédance d'un condensateur est $\underline{Z}_C = 1/j \cdot C \cdot \omega$ et celle d'une bobine $\underline{Z}_L = j \cdot L \cdot \omega$ on peut donc dire qu'à basse fréquence le condensateur est équivalent à un interrupteur ouvert et la bobine à un interrupteur fermé, à haute fréquence c'est l'inverse.

On en déduit qu'à basse fréquence, le quartz est équivalent à un interrupteur ouvert $|\underline{Z}_{AB}| \rightarrow \infty$ et à haute fréquence, le quartz est équivalent à un interrupteur fermé (ou fil de connexion) $|\underline{Z}_{AB}| \rightarrow 0$.

Q 46. A partir de la figure 12, on peut distinguer deux pulsations particulières, celle pour laquelle $|\underline{Z}_{AB}| = 0$ (notée ω_1) et celle pour laquelle $|\underline{Z}_{AB}| \rightarrow \infty$ (notée ω_2).



Q 47. Le quartz possède un comportement de type capacitif quand son impédance est négative ($\varphi(\omega) = -\frac{\pi}{2}$ comme pour un condensateur) c.à.d. pour :

$$\omega \in [0, \omega_1] \text{ et } \omega \in]\omega_2, \infty[$$