

LES OSCILLATEURS SINUSOÏDAUX

III.1 INTRODUCTION

Dans certaines applications électroniques, un dispositif instable générant un signal périodique à des fréquences bien définies est très utile. Un tel dispositif s'appelle oscillateur. Un oscillateur est un montage électronique permettant d'obtenir un signal alternatif à partir de la tension continue des sources qui servent à polariser les composants actifs du montage.

Dans un système électronique, cet oscillateur a souvent le rôle d'une source de référence de tension, de fréquence ou de temps. Ainsi sont utilisées : l'horloge d'un micro-ordinateur, la base de temps d'un oscilloscope...etc.

Suivant la nature des signaux fournis, les oscillateurs se divisent en deux grandes familles :

- Les oscillateurs sinusoïdaux (ou harmoniques) qui fournissent un signal quasi-sinusoïdal.
- Les oscillateurs à relaxation qui produisent un signal non sinusoïdal (crêteaux, dents de scie...etc).

III.2 OSCILLATEURS A REACTIONS

III.2.1 Principe

La structure d'un oscillateur peut se ramener à celle d'un système bouclé (ou en boucle fermée) constitué par :

- Une chaîne directe ou d'action de fonction de transfert $A(p)$.
- Une chaîne de retour ou de réaction de transmittance $B(p)$.
- Un comparateur qui réalise la différence entre le signal d'entrée et la partie du signal de sortie réinjectée à l'entrée.

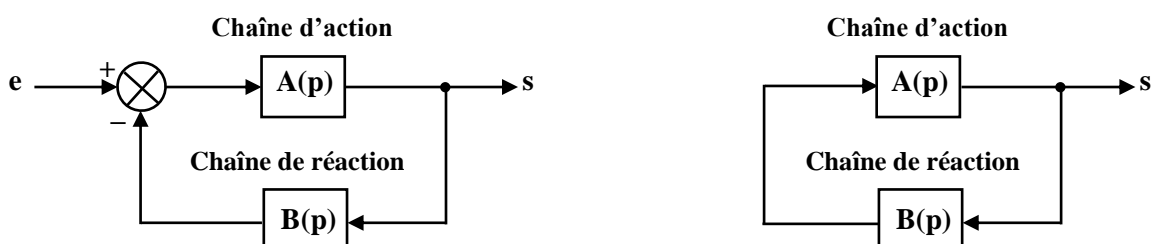


Figure III.1 : Système bouclé

La fonction de transfert s'écrit : $T(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \frac{A(p)}{1 + A(p)B(p)} \Rightarrow A(p)E(p) = [1 + A(p)B(p)]S(p)$

Lorsque le signal d'entrée $e(t)$ est nul, on peut écrire que : $[1 + A(p)B(p)]S(p) = 0$ et pour avoir $S(p) \neq 0$ il faut et il suffit que : $1 + A(p)B(p) = 0 \Rightarrow A(p)B(p) = -1$ d'où le critère de

BARKHAUSEN ou **condition d'auto-oscillation**.

$$A(j\omega) B(j\omega) = -1 \Rightarrow \begin{aligned} \operatorname{Re}[A(j\omega) B(j\omega)] &= -1 & \Leftrightarrow & \|A(j\omega) B(j\omega)\| = 1 \\ \operatorname{Im}[A(j\omega) B(j\omega)] &= 0 & \operatorname{Arg}[A(j\omega) B(j\omega)] &= \pi + 2k\pi \end{aligned}$$

Remarques :

- L'amplitude des oscillateurs est limitée par la saturation des composants.
- Dans la pratique la condition d'accrochage est obtenue pour $\|A(j\omega)B(j\omega)\|$ légèrement supérieur à 1.

III.2.2 Analyse des principaux types d'oscillateurs

III.2.2.1 Oscillateurs à pont de Wien

La réaction étant de type tension - série. Le quadripôle de réaction (R,C) est appelé « réseaux de Wien » ou « pont de Wien ».

- Chaîne directe :

$$A(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = 1 + \frac{R_2}{R_1}$$

- Chaîne de retour :

$$B(p) = \frac{V(p)}{S(p)} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad \text{ou} \quad Z_1 = \frac{1 + RCp}{RCp} \quad \text{et} \quad Z_2 = \frac{R}{1 + RCp} \Rightarrow B(p) = \frac{RCp}{1 + 3RCp + (RCp)^2}$$

- Condition d'oscillation : On ferme l'interrupteur K, alors $V(p) = E(p)$.

$$A(p)B(p) = \frac{S(p)}{E(p)} \frac{E(p)}{S(p)} = 1 \Rightarrow \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \left(\frac{RCp}{1 + 3RCp + (RCp)^2}\right) = 1 \Rightarrow 1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 + RCp + \frac{1}{RCp}$$

$$1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 + j[RC\omega - \frac{1}{RC\omega}] \Rightarrow 1 + \frac{R_2}{R_1} = 3 \quad \text{et} \quad RC\omega - \frac{1}{RC\omega} = 0$$

$$\boxed{R_2 = 2R_1 \quad \omega_{osc} = \frac{1}{RC} \quad f_{osc} = \frac{1}{2\pi RC}}$$

On trouve à la sortie un signal $s(t)$ quasi sinusoïdal (presque sinusoïdal), de fréquence f_{osc} , à condition que $R_2 \geq 2R_1$.

III.2.2.2 Oscillateur déphaseur "Phase shift"

La réaction étant de type tension parallèle. Le quadripôle de réaction est un circuit à résistance et capacité qui fournit un déphasage entre la sortie et l'entrée.

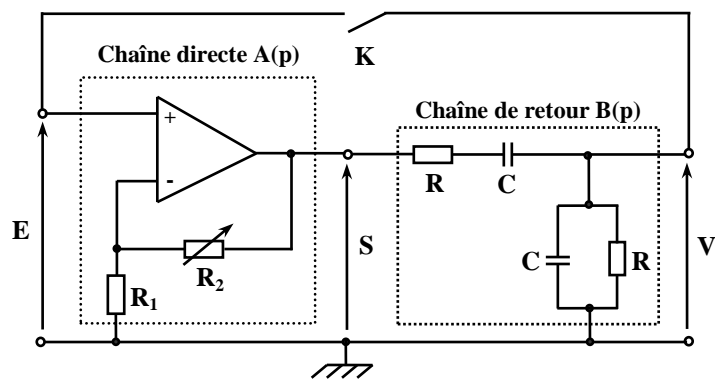


Figure III.2 : Oscillateurs à pont de Wien

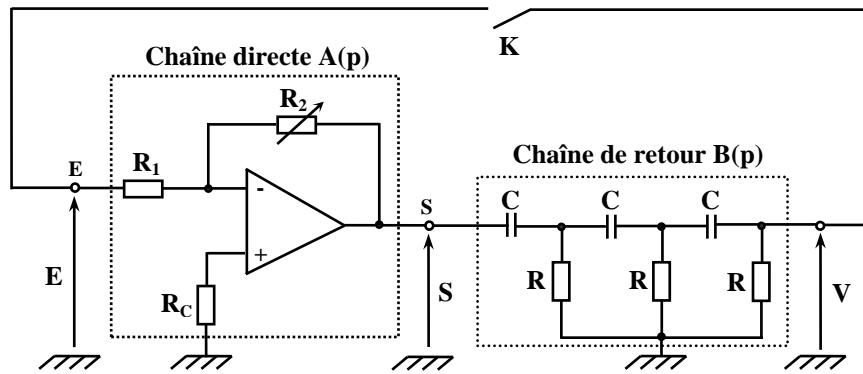


Figure III.3 : Oscillateur déphaseur

• Chaîne directe : $A(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = -\frac{R_2}{R_1}$

• Chaîne de retour : $\frac{1}{B(p)} = \frac{S(p)}{V(p)} = 1 + \frac{6}{RCp} + \frac{5}{(RCp)^2} + \frac{1}{(RCp)^3}$

• Condition d'oscillation : On ferme l'interrupteur K, alors $V(p) = E(p)$.

$$A(p)B(p) = \frac{S(p)}{E(p)} \frac{E(p)}{S(p)} = 1 \Rightarrow A(p) = \frac{1}{B(p)} \Leftrightarrow -\frac{R_2}{R_1} = 1 + \frac{6}{RCp} + \frac{5}{(RCp)^2} + \frac{1}{(RCp)^3}$$

$$-\frac{R_2}{R_1} = 1 - \frac{5}{(RCw)^2} + j \left[-\frac{6}{RCw} + \frac{1}{(RCw)^3} \right] \Rightarrow -\frac{R_2}{R_1} = 1 - \frac{5}{(RCw)^2} \quad \text{et} \quad -\frac{6}{RCw} + \frac{1}{(RCw)^3} = 0$$

$$(RCw)^2 = \frac{1}{6} \Rightarrow -\frac{R_2}{R_1} = 1 - 5 \times 6 = -29$$

$R_2 = 29R_1 \quad w_{osc} = \frac{1}{\sqrt{6}RC} \quad f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{6}RC}$

On trouve à la sortie un signal $s(t)$ quasi sinusoïdal (presque sinusoïdal), de fréquence f_{osc} , à condition que : $R_2 \geq 29R_1$.

III.2.2.3 Oscillateur Colpitts

La réaction est de type tension série.

• Chaîne directe :

$$\frac{S'(p)}{E(p)} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad \text{et} \quad \frac{S(p)}{S'(p)} = \frac{Z}{R+Z}$$

$$Z = \left(lp \parallel \frac{1}{C_e p} \right) = \frac{lp}{1 + lC_e p^2} \quad \text{et} \quad C_e = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

$$A(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\frac{Z}{R+Z} \right) = \left(1 + \frac{R_2}{R} \right) \left(\frac{lp}{lp + R(1 + lC_e p^2)} \right) = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\frac{1}{1 + R(C_e p + 1/lp)} \right)$$

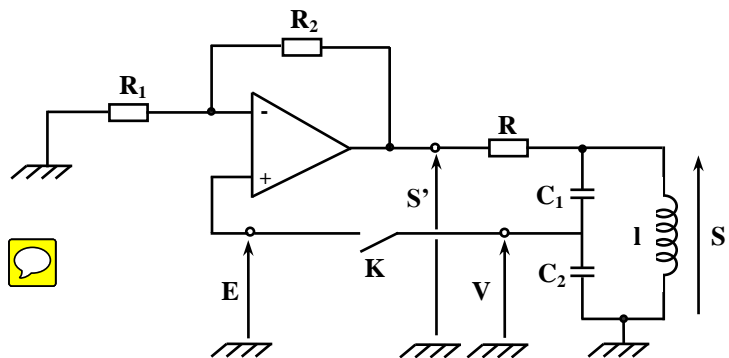


Figure III.4a : Oscillateur colpitts

• Chaîne de retour :

$$V(p) = \frac{C_1 p}{C_1 p + C_2 p} S(p) \Rightarrow B(p) = \frac{V(p)}{S(p)} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{C_e}{C_2} \quad \text{où } C_e = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

• Condition d'oscillation : On ferme l'interrupteur K, alors $V(p) = E(p)$.

$$A(p)B(p) = \frac{S(p)}{E(p)} \frac{V(p)}{S(p)} = 1 \Rightarrow \left[\frac{C_e}{C_2} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\frac{1}{1 + R(C_e p + 1/lp)} \right) = 1$$

$$\left[\frac{C_e}{C_2} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) = 1 + R(C_e p + \frac{1}{lp}) = 1 + jR(C_e \omega - \frac{1}{l\omega}) \Rightarrow \left[\frac{C_e}{C_2} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) = 1 \quad \text{et} \quad R \left(C_e \omega - \frac{1}{l\omega} \right) = 0$$

$$1 + \frac{R_2}{R_1} = \frac{C_2}{C_e} = 1 + \frac{C_2}{C_1} \quad \text{et} \quad lC_e \omega^2 = 1$$

$$\boxed{\frac{R_2}{R_1} = \frac{C_2}{C_1} \quad \omega_{osc} = \frac{1}{\sqrt{lC_e}} = \sqrt{\frac{1}{l} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)} \quad f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{lC_e}}}$$

Dans la pratique l'oscillation sinusoïdale prend naissance lorsque $\frac{R_2}{R_1} > \frac{C_2}{C_1}$

Une autre variante de l'oscillateur Colpitts utilisant un transistor à effet de champ représenté par sa pente en source commune s (ρ est infinie). Les capacités de liaisons C_s et C_e sont supposées des courts-circuits à la fréquence d'oscillation.

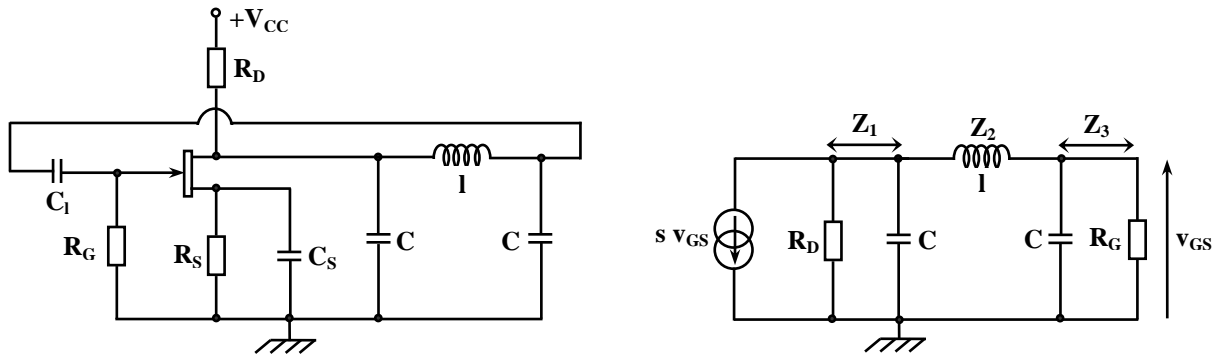


Figure III.4b: Oscillateur colpitts

$$v_{GS} = -Z_3 \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2 + Z_3} s v_{GS} \Rightarrow -s Z_1 Z_3 = Z_1 + Z_2 + Z_3 \quad \text{où } Z_1 = \frac{R_D}{1 + CR_D p} \quad \text{et } Z_2 = lp$$

$$Z_3 = \frac{R_G}{1 + CR_G p} \quad \text{d'où} \quad -s \cdot \frac{R_D}{1 + CR_D p} \cdot \frac{R_G}{1 + CR_G p} = lp + \frac{R_D}{1 + CR_D p} + \frac{R_G}{1 + CR_G p}$$

$$-sR_D R_G = (R_D + R_G) + (l + 2CR_D R_G)p + lC(R_D + R_G)p^2 + lC^2 R_D R_G p^3$$

$$-sR_D R_G = (R_D + R_G) - lC(R_D + R_G)\omega^2 + j(l + 2CR_D R_G - lC^2 R_D R_G \omega^2)\omega$$

$$l + 2CR_D R_G - lC^2 R_D R_G \omega^2 = 0 \Rightarrow \omega^2 = \frac{2}{Cl} + \frac{1}{C^2 R_D R_G}$$

$$-sR_D R_G = (R_D + R_G) - lC(R_D + R_G)\omega^2 \Rightarrow -s = \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(1 - lC \left(\frac{2}{Cl} + \frac{1}{C^2 R_D R_G} \right) \right)$$

$$s = \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(1 + \frac{l}{C R_D R_G} \right) \quad w_{osc}^2 = \frac{2}{Cl} + \frac{1}{C^2 R_D R_G} \Rightarrow f_{osc}^2 = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \left(\frac{2}{Cl} + \frac{1}{C^2 R_D R_G} \right)$$

Si $R_G \rightarrow \infty$ on écrit $s \approx \frac{1}{R_D} \quad w_{osc}^2 \approx \frac{2}{Cl} \Rightarrow f_{osc}^2 \approx \frac{1}{Cl\pi}$

III.2.2.4 Oscillateur Clapp

La réaction est de type tension série.

- Chaîne directe :

$$\frac{S'(p)}{E(p)} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad \text{et} \quad \frac{S(p)}{S'(p)} = \frac{Z}{R+Z}$$

$$Z = \left(\frac{1}{C_e p} \parallel \left(lp + \frac{1}{Cp} \right) \right) \quad \text{et} \quad C_e = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

$$Z = \frac{lp + \frac{1}{Cp}}{1 + C_e p \left(lp + \frac{1}{Cp} \right)} = \frac{1}{C_e p + \frac{1}{lp + \frac{1}{Cp}}} \quad \text{d'où} \quad \frac{S(p)}{S'(p)} = \frac{1}{1 + R \left(C_e p + \frac{1}{lp + \frac{1}{Cp}} \right)}$$

$$A(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\frac{Z}{R+Z} \right) = \frac{1 + \frac{R_2}{R_1}}{1 + R \left(C_e p + \frac{1}{lp + 1/Cp} \right)}$$

- Chaîne de retour :

$$V(p) = \frac{C_1 p}{C_1 p + C_2 p} S(p) \Rightarrow B(p) = \frac{V(p)}{S(p)} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{C_e}{C_2} \quad \text{où} \quad C_e = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

- Condition d'oscillation : On ferme l'interrupteur K, alors $V(p) = E(p)$.

$$A(p)B(p) = \frac{S(p)}{E(p)} \frac{V(p)}{S(p)} = 1 \Rightarrow \frac{\left[\frac{C_e}{C_2} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right)}{1 + R \left(C_e p + \frac{1}{lp + \frac{1}{Cp}} \right)} = 1$$

$$\left[\frac{C_e}{C_2} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) = 1 + R \left(C_e p + \frac{1}{lp + \frac{1}{Cp}} \right) = 1 + jR \left(C_e w - \frac{1}{lw - \frac{1}{Cw}} \right) \Rightarrow \left[\frac{C_e}{C_2} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) = 1$$

$$\text{et} \quad R \left(C_e w - \frac{1}{lw - \frac{1}{Cw}} \right) = 0 \quad \text{d'où} \quad 1 + \frac{R_2}{R_1} = \frac{C_2}{C_e} = 1 + \frac{C_2}{C_1} \quad \text{et} \quad C_e w \left(lw - \frac{1}{Cw} \right) = 1$$

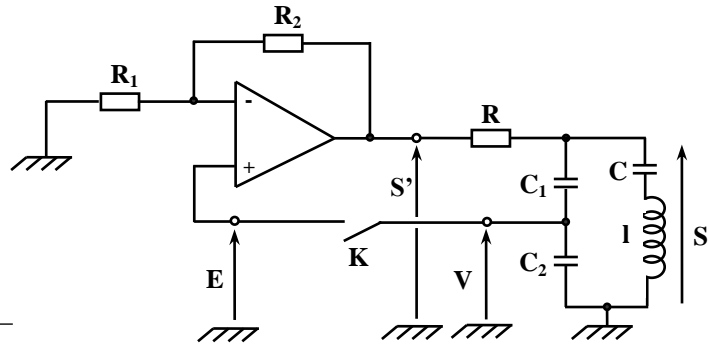


Figure III.5 : Oscillateur clapp

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{C_2}{C_1} \quad w_{osc} = \sqrt{\frac{1}{l} \left(\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C} \right)} = \sqrt{\frac{1}{l} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C} \right)} \quad f_{osc} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{l} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C} \right)}$$

III.2.2.5 Oscillateur Hartley

La réaction est de type tension série.

- Chaîne directe :

$$\frac{S'(p)}{E(p)} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad \text{et} \quad \frac{S(p)}{S'(p)} = \frac{Z}{R+Z}$$

$$Z = \left(lp // \frac{1}{Cp} \right) = \frac{lp}{1 + lCp^2} \quad \text{et} \quad l = l_1 + l_2$$

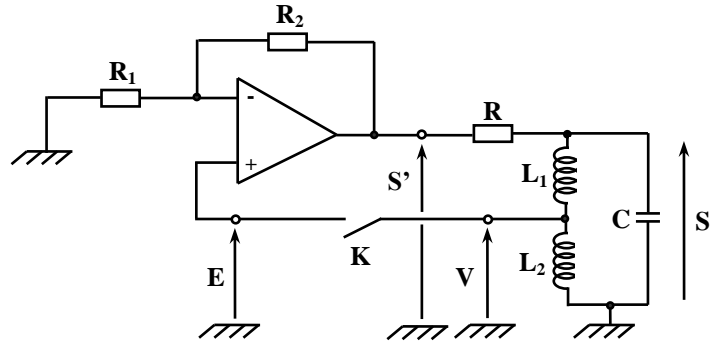


Figure III.6a : Oscillateur Hartley

$$A(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\frac{Z}{R+Z} \right) = \left(1 + \frac{R_2}{R} \right) \left(\frac{lp}{lp + R(1 + lCp^2)} \right) = \frac{1 + \frac{R_2}{R_1}}{1 + R(Cp + \frac{1}{lp})}$$

- Chaîne de retour : $V(p) = \frac{l_2}{l_1 + l_2} S(p) \Rightarrow B(p) = \frac{V(p)}{S(p)} = \frac{l_2}{l_1 + l_2} = \frac{l_2}{l}$

- Condition d'oscillation : On ferme l'interrupteur K, alors $V(p) = E(p)$.

$$A(p)B(p) = \frac{S(p) V(p)}{E(p) S(p)} = 1 \Rightarrow \frac{\left[\frac{l_2}{l} \right] \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right)}{1 + R(Cp + \frac{1}{lp})} = 1 \quad \text{d'ou} \quad \left(\frac{l_2}{l} \right) \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) = 1 + R(Cp + \frac{1}{lp})$$

$$\left(\frac{l_2}{l} \right) \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) = 1 + jR(Cw - \frac{1}{lw}) \quad \text{d'ou} \quad 1 + \frac{R_2}{R_1} = \frac{l}{l_2} = 1 + \frac{l_1}{l_2} \quad \text{et} \quad Cw - \frac{1}{lw} = 0$$

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{l_1}{l_2} \quad w_{osc} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{C(l_1 + l_2)}} \Rightarrow f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C(l_1 + l_2)}}$$

On peut réaliser un oscillateur Hartley à transistor à effet de champ. Le quadripôle de réaction est constitué d'une cellule en π comportant deux inductances et un condensateur.

Les capacités C_1 de liaison et C_s de découplage sont considérées comme des courts-circuits à la fréquence d'oscillation. Le transistor est caractérisé par sa pente en source commune s .

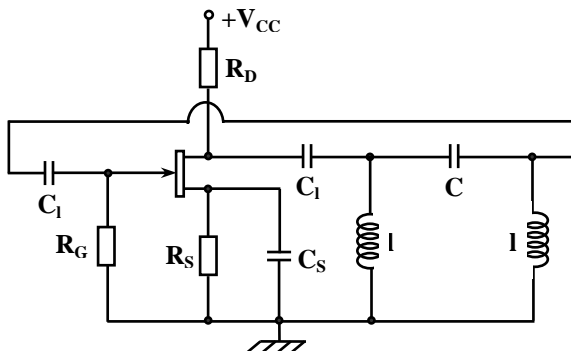
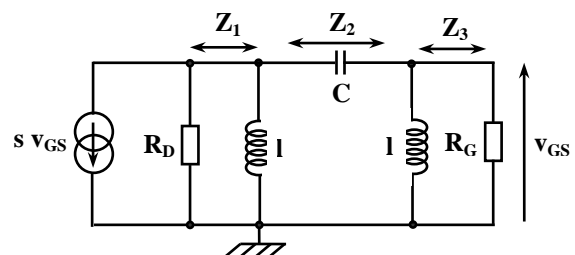


Figure III.6b : Oscillateur Hartley



$$\begin{aligned}
v_{GS} &= -Z_3 \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2 + Z_3} s v_{GS} \Rightarrow -s Z_1 Z_3 = Z_1 + Z_2 + Z_3 \quad \text{où } Z_1 = \frac{R_D l p}{R_D + l p} \text{ et } Z_2 = \frac{1}{C p} \\
Z_3 &= \frac{R_G l p}{R_G + l p} \quad \text{d'où } -s \cdot \frac{R_D l p}{R_D + l p} \cdot \frac{R_G l p}{R_G + l p} = \frac{1}{C p} + \frac{R_D l p}{R_D + l p} + \frac{R_G l p}{R_G + l p} \\
-s R_D R_G l^2 C p^3 &= R_D R_G + (R_D + R_G) l p + (l p)^2 + R_D R_G l C p^2 + R_D l^2 C p^3 + R_D R_G l C p^2 + R_G l^2 C p^3 \\
-s &= \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) + \left(\frac{1}{l C p^2} \right) \left(\frac{1}{l p} + \frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) + \frac{1}{R_D R_G C p} + \frac{2}{l p} \\
-s &= \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(1 - \frac{1}{l C w^2} \right) + j \left(\frac{1}{l^2 C w^3} - \frac{2}{l w} - \frac{1}{R_D R_G C w} \right) \\
\frac{1}{l^2 C w^3} - \frac{2}{l w} - \frac{1}{R_D R_G C w} &= 0 \Leftrightarrow \frac{1}{l^2 C} - \left(\frac{2}{l} + \frac{1}{R_D R_G C} \right) w^2 = 0 \Rightarrow w^2 = \frac{R_D R_G}{2 l C R_D R_G + l^2} \\
-s &= \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(1 - \frac{1}{l C w^2} \right) \Leftrightarrow s = \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(\frac{2 l C R_D R_G + l^2}{l C R_D R_G} - 1 \right) = \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(1 + \frac{l}{C R_D R_G} \right) \\
\boxed{
\begin{aligned}
s &= \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_G} \right) \left(1 + \frac{l}{C R_D R_G} \right) \quad w_{osc}^2 = \frac{1}{2 l C + \frac{l^2}{R_D R_G}} \Rightarrow f_{osc}^2 = \left(\frac{1}{2 \pi} \right) \left(\frac{1}{2 l C + \frac{l^2}{R_D R_G}} \right) \\
\text{Si } R_G \rightarrow \infty \text{ on écrit } s &\approx \frac{1}{R_D} \quad w_{osc}^2 \approx \frac{1}{2 l C} \Rightarrow f_{osc}^2 \approx \frac{1}{4 l \pi C}
\end{aligned}
}
\end{aligned}$$

III.3 OSCILLATEURS A RESISTANCE NEGATIVE

III.3.1 Principe

Dans un circuit RLC, il y a échange permanent d'énergie entre la bobine et le condensateur, mais cette énergie décroît constamment à cause de la puissance dissipée par effet joule dans la résistance. Le signal utile est une sinusoïde amortie, donc une pseudo sinusoïde et l'amplitude de la tension est une fonction exponentielle décroissante du temps.

Pour avoir des oscillations sinusoïdales, il faut fournir au circuit une énergie égale à celle qui a été dissipée durant chaque pseudo période. Ce ci est possible en plaçant un dispositif qui présente un effet dit de résistance négative. Un simple montage à base d'AO peut être assimilé à une résistance négative.

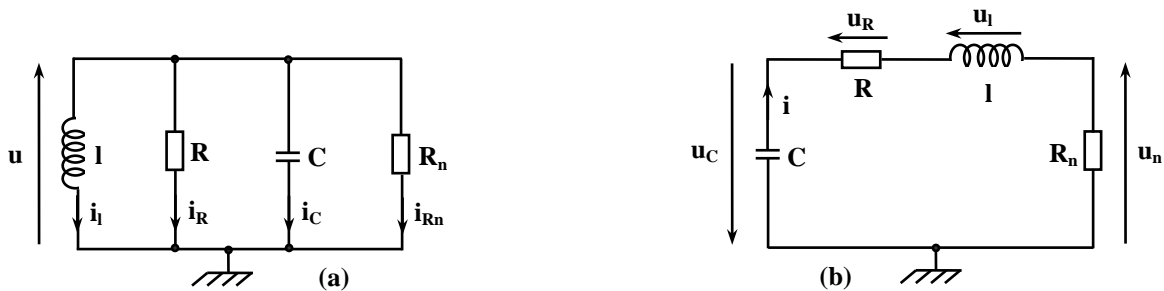


Figure III.7 : Principe des oscillateurs à résistance négative

- La loi des nœuds, appliqué au circuit de la figure III.7a conduit à l'équation :

$$i_l + i_R + i_C + i_{R_n} = 0 \Rightarrow i_l + \frac{u}{R} + C \frac{du}{dt} + \frac{u}{R_n} = 0 \quad \text{avec} \quad u(t) = l \frac{di_l}{dt}$$

$$i_l + l \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_n} \right) \frac{di_l}{dt} + lC \frac{d^2 i_l}{dt^2} = 0$$

- La loi des mailles, appliqué au circuit de la figure III.7b conduit à l'équation :

$$u_C + u_R + u_l + u_n = 0 \Rightarrow u_C + Ri + l \frac{di}{dt} + lC \frac{d^2 i_l}{dt^2} = 0 \quad \text{avec} \quad i(t) = C \frac{du_C}{dt}$$

$$u_C + (R + R_n)C \frac{du_C}{dt} + lC \frac{d^2 u_C}{dt^2} = 0$$

- Dans les deux cas, si $R_n = -R$, les équations ainsi que leurs solutions générales prennent les formes suivantes :

$$i_l'' + \omega_0^2 i_l = 0 \Rightarrow i_l(t) = I_M \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

$$u_C'' + \omega_0^2 u_C = 0 \Rightarrow u_C(t) = U_M \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

Alors une sinusoïde prend naissance dans les circuits étudiés.

III.3.2 Réalisation pratique

Dans cet exemple, la bobine est caractérisée par ses deux paramètres L et r du modèle série ; son facteur de qualité $Q = \frac{L\omega_0}{r}$ est supposé très grand devant l'unité pour la pulsation d'oscillation $L\omega_0 \gg r$.

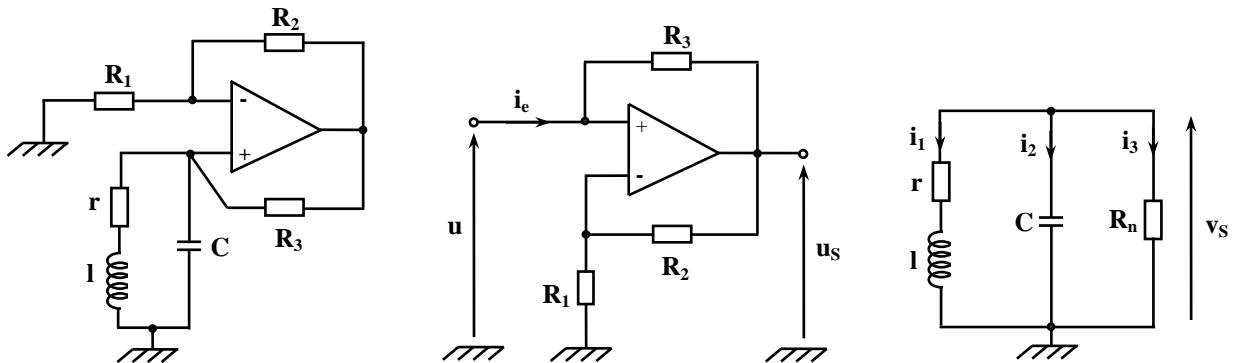


Figure 8 : Oscillateur à résistance négative

– Entre les points A et M, l'AO supposé parfait, associé aux résistances R_1 , R_2 et R_3 est équivalent à une résistance négative R_n .

$$v^+ = u = R_3 i_e + u_s \Rightarrow u_s = u - R_3 i_e \quad v^- = v^+ = u = \frac{R_1}{R_1 + R_2} u_s = u \Rightarrow u_s = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) u$$

$$u_s = u - R_3 i_e = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) u \Rightarrow -\frac{R_2}{R_1} u = R_3 i_e \quad \text{d'ou} \quad R_n = \frac{u}{i_e} = -\frac{R_1 R_3}{R_2}$$

– A tout instant on peut écrire : $i_1 + i_2 + i_3 = 0$

$$\begin{aligned} v_s(t) &= r i_1(t) + l \frac{di_1(t)}{dt} & v_s(t) &= \frac{1}{C} \int i_2(t) dt & v_s(t) &= R_n i_3(t) \\ I_1(p) &= \frac{V_s(p)}{r + lp} & I_2(p) &= Cp V_s(p) & I_3(p) &= \frac{V_s(p)}{R_n} \end{aligned}$$

En notation complexe et pour une oscillation sinusoïdale : $I_1(p) + I_2(p) + I_3(p) = 0$

$$\begin{aligned} V(p) \left(\frac{1}{r + lp} + Cp + \frac{1}{R_n} \right) &= 0 \Rightarrow \left(\frac{1}{r + lp} + Cp + \frac{1}{R_n} \right) = 0 \Rightarrow \frac{1}{r + jlw} + jCw + \frac{1}{R_n} = 0 \quad ; \quad V(p) \neq 0 \\ \frac{r - jlw}{r^2 + l^2 w^2} + jCw + \frac{1}{R_n} &= 0 \Leftrightarrow \frac{r}{r^2 + l^2 w^2} + \frac{1}{R_n} + j \left(Cw - \frac{lw}{r^2 + l^2 w^2} \right) = 0 \quad \text{cette égalité exige que :} \\ \frac{r}{r^2 + l^2 w^2} + \frac{1}{R_n} &= 0 \Rightarrow \frac{r}{l^2 w^2} + \frac{1}{R_n} \approx 0 \quad \text{et} \quad Cw - \frac{lw}{r^2 + l^2 w^2} = 0 \Rightarrow Cw - \frac{1}{lw} \approx 0 \quad \text{car} \quad lw \gg r \end{aligned}$$

$$\boxed{R_n = -\frac{l^2 w^2}{r} \quad w_{osc} = \frac{1}{\sqrt{lC}} \Rightarrow f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{lC}}}$$

Si $|R_n| > \frac{l^2 w^2}{r}$; il y a saturation et dans le cas contraire il n'y a pas d'oscillation.

III.4 OSCILLATEUR A RESONATEUR

La fréquence des oscillateurs peut varier suite à une variation d'un paramètre (température, tension d'alimentation...etc). Lorsque nous avons besoin de générer une fréquence de grande précision, on emploie des résonateurs constitués de cristaux piézo-électrique.

III.4.1 Le quartz piézo-électrique

Pour obtenir l'effet piézo-électrique on taille dans un cristal de quartz (le quartz est un cristal naturel de silice), une lame parallélépipédique. Lorsque cette lame subit une déformation, ses faces se couvrent de charges électriques de signes contraires. La différence de potentiel ainsi créée est proportionnelle à la force appliquée. Ce phénomène est réversible.

Si la tension appliquée entre les deux faces de la lame est alternative, celle ci se dilate et se comprime, on dit que le quartz vibre.

Le quartz est un transducteur qui convertit l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement. Cet oscillateur mécanique peut vibrer à des fréquences extrêmement diverses, de quelques centaines de kilohertz à plusieurs dizaines de mégahertz.

La fréquence de résonance du quartz dépend de ses dimensions, mais pour un cristal donné elle est fixe et très stable dans le temps : C'est la qualité fondamentale de ce type d'oscillateur.

Le symbole ainsi que le modèle équivalent d'une lame de quartz, fonctionnant au voisinage de sa fréquence de résonance, sont donnés par la figure III.9.

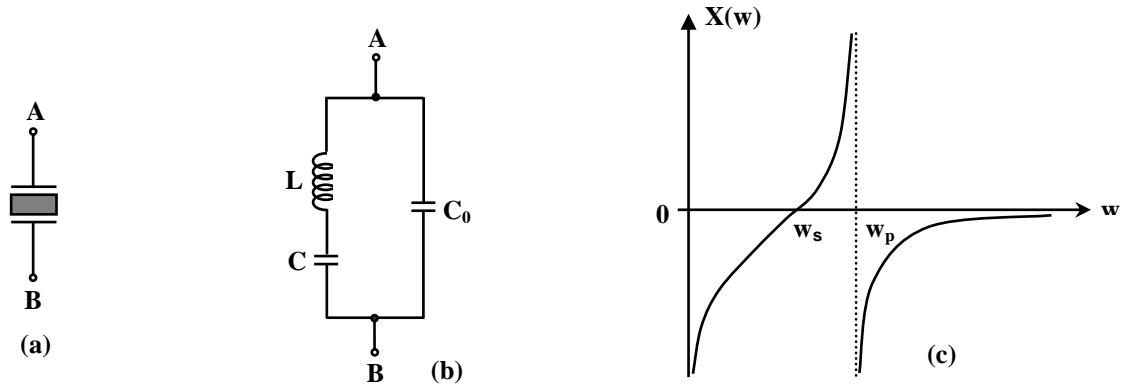


Figure III.9 : Schéma équivalent du quartz

Dans la pratique un cristal de quartz monté entre deux armatures métalliques, formant un condensateur plan de capacité C_0 . Le dipôle L-C série rend compte de la résonance mécanique du cristal.

L'impédance équivalente du quartz s'écrit :

$$\bar{Z} = \left(\frac{1}{C_0 p} \right) // \left(lp + \frac{1}{Cp} \right) = \frac{\left(\frac{1}{C_0 p} \right) \left(lp + \frac{1}{Cp} \right)}{lp + \frac{1}{C_0 p} + \frac{1}{Cp}} = \left(\frac{1}{C_0 p} \right) \left(\frac{1 + \frac{1}{lCp^2}}{1 + \frac{1}{lp^2} \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} \right)} \right)$$

On pose $w_s^2 = \frac{1}{lC}$ et $w_p^2 = \frac{1}{l} \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} \right)$ et on a : $p = jw$

$$\bar{Z} = -j \frac{1}{C_0 w} \frac{1 - \frac{w_s^2}{w^2}}{1 - \frac{w_p^2}{w^2}} = jX \text{ d'ou } X = -\frac{1}{C_0 w} \cdot \frac{1 - \frac{w_s^2}{w^2}}{1 - \frac{w_p^2}{w^2}}$$

Comme la capacité C_0 est beaucoup plus élevée que la capacité C , l'écart relatif entre w_s et w_p est alors très faible et on a $w_p > w_s$.

Le graphe de la figure III.9b donnant la réponse en fréquence $X = f(w)$, montre que :

- Le quartz se comporte comme un circuit capacitif dans les intervalles $[0 \quad w_s]$ et $[w_p \quad +\infty]$ puisque $X < 0$.
- Dans la bande étroite de fréquence $\Delta f = f_p - f_s$, le quartz est inductif ($X > 0$), sa réactance variant très rapidement de zéro à une valeur très élevée, c'est dans ces conditions que les quartz sont utilisés pour stabiliser la fréquence d'auto-oscillateurs.
- Pour $w = w_s$, la réactance X est nulle, le quartz est équivalent à un circuit résonant série et pour $w = w_p$, la réactance X est infinie, le quartz est alors équivalent à un circuit bouchon.

$$\frac{w_p}{w_s} = \frac{f_p}{f_s} = \left(1 + \frac{C}{C_0} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1 + \frac{C}{2C_0}$$

III.4.2 Oscillateur à quartz

Un tel oscillateur dit de **Pierce** est représenté ainsi. La chaîne directe est un amplificateur à transistor à effet de champ monté en source commune. La chaîne de retour comporte trois condensateurs C_1 , C_2 , C_3 ainsi que le cristal de quartz qui fonctionne dans sa zone inductive.

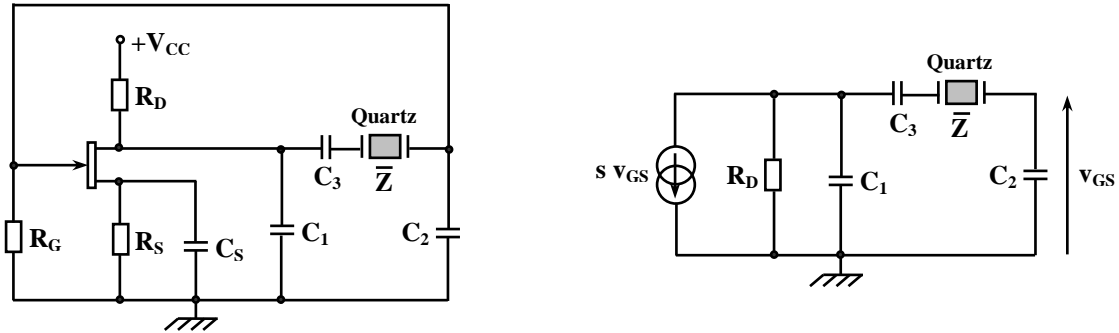


Figure III.10 : Oscillateur à quartz

• Dans le schéma équivalent on a supposé que R_G est infinie et que le TEC est caractérisé par ses paramètres en source commune s et p (p est supposée infinie). Les capacités de liaisons C_S et C_1 se comportent comme un court circuit à la fréquence d'oscillation.

$$v_{GS} \left(\frac{1}{C_2 p} + \frac{R_D}{1 + C_1 R_D p} + \frac{1}{C_3 p} + \bar{Z} \right) = - \frac{s R_D}{C_2 p (1 + C_1 p)} v_{GS} \quad \text{ou} \quad \bar{Z} = jX \quad \text{et} \quad X = - \frac{1}{C_0 w} \frac{w^2 - w_s^2}{w^2 - w_p^2}$$

$$-s R_D = 1 + C_1 R_D p + C_2 R_D p + \frac{C_2}{C_3} + \frac{C_2}{C_3} C_1 R_D p + j X C_2 p + j X C_2 C_1 R_D p^2$$

$$-s R_D = 1 + \frac{C_2}{C_3} - X C_2 w + j R_D w \left(C_1 + C_2 + \frac{C_2}{C_3} C_1 - X C_2 C_1 w \right)$$

$$C_1 + C_2 + \frac{C_2}{C_3} C_1 - X C_2 C_1 w = 0 \Rightarrow X w = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

$$-s R_D = 1 + \frac{C_2}{C_3} - X C_2 w \Rightarrow -s R_D = 1 + \frac{C_2}{C_3} - C_2 \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) \Leftrightarrow s R_D = \frac{C_2}{C_1}$$

$$X w = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} = - \frac{1}{C_0 w} \frac{w^2 - w_s^2}{w^2 - w_p^2} \Rightarrow w = - \frac{1}{C_0} \frac{w^2 - w_s^2}{w^2 - w_p^2}$$

$$w^2 \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) = \frac{1}{C_0} w_s^2 + \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) w_p^2$$

$$w_{osc}^2 = \frac{\frac{1}{C_0} w_s^2 + \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) w_p^2}{\left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)} \Rightarrow w_{osc}^2 \approx \frac{C_0 w_p^2 + C_3 w_s^2}{C_0 + C_3} \quad \text{si} \quad C_1 \gg C_3 \quad \text{et} \quad C_2 \gg C_3$$

$$s R_D = \frac{C_2}{C_1} \quad f_{osc}^2 \approx \frac{C_0 f_p^2 + C_3 f_s^2}{C_0 + C_3} \quad \text{où} \quad f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} \leq f_{osc} \leq f_s = \frac{\omega_s}{2\pi}$$

III.5 STABILITE DES OSCILLATEURS

Réellement l'oscillateur délivre un signal dont la fréquence et l'amplitude peuvent varier. Ces variations sont liées à l'évolution des éléments actifs ou passifs (vieillessement, échauffement...) ou voir même aux variations de la charge de l'oscillateur ; on dit qu'il y a dérive d'amplitude ou dérive de fréquence. Pour les applications qui nécessitent des sources de précision, ces dérives sont gênantes dans la plupart du temps qu'il est indispensable de les stabiliser.

III.5.1 Stabilité de fréquence

Beaucoup des dispositifs électronique travaillent avec des sources de fréquence précise tel que : L'horloge pour un μ p, télécommunication satellite, balises hertziennes pour le guidage des avions ou des bateaux...etc.

Pour pallier aux contraintes thermiques qui entraînent la variation de la fréquence, on utilise des organes de très faible coefficients de température et dans certains cas ayant des courbes de variation en fonction de la température parfaitement déterminées (thermistances), afin de réaliser une compensation de la dérive thermique. Souvent l'oscillateur est placé dans une enceinte thermostatée.

La stabilité de la fréquence peut être également obtenue par synchronisation des oscillateurs sur des résonateurs piézoélectriques étalons tel que le quartz comme nous l'avons déjà vu dans la section cf.II.3.1, qui fonctionne dans sa zone inductif délimitée par deux fréquences formants une bande étroite : f_s fréquence de résonance série et f_p fréquence de résonance parallèle, correspondant successivement à l'état très basse impédance et l'état très haute impédance du quartz.

III.5.2 Stabilité de l'amplitude

La variation de la température se traduit souvent par un écrêtage du signal fourni par l'oscillateur puisque son amplitude est limitée par la saturation de l'amplificateur de la chaîne directe. Pour éviter ce genre d'inconvénients, on introduit généralement dans le système bouclé, un dispositif qui permet de faire varier le gain soit de la chaîne directe soit de la chaîne de retour, en fonction de la température ou de l'amplitude du signal de sortie. Cette opération est appelée contrôle automatique du gain "CAG".