Électronique – Chapitre 3

Oscillateurs

I. Oscillateur quasi-sinusoïdal : exemple de l'oscillateur de Wien . . . 1
I.1. Généralités sur les oscillateurs quasi-sinusoïdaux . . . 1
I.2. Description de l'oscillateur de Wien . . . 2
I.3. Condition d'auto-oscillation sinusoïdale . . . 2
I.4. Démarrage des oscillations et non-linéarités . . . 3
II. Oscillateur à relaxation : exemple du multivibrateur astable . . . 4
II.1. Généralités sur les oscillateurs astables . . . 4
II.2. Description du multivibrateur astable . . . 4
II.3. Fonctionnement de l'oscillateur . . . 4

La stabilité d'une rétroaction n'est pas toujours recherchée. En effet, un système instable peut mener à la génération d'oscillations de différentes formes :

- des oscillations sinusoïdales, générées par un **oscillateur quasi-sinusoïdal** ;
- des oscillations non-sinusoïdales (en créneau, triangulaires...), générées par un **oscillateur à relaxation**.

On retrouve des systèmes oscillants dans de nombreux domaines d'applications : horloge, GBF, laser...

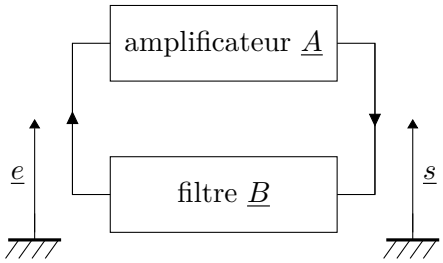
Dans ce chapitre, nous allons étudier un exemple d'oscillateur quasi-sinusoïdal, et un exemple d'oscillateur à relaxation.

I. Oscillateur quasi-sinusoïdal : exemple de l'oscillateur de Wien

I.1. Généralités sur les oscillateurs quasi-sinusoïdaux

La structure d'un oscillateur quasi-sinusoïdal à boucle de rétroaction est généralement constituée de deux parties :

- un **amplificateur** de fonction de transfert $\underline{A}$;
- un **filtre** de fonction de transfert $\underline{B}$.



Si le système présente des oscillations sinusoïdales à la pulsation ω, on peut exprimer en représentation complexe :

- la tension en sortie de l'amplificateur :
$$\underline{s} = \underline{A}\,\underline{e}$$
- la tension en sortie du filtre :
$$\underline{e} = \underline{B}\,\underline{s}$$

d'où :

$$\underline{s} = \underline{A}\,\underline{e} = \underline{A}\,\underline{B}\,\underline{s}.$$

Le système vérifie alors le **critère de Barkhausen** :

$$\boxed{\underline{A}\,\underline{B} = 1}$$

qui peut s'exprimer en terme de deux conditions :

- soit sur l'amplitude et la phase :

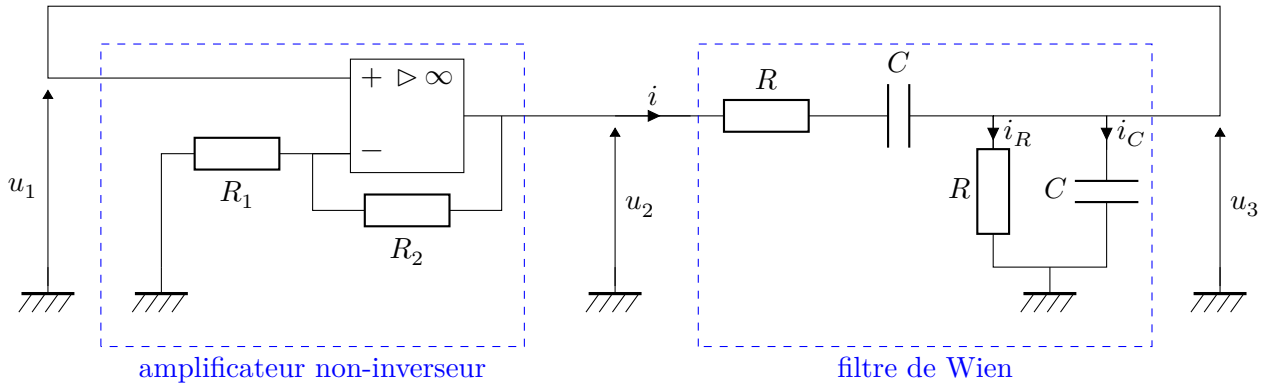
$$|\underline{A}\,\underline{B}| = 1 \qquad \text{et} \qquad \arg\left(\underline{A}\,\underline{B}\right) = 0$$

- soit sur la partie réelle et la partie imaginaire :

$$\mathrm{Re}\left\{\underline{A}\,\underline{B}\right\} = 1 \qquad \text{et} \qquad \mathrm{Im}\left\{\underline{A}\,\underline{B}\right\} = 0.$$

I.2. Description de l'oscillateur de Wien

L'oscillateur de Wien est constitué d'un amplificateur non-inverseur, où on suppose que l'ALI est idéal, et d'un filtre de Wien.



Comme le système est bouclé, on a :

$$u_3 = u_1.$$

I.3. Condition d'auto-oscillation sinusoïdale

On peut montrer que :

- la fonction de transfert de l'amplificateur non-inverseur en régime linéaire s'exprime :

$$\underline{A} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = A$$

  avec $A = 1 + \dfrac{R_2}{R_1}$ le gain de l'amplificateur ;
- la fonction de transfert du filtre s'exprime :

$$\underline{B} = \frac{\underline{U}_3}{\underline{U}_2} = \frac{1}{3 + \mathrm{j}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

  avec $\omega_0 = \dfrac{1}{RC}$.

Le système présente des oscillations sinusoïdales à la pulsation ω s'il vérifie le critère de Barkhausen, soit :

$$A\,\frac{1}{3 + \mathrm{j}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)} = 1$$

d'où :

$$A = 3 + \mathrm{j}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right).$$

En égalisant les parties imaginaires de cette équation, on obtient :

$$0 = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$$

d'où on en déduit la pulsation des oscillations :

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{RC}.$$

En égalisant les parties réelles de cette équation, on en déduit la valeur du gain de l'amplificateur permettant d'obtenir des oscillations sinusoïdales :

$$A = 3.$$

I.4. Démarrage des oscillations et non-linéarités

L'étude précédente donne les caractéristiques du régime sinusoïdal lorsque celui-ci est établi. Pour déterminer la condition permettant le démarrage de ces oscillations à partir d'un oscillateur initialement au repos, il faut établir l'équation différentielle vérifiée par $u_1(t)$ ou $u_2(t)$.

Application :

> À l'aide des fonctions de transfert précédentes, montrer que la tension $u_1(t)$ vérifie l'équation différentielle :
>
> $$\frac{\mathrm{d}^2 u_1}{\mathrm{d}t^2} + (3-A)\,\omega_0 \frac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2\, u_1(t) = 0.$$
>
> On peut exprimer en représentation complexe : $\underline{U}_3 = \underline{B}\,\underline{U}_2 = \underline{B}\,\underline{A}\,\underline{U}_1$, avec $\underline{U}_3 = \underline{U}_1$ comme le système est bouclé, soit : $\underline{U}_1 = \dfrac{A}{3 + \mathrm{j}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}\underline{U}_1$, d'où : $3\,\underline{U}_1 + \dfrac{\mathrm{j}\,\omega\,\underline{U}_1}{\omega_0} - \dfrac{\mathrm{j}\,\omega_0\,\underline{U}_1}{\omega} = A\,\underline{U}_1$, que l'on peut écrire : $\mathrm{j}\,\omega\,\underline{U}_1 + (3-A)\,\omega_0\,\underline{U}_1 + \omega_0^2 \dfrac{\underline{U}_1}{\mathrm{j}\,\omega} = 0.$
>
> On en déduit alors l'équation équivalente vérifiée par la tension réelle : $\dfrac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}t} + (3-A)\,\omega_0\, u_1(t) + \omega_0^2 \displaystyle\int u_1(t)\,\mathrm{d}t = 0$, et on obtient en dérivant : $\dfrac{\mathrm{d}^2 u_1}{\mathrm{d}t^2} + (3-A)\,\omega_0 \dfrac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2\, u_1(t) = 0.$

On obtient de façon équivalente l'équation différentielle vérifiée par $u_2(t)$:

$$\frac{\mathrm{d}^2 u_2}{\mathrm{d}t^2} + (3-A)\,\omega_0 \frac{\mathrm{d}u_2}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2\, u_2 = 0.$$

Étudions les différents cas en fonction de la valeur de A :

- si $A < 3$, on obtient des oscillations amorties pour $u_1(t)$ et $u_2(t)$ dont l'amplitude décroit jusqu'à s'annuler ;
- si $A = 3$, on obtient des oscillations harmoniques pour $u_1(t)$ et $u_2(t)$ d'amplitude constante ;
- si $A > 3$, on obtient des oscillations pour $u_1(t)$ et $u_2(t)$ dont l'amplitude croit exponentiellement.

En partant d'un oscillateur initialement au repos, il y a donc démarrage des oscillations si :

$$A > 3.$$

L'amplitude des oscillations croit jusqu'à atteindre la saturation de l'ALI lorsque $|U_2| = V_{\text{sat}}$. L'ALI n'étant plus en régime linéaire, l'équation différentielle précédente n'est alors plus vérifiée.

On peut montrer que les non-linéarités de l'ALI permettent l'établissement d'un régime permanent où l'amplitude des oscillations est constante :

- si A est légèrement supérieur à 3, l'ALI sature peu au cours d'un cycle, et les oscillations observées sont **quasi-sinusoïdales** ;
- si A est très supérieur à 3, l'ALI sature souvent au cours d'un cycle, et les oscillations observées ne sont plus sinusoïdales, on observe alors l'apparition d'**harmoniques** dans le spectre.

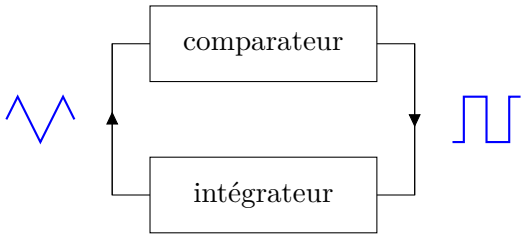
II. Oscillateur à relaxation : exemple du multivibrateur astable

II.1. Généralités sur les oscillateurs astables

Un **oscillateur à relaxation** est un système oscillant entre deux états d'équilibre de façon non-sinusoïdale.

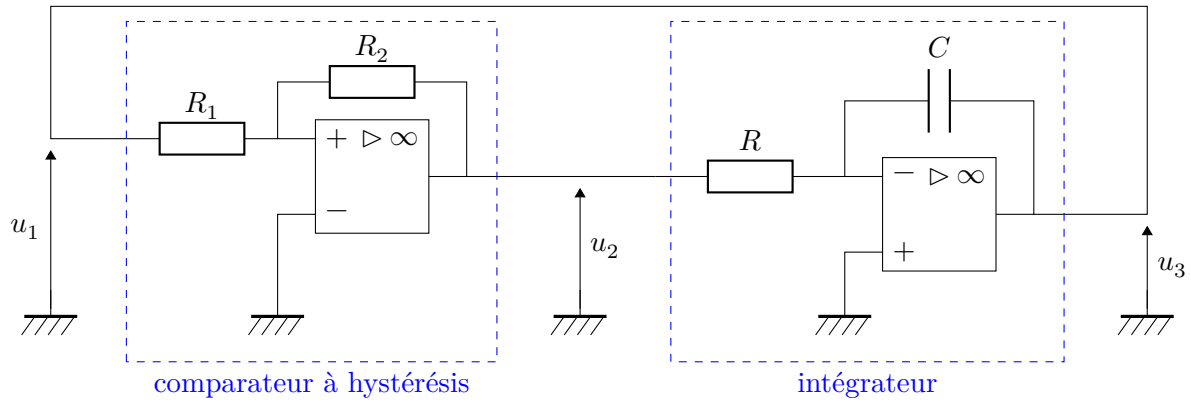
Un **oscillateur astable** est un type d'oscillateur à relaxation fréquemment rencontré en électronique, il est généralement constitué de deux parties :

- un **comparateur à hystérésis** générant un signal créneau en sortie ;
- un **intégrateur** qui intègre ce signal créneau et produit un signal triangulaire en sortie.



II.2. Description du multivibrateur astable

On présente ci-dessous le circuit d'un multivibrateur astable, où on suppose que les ALI sont idéaux.



Comme le système est bouclé, on a :

$$u_3 = u_1.$$

II.3. Fonctionnement de l'oscillateur

Comme $v_- = 0$ pour l'ALI du comparateur, nous avons vu au chapitre précédent que :

- si $v_+ > 0$, alors $u_2 = +V_{\text{sat}}$, et la tension bascule à $-V_{\text{sat}}$ lorsque $u_1 = -\dfrac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}}$;
- si $v_+ < 0$, alors $u_2 = -V_{\text{sat}}$, et la tension bascule à $+V_{\text{sat}}$ lorsque $u_1 = \dfrac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}}$.

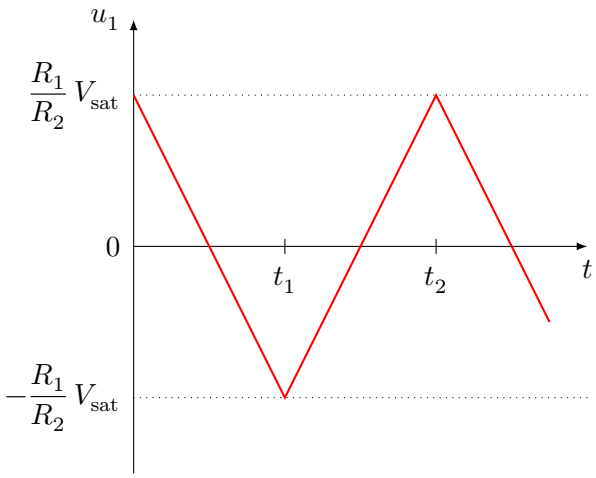
On peut montrer que la tension en sortie de l'intégrateur peut s'exprimer en fonction de celle à un instant antérieur t_0 telle que :

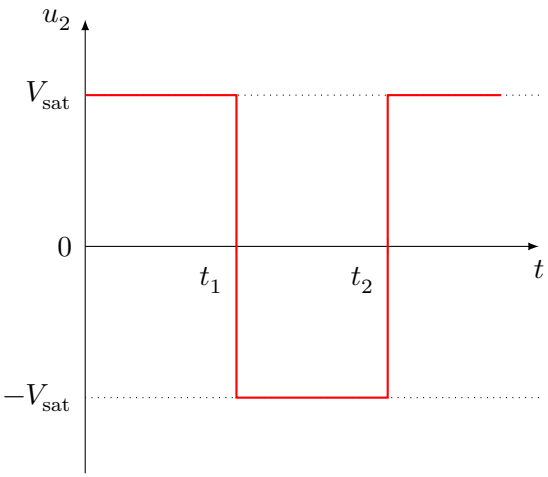
$$u_3(t) = u_3(t_0) - \frac{1}{RC} \int_{t_0}^{t} u_2(t)\,\mathrm{d}t$$

et comme $u_3 = u_1$, on obtient :

$$u_1(t) = u_1(t_0) - \frac{1}{RC} \int_{t_0}^{t} u_2(t)\,\mathrm{d}t.$$

Considérons un multivibrateur astable dont la tension u_2 bascule de $-V_{\text{sat}}$ à $+V_{\text{sat}}$ à l'instant $t = 0$. Nous allons représenter l'évolution des tensions $u_1(t)$ et $u_2(t)$ au cours du temps :





- À $t = 0^+$, comme la tension u_2 vient de basculer de $-V_{\text{sat}}$ à $+V_{\text{sat}}$, on en déduit que :

$$u_1(0) = \frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}}.$$

- Pour $0 < t < t_1$, comme $u_2 = +V_{\text{sat}}$, on peut exprimer :

$$u_1(t) = u_1(0) - \frac{1}{RC} \int_0^t u_2(t)\,\mathrm{d}t = \frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}} - \frac{1}{RC} V_{\text{sat}}\, t$$

  donc u_1 décroit linéairement au cours du temps.
- À un instant t_1 tel que $u_1(t_1) = -\frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}}$, la tension u_2 bascule de $+V_{\text{sat}}$ à $-V_{\text{sat}}$, avec :

$$u_1(t_1) = \frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}} - \frac{1}{RC} V_{\text{sat}}\, t_1$$

  et on en déduit en égalisant les deux expressions que : $t_1 = \dfrac{2\,RC\,R_1}{R_2}$.
- Pour $t_1 < t < t_2$, comme $u_2 = -V_{\text{sat}}$, on peut exprimer :

$$u_1(t) = u_1(t_1) - \frac{1}{RC} \int_{t_1}^t u_2(t)\,\mathrm{d}t = -\frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}} + \frac{1}{RC} V_{\text{sat}}\,(t - t_1)$$

  donc u_1 croit linéairement au cours du temps.
- À un instant t_2 tel que $u_1(t_2) = \frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}}$, la tension u_2 bascule de $-V_{\text{sat}}$ à $+V_{\text{sat}}$, avec :

$$u_1(t_2) = -\frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}} + \frac{1}{RC} V_{\text{sat}}\,(t_2 - t_1)$$

  et on en déduit en égalisant les deux expressions que : $t_2 = 2\,t_1 = \dfrac{4\,RC\,R_1}{R_2}$.
- Le cycle recommence ensuite...

Au final :

- $u_1(t)$ est une tension triangulaire d'amplitude $\frac{R_1}{R_2} V_{\text{sat}}$ et de période $\dfrac{4\,RC\,R_1}{R_2}$;
- $u_2(t)$ est une tension créneau d'amplitude V_{sat} et de période $\dfrac{4\,RC\,R_1}{R_2}$.

On observe bien des **oscillations de relaxation**, composées de nombreuses harmoniques.