



Tahar Neffati

L' ÉLECTRONIQUE

*DES EXEMPLES D'APPLICATION
DES SCHÉMAS DE SYNTHÈSE
DES CONSEILS POUR RÉVISER*

de

A

à

Z

500 ENTRÉES ET DES EXEMPLES POUR COMPRENDRE

DUNOD

ÉLECTRONIQUE

de A à Z

Consultez nos catalogues sur le Web

The screenshot shows the Dunod website interface. At the top left is the Dunod logo and the text 'Éditions ETSF InterÉditions Microsoft Press'. To the right is a search bar with the text 'Recherche' and a dropdown menu set to 'Par Titre'. Further right are links for 'OK Collections' and 'Index thématique'. Below this is a navigation bar with icons for 'Sciences et Techniques', 'Informatique', 'Gestion et Management', and 'Sciences Humaines', along with 'Accueil', 'Contacts', 'Acheter', and 'Mon panier'. The main content area is divided into several sections: 'Interviews' with two featured articles, 'Événements' with a Valentine's Day article and a 'Spécial Révisions scientifiques' announcement, and a central 'Nouveautés' section with three book covers: 'Image numérique couleur', 'Risque Pays 2004', and 'Détection et prévention des intrusions IDS'. On the right side, there are sections for 'LES BIBLIOTHÈQUES DES MÉTIERS' and 'LES NEWSLETTERS'. The footer contains 'bibliothèques des métiers', 'newsletters', 'ediscience.net', 'expert-sup.com', and 'Notice légale'.

www.dunod.com

ÉLECTRONIQUE de A à Z

500 entrées et des exemples
pour comprendre

Tahar Neffati

Maître de conférences à l'université de Cergy-Pontoise
et au Conservatoire national des Arts et Métiers.

DUNOD

Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.

Le Code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autori-

sation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements

d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour

les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du

Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).



© Dunod, Paris, 2006
ISBN 2 10 049487 2

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2^o et 3^o a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.



AVANT-PROPOS

*À celle qui a toujours manifesté pour moi de l'amour,
de l'amitié et du soutien.
À toi ma femme*

Cet ouvrage est spécialement destiné aux étudiants du premier cycle universitaire et aux étudiants en BTS ou en DUT, ainsi qu'aux élèves ingénieurs, dans le domaine de l'électronique. C'est aussi un ouvrage de base pour les techniciens.

L'électronique est un sujet extrêmement vaste et la littérature qui s'y rapporte est très abondante, mais on trouve essentiellement deux types d'ouvrages :

- des ouvrages pour débutants, qui traitent souvent les sujets de base : transistors, amplificateurs opérationnels...
- des ouvrages spécialisés qui traitent d'un sujet (filtrage) ou une partie bien déterminée : transmission, traitement du signal...

C'est pour répondre à un besoin intermédiaire ressenti par de nombreux étudiants que ce livre a été rédigé pour s'intégrer dans la nouvelle collection publiée par les Éditions Dunod (*Les mathématiques de A à Z, La physique de A à Z, La chimie de A à Z*).

Ce livre permettra à de nombreux étudiants et techniciens de trouver rapidement par mot clef le sujet qui les intéresse.

On peut par exemple chercher et comprendre l'essentiel sur les filtres de Butterworth et trouver le tableau des fonctions de transmission sans passer par la théorie des filtres, ni le développement mathématique qui s'y rattache. On cherche ainsi un mot (entropie, onde, ligne de transmission, champ électrique...) afin de comprendre l'essentiel de sa définition.

Il est évident que l'électronique, « *toute l'électronique* » ne peut être traitée dans un seul volume de 300 pages qui s'adresse principalement aux étudiants. L'ouvrage doit donc être efficace et peu coûteux, mais, il ne doit être ni un aide-mémoire, ni un concentré de formules. C'est pour cette raison que certains mots clefs qui peuvent intéresser certaines personnes ne se trouvent pas forcément dans ce volume.

Cet ouvrage est donc consacré à l'étude des mots les plus utilisés par les électroniciens. Certains mots sont plus développés que d'autres pour permettre aux étudiants et aux autodidactes d'assimiler les principales notions de l'électronique.

Il faut espérer que le présent ouvrage pourra, au-delà de son objectif premier (trouver rapidement une définition, une description ou une application), servir d'outils de révisions pour des examens écrits ou oraux.



A

A est le symbole de l'ampère, qui est l'unité de mesure de l'intensité du courant électrique.

A (amplificateur classe)

Un amplificateur de tension classe A est souvent un amplificateur constitué de transistors bipolaires, ou de transistors à effets de champs (FET). Ce genre d'amplificateur est le plus utilisé en électronique analogique à transistors. L'entrée $e(t)$ et la sortie $s(t)$ sont des tensions. Le point de repos (point de polarisation) de chaque transistor doit être situé sur la droite de charges, dans la partie centrale (loin des points caractéristiques qui sont la saturation et le blocage).

L'amplificateur représenté à la figure A.1 est un montage en émetteur commun non découplé. La polarisation imposée par les résistances R_1 et R_2 donne un point de repos N situé « vers le milieu » de la droite de charge statique du montage.

Le rendement d'un amplificateur classe A est inférieur à 25 %. On utilise donc souvent ce genre d'amplificateur pour les faibles puissances.

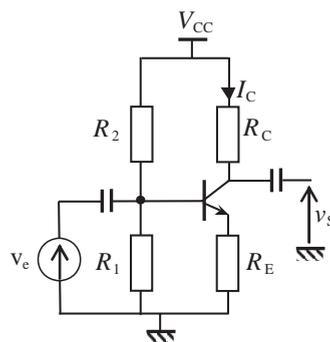


Figure A.1 Montage en classe A : émetteur commun non découplé

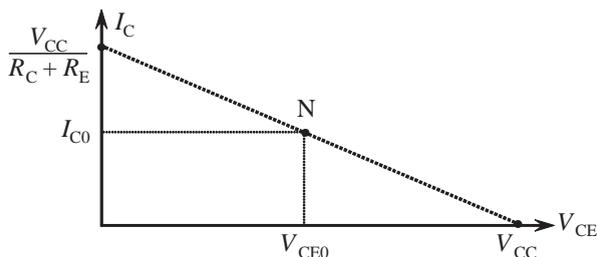


Figure A.2 Droite de charge statique et point de fonctionnement

Accepteur (voir dopage)

Actif (circuit)

En électronique analogique, un circuit peut fonctionner sans avoir besoin d'apport d'énergie continue. C'est le cas par exemple d'un circuit RLC série ou parallèle. Dans d'autres cas, certains composants du circuit nécessitent l'apport de l'énergie d'une alimentation stabilisée

ou d'une pile. C'est le cas des circuits intégrés et des montages à transistors. On dit alors que le circuit est un circuit actif.

Actif (filtre)

La distinction essentielle entre un filtre actif et un filtre passif est due à l'utilisation ou non d'un élément actif.

Un filtre réalisé au moyen de résistances, de condensateurs et d'éléments actifs (transistors bipolaires, transistors à effet de champ...) est appelé filtre actif. Actuellement, l'élément actif le plus utilisé est l'amplificateur opérationnel, qui permet la réalisation de filtres utilisables jusqu'à des fréquences de quelques dizaines voir quelques centaines de kilohertz.

Contrairement aux filtres passifs, les filtres actifs n'utilisent pas d'inductances. Cette différence permet de faire les remarques suivantes :

- l'absence d'inductances réduit l'encombrement du dispositif, ce qui permet la réalisation sous forme intégrée,
- les filtres actifs sont généralement caractérisés par des impédances d'entrée très élevées et par des impédances de sortie assez faibles, ce qui permet la mise en cascade de plusieurs cellules élémentaires et la multiplication de leurs fonctions de transfert sans se soucier du problème d'adaptation,
- le prix de la réalisation d'une inductance est élevé, comparé au prix d'achat d'un condensateur. De plus, une bobine présente toujours des pertes non négligeables, un faible coefficient de surtension et une mauvaise stabilité thermique.

Les filtres actifs ne présentent pas que des avantages par rapport aux filtres passifs. Outre la nécessité d'utiliser une alimentation externe et la limitation de la dynamique maximale de sortie, le coefficient de surtension peut devenir assez élevé : dans ce cas, il y a risque d'oscillations spontanées.

Plusieurs cellules élémentaires permettent de réaliser des filtres actifs, c'est le cas du filtre passe-bas d'ordre 2 réalisé avec une cellule de Sallen-Key.

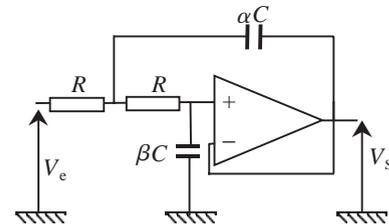


Figure A.3 Filtre passe bas d'ordre 2 utilisant la cellule de Sallen-Key

Adaptation d'impédance

Considérons une charge d'utilisation notée Z_U branchée sur un générateur de force électromotrice e_g et d'impédance interne Z_g . Si la condition d'adaptation en puissance n'est pas satisfaite, on peut intercaler entre la source et la charge un quadripôle composé de résistances ou d'inductances et de condensateurs qui réalisera la condition souhaitée en continu ou à une fréquence de travail bien déterminée.

Prenons l'exemple suivant : pour adapter une source de tension e_g , de résistance interne $R_g = 50 \Omega$ à une charge de résistance $Z_C = R_C = 75 \Omega$, on utilise l'atténuateur de la figure A4 constitué de deux résistances R_S et R_P .

$$R_g = R_P // (R_S + R_U) = \frac{R_P \cdot (R_S + R_U)}{R_P + R_S + R_U}$$

$$R_U = R_S + (R_P // R_g) = R_S + \frac{R_P \cdot R_g}{R_P + R_g}$$

On détermine ainsi les valeurs des résistances d'adaptation :

$$R_S = 43,3 \Omega \quad \text{et} \quad R_P = 86,6 \Omega$$

L'adaptation d'impédance en hyperfréquences utilise souvent des composants spécifiques tels que les *subs*.

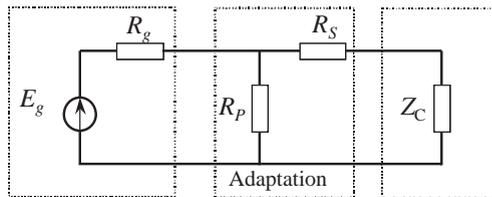


Figure A.4 Adaptation d'impédance par quadripôle résistif

Adaptation en puissance

Considérons une charge d'utilisation notée Z_U branchée sur un générateur de tension sinusoïdale de force électromotrice e_g et d'impédance interne Z_g . Calculons la valeur de Z_U pour laquelle la puissance active fournie est maximale. Nous notons :

$$Z_g = R_g + jX_g \quad ; \quad Z_U = R_U + jX_U \quad ; \quad e_g = E_g \cos(\omega t)$$

En utilisant la notation complexe, la puissance complexe fournie par le générateur est :

$$\underline{p} = \frac{\underline{u} \cdot \underline{i}^*}{2} \quad \text{avec} \quad \underline{u} = \underline{Z}_U \cdot \underline{i} \quad \text{et} \quad \underline{i} = \frac{\underline{E}_g}{\underline{Z}_U + \underline{Z}_g} = \frac{\underline{E}_g}{(R_U + R_g) + j(X_U + X_g)}$$

Nous déduisons l'expression de la puissance complexe :

$$\underline{p} = \frac{\underline{Z} \cdot \underline{i} \cdot \underline{i}^*}{2} = \frac{\underline{E}_g^2}{2 \left[(R_U + R_g)^2 + (X_U + X_g)^2 \right]} (R_U + jX_U)$$

La puissance moyenne (active) fournie à la charge est donnée par la partie réelle de la puissance complexe. Nous obtenons :

$$P_{active} = \Re(\underline{p}) = \frac{\underline{E}_g^2}{2 \left[(R_U + R_g)^2 + (X_U + X_g)^2 \right]} \cdot R_U$$

Le dénominateur étant la somme de deux termes positifs, sa valeur minimale correspond à : $X_U = -X_g$, cette condition est réalisable puisque les réactances peuvent être positives ou négatives. Si cette condition est respectée, l'expression de la puissance devient :

$$P_{active} = \frac{\underline{E}_g^2}{2 (R_U + R_g)^2} R_U$$

Cette puissance est maximale si la dérivée de l'expression de P par rapport à la variable R_U est nulle :

$$\frac{dP_{active}}{dR_U} = \frac{\underline{E}_g^2}{2} \times \frac{(R_U + R_g)^2 - 2R_U \cdot (R_U + R_g)}{(R_U + R_g)^4} = 0, \quad \text{ce qui donne : } R_U = R_g.$$

$$P_{active(Max)} = \frac{\underline{E}_g^2}{2 (R_g + R_g)^2} \cdot R_g = \frac{\underline{E}_g^2}{8 \cdot R_g} = \frac{\underline{E}_g^2}{2} \cdot \frac{1}{4 \cdot R_g} = \frac{\underline{E}_g^2(\text{efficace})}{4 \cdot R_g}$$

La condition d'adaptation de la charge à la source impose $Z_u = Z_g^*$. La condition d'adaptation ne dépend pas du mode de représentation de la source réelle (Thévenin ou Norton).

Additionneur (voir sommateur)

Additionneur-soustracteur

En électronique numérique, un certain nombre d'opérations mathématiques se ramènent à des additions (une soustraction est une addition d'un nombre négatif).

Prenons le cas de deux mots binaires A et B de 4 bits : $A = A_3A_2A_1A_0$ et $B = B_3B_2B_1B_0$, L'addition des deux mots s'effectue de la façon suivante :

$$\begin{array}{r}
 A \\
 + B \\
 \hline
 = S
 \end{array}
 =
 \begin{array}{cccc}
 \begin{array}{|c|} \hline + \\ \hline \end{array} A_3 & \begin{array}{|c|} \hline + \\ \hline \end{array} A_2 & \begin{array}{|c|} \hline + \\ \hline \end{array} A_1 & A_0 \\
 \begin{array}{|c|} \hline B_3 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|} \hline B_2 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|} \hline B_1 \\ \hline \end{array} & B_0 \\
 \hline
 S_3 & S_2 & S_1 & S_0 \\
 \begin{array}{|c|} \hline r_3 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|} \hline r_2 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{|c|} \hline r_1 \\ \hline \end{array} & r_0
 \end{array}$$

Si l'on additionne les deux mots bit par bit, on trouve par exemple dans le cas de A_0 et B_0 les résultats donnés au tableau ci-contre.

A_0	B_0	S_0	r_0
0	0	0	0
0	1	1	0
1	0	1	0
1	1	0	1

On peut donc déduire l'expression du résultat :

$$S_0 = A_0 \oplus B_0$$

et de la retenue éventuelle r_0 : $r_0 = A_0 \bullet B_0$.

Pour additionner des nombres à plusieurs bits, il faut tenir compte de l'éventuelle retenue de l'étage précédent. On peut donc généraliser le résultat précédent pour déduire l'équation booléenne :

La somme : $S_n = (A_n \oplus B_n) \oplus r_{n-1}$,
 la retenue éventuelle : $r_n = (A_n \oplus B_n) \bullet r_{n-1} + A_n \bullet B_n$

On parle dans ce cas d'un additionneur à propagation de retenue. Les retenues se propagent dans les circuits élémentaires cascades et le fonctionnement est lent.

Un additionneur-soustracteur permet d'utiliser des nombres signés. Une entrée de contrôle indique à l'additionneur si l'opération que l'on désire effectuer est une addition ($E = 0$) ou une soustraction ($E = 1$). Dans ce dernier cas, le nombre à soustraire est complété (complément à deux), y compris le bit de signe. La soustraction se réduit alors à une addition de deux nombres dont l'un est complété à deux. L'éventuelle retenue qui provient d'un autre additionneur-soustracteur est notée r_{in} . Elle doit être additionnée si l'on utilise plusieurs additionneurs pour former un seul additionneur d'ensemble.

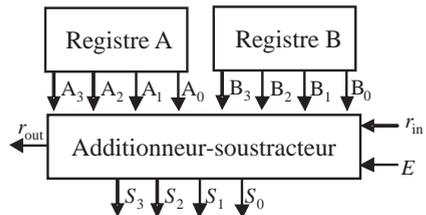


Figure A.5 Schéma de principe d'un additionneur-soustracteur

On trouve réellement plusieurs types d'additionneurs : additionneur BCD, à virgule flottante, parallèle, à retenue conditionnelle, à retenue bondissante et même des additionneurs à anticipation de calcul en utilisant la méthode de Brent et Kurg ou la méthode Manchester.

Admittance

L'admittance, notée \underline{Y} , est l'inverse de l'impédance. Elle se mesure en siemens (S).

$$\underline{Z} = R + jX \quad \text{et} \quad \underline{Y} = G + jB$$

L'admittance comporte deux termes, l'un réel, l'autre imaginaire. La partie réelle est la conductance G et la partie imaginaire notée B est appelée la susceptance. Elles s'expriment en siemens (S). La magnitude de l'admittance est donnée par : $|Y| = \sqrt{G^2 + B^2}$.
Voici les principales relations de passage entre l'impédance Z et l'admittance Y :

$Z = R + jX = Z e^{j\theta} = 1/Y$	$Y = G + jB = Y e^{j\chi} = 1/Z$
$R = \frac{G}{G^2 + B^2}$	$G = \frac{R}{R^2 + X^2}$
$X = -\frac{B}{G^2 + B^2}$	$B = -\frac{X}{R^2 + X^2}$
$Z = \frac{1}{Y} = \sqrt{R^2 + X^2} = \frac{1}{\sqrt{G^2 + B^2}}$	$Y = \frac{1}{Z} = \sqrt{G^2 + B^2} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + X^2}}$
$\operatorname{tg}\theta = \frac{X}{R} = -\frac{B}{G}$	$\operatorname{tg}\chi = \frac{B}{G} = -\frac{X}{R}$
$\theta = -\chi$	$\chi = -\theta$

Afficheurs 7 segments

Un afficheur sept segments est un composant électronique constitué de 8 diodes électroluminescentes dans un même boîtier : 7 diodes électroluminescentes servent pour visualiser les chiffres et une diode pour indiquer le point décimal. Une résistance de protection, en série avec chaque segment, est indispensable pour limiter le courant à une valeur admissible.

Les anodes, ou les cathodes, sont reliées entre elles. Ces afficheurs peuvent afficher 26 caractères. Il s'agit des chiffres et les lettres suivants : 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, A, b, c, C, d, E, F, G, H, i, J, L, o, P, r, U. L'afficheur comporte 10 broches dont deux sont souvent reliées : ce sont les anodes, ou les cathodes, des diodes électroluminescentes.

Afin de repérer les segments, on les appelle souvent : a, b, c, d, e, f , et g . Le point décimal s'appelle dp . Il existe différents types d'afficheurs (couleurs, tailles), parfois on a plusieurs afficheurs dans un même boîtier et même ceux qui ont un affichage spécial.

Afficheur à anode commune : toutes les anodes sont reliées et connectées au potentiel haut $+V_{CC}$. L'allumage d'un segment se fait par la mise au potentiel bas (commande) de sa cathode, lorsque l'interrupteur correspondant est fermé (figure A6).

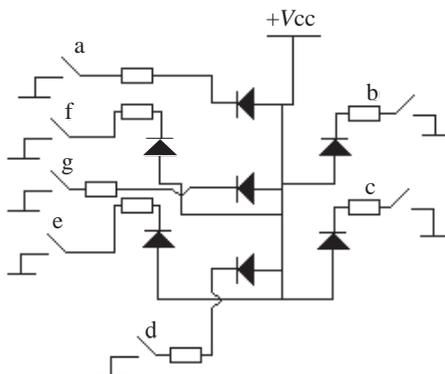


Figure A.6 Afficheur 7 segments à anodes communes

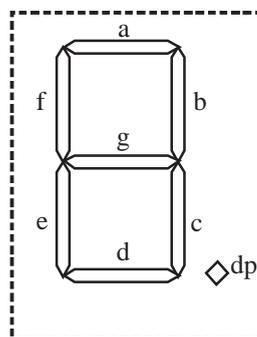


Figure A.7 Vue d'un afficheur 7 segments

Afficheur à cathode commune : toutes les cathodes sont reliées et connectées au potentiel bas. La commande du segment se fait par son anode mise au potentiel haut.

Pour utiliser un afficheur 7 segments, il est nécessaire de disposer d'un circuit spécialisé pour commander les segments. Il s'agit d'un *décodeur* ou *driver* qui traduit le code BCD en code accepté par l'afficheur.

Aléatoires (signaux)

Un signal est *aléatoire* si l'on est incapable de le décrire par des lois simples. Il s'agit d'un signal inconnu. C'est le cas de pratiquement de tous les signaux physiques. Il peut être de type transitoire ou de type permanent. Dans ce dernier cas, la description de son évolution temporelle instantanée n'est pas à notre portée. Par contre, on peut décrire une évolution par une valeur *moyenne* et par une *variance*, en introduisant la notion de probabilité P (P est comprise entre 0 et 1).

On peut toujours associer une variable numérique à un événement. Ainsi, dans le jeu de dé, on peut donner à la variable aléatoire x_a les valeurs indiquées sur la face supérieure. On a alors :

$$P[x_a = x_i] = \frac{1}{6} \quad \text{pour} \quad 1 \leq i \leq 6$$

Densité de probabilité

La densité de probabilité est la probabilité relative pour que la variable aléatoire x_a ait une valeur x comprise entre deux niveaux x_1 et x_2 , c'est-à-dire la limite de la probabilité :

$$p = f(x) = \lim_{x_2 \rightarrow x_1} \frac{P(x_1 < x_a < x_2)}{x_2 - x_1} = \frac{P(x < x_a < x + dx)}{dx}$$

$f(x)$ est la dérivée de $F(x)$: $F(x) = \int_{-\infty}^x f(u) du$ et : $F(\infty) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$

Valeur moyenne et espérance mathématique

Supposons que l'on ait effectué N mesures correspondant à N signaux aléatoires. Si par exemple on trouve n_i fois une amplitude X_i , on peut déterminer une valeur moyenne :

$$x_{moyen} = \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_i n_i x_i = \sum_i x_i \Delta F(x_i, \Delta x)$$

L'espérance mathématique $E(x)$ est :

$$E(x) = p_1 x_1 + p_2 x_2 + \dots + p_n x_n = \bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot dF(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot p(x) dx$$

Le moment d'ordre n d'un signal aléatoire $x(t)$, encore appelé espérance mathématique de X^n .

$$E(x^n) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n p(x) dx$$

Moment de second ordre - Variance

Le moment de second ordre ou moyenne quadratique donne une mesure de la dispersion d'une variable aléatoire autour de sa valeur moyenne. Dans les processus physiques, le

moment est lié à la puissance ou à l'énergie transportée par un signal. Sa définition est :

$$E(x^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 p(x) dx$$

Généralement, ce sont les fluctuations autour d'une valeur moyenne qui intéressent l'utilisateur. Il est donc préférable d'utiliser les signaux aléatoires centrés. La moyenne quadratique d'un signal centré est :

$$\text{Var}(x) = \sigma_x^2 = E[(x - \bar{x})^2] = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 p(x) dx = E(x^2) - [E(x)]^2$$

Cette expression est appelée variance de la variable aléatoire x , notée $\text{Var}(x)$. La racine carrée de la variance s'appelle l'écart-type.

Caractéristiques d'un signal aléatoire

Stationnarité : un signal $x(t)$ est dit stationnaire à l'ordre 2 si $E[x(t)x(t + \tau)]$ ne dépend que du retard τ , cette quantité notée $C_{xx}(\tau)$ s'appelle fonction d'autocorrélation de $x(t)$.

Ergodicité : l'ergodicité traduit le fait que les moyennes temporelles et les moyennes probabilistes sont identiques.

$$E(x) = \text{moyenne probabiliste de } x = \text{moyenne temporelle} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt$$

$$E(x^2) = \text{moyenne probabiliste de } x^2 = \text{moyenne temporelle} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt$$

Alimentation stabilisée

Une alimentation stabilisée est un dispositif électrique qui fournit, à partir d'une tension sinusoïdale du secteur $v_e(t)$, une tension continue $v_s(t)$. Le courant fourni peut quant à lui varier notamment lorsque l'alimentation est utilisée dans un amplificateur avec une entrée non continue (sinusoïdale par exemple). Idéalement, une alimentation doit posséder une résistance interne nulle et une vraie tension continue sans ondulations. On trouve généralement deux types d'alimentations.

Alimentation stabilisée à découpage

Définition

L'alimentation par découpage secteur à haute fréquence, dite alimentation à découpage, présente des avantages par rapport à l'alimentation linéaire surtout pour des puissances élevées. Les principales caractéristiques de ce genre d'alimentation sont :

- un rendement élevé ;
- un temps de maintien en cas de coupure de la tension du secteur de l'ordre de 30 mS ;
- le rendement est plus élevé et la taille est plus petite. En plus, la tension de sortie peut être plus élevée que la tension d'entrée ou isolée de celle-ci ;
- par contre, la tension résiduelle est élevée et la génération de perturbations électromagnétiques est élevée.

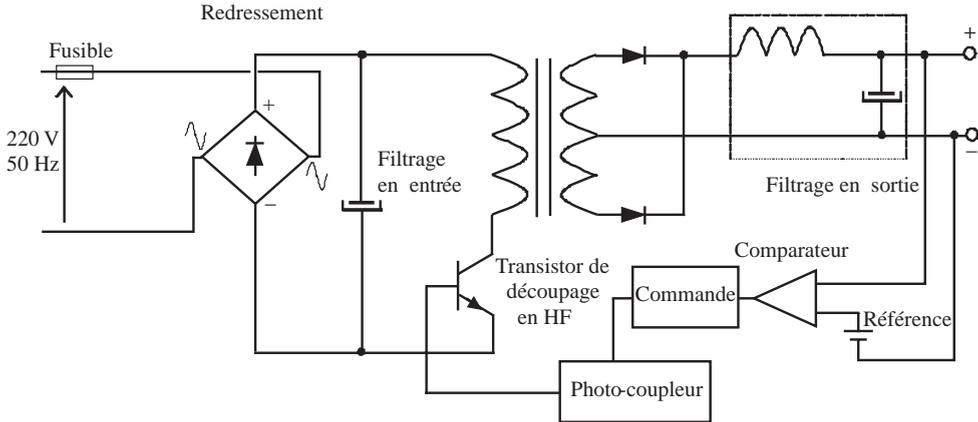


Figure A.8 Principe d'une alimentation à découpage

Principe de fonctionnement

La tension du secteur est redressée directement par un pont à diodes adéquat suivi d'un filtrage en entrée. La tension ainsi obtenue est hachée à fréquence élevée (dizaines ou centaines de kilohertz). La tension hachée est envoyée à l'entrée du primaire d'un transformateur dont le secondaire fournit, après redressement et filtrage, la tension continue souhaitée. Le transfert d'énergie de l'entrée vers la sortie se fait par l'intermédiaire du transformateur qui stocke l'énergie sous forme magnétique puis la restitue au rythme du découpage. Un interrupteur (transistor) est commandé par une modulation de largeur d'impulsions. Il permet, en agissant sur la fréquence ou sur la largeur des impulsions, de contrôler et de modifier la valeur de la tension continue.

Les pertes du montage sont faibles. Elles se décomposent en pertes de conduction (transistor en fonctionnement) et pertes de commutation (temps de montée et temps de descente). Elles seront beaucoup plus faibles que dans le cas d'une alimentation fonctionnant en linéaire.

Par ailleurs, plus la fréquence de découpage est élevée, plus les dimensions du transformateur (ou de l'inductance) sont réduites. Cela entraîne une réduction de l'encombrement et du poids de l'alimentation.

En réalité, plusieurs types d'alimentations à découpages existent. On peut citer par exemple : l'alimentation *buck* (abaisseur), *boost* (élevateur), *buck-boost* (mixte), *flyback*, *forward*, *push-pull*, *half bridge* et *full bridge*.

Alimentation stabilisée linéaire

Le principe d'une alimentation stabilisée simple dite linéaire est donné sur le schéma-bloc de la figure suivante :

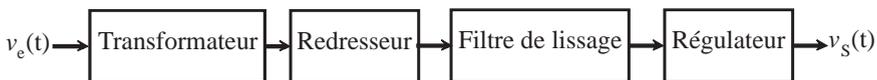


Figure A.9 Schéma-bloc d'une alimentation stabilisée linéaire

La tension du secteur est souvent abaissée par un transformateur puis redressée dans un pont de Graëtz formé par quatre diodes avant d'être lissée par un filtre. Le rôle du filtre est de stocker l'énergie pendant la charge et de redistribuer cette énergie pendant la décharge.

Pour absorber les imperfections de la tension produite, on place un élément qui se comporte comme une résistance variable (transistor de puissance ballast). Ce régulateur de tension permet une réjection de l'ondulation résiduelle et une protection contre les courts-circuits par une limitation de l'intensité en sortie. Cette alimentation est connue sous le nom d'alimentation linéaire, à ballast, ou à régulation série.

Les principales caractéristiques de ce genre d'alimentation sont :

- un rendement faible ;
- un temps de maintien en cas de coupure de la tension du secteur de l'ordre de la milliseconde ;
- une tension résiduelle de l'ordre de quelques mV et une génération de perturbations électromagnétiques quasi-nulle.

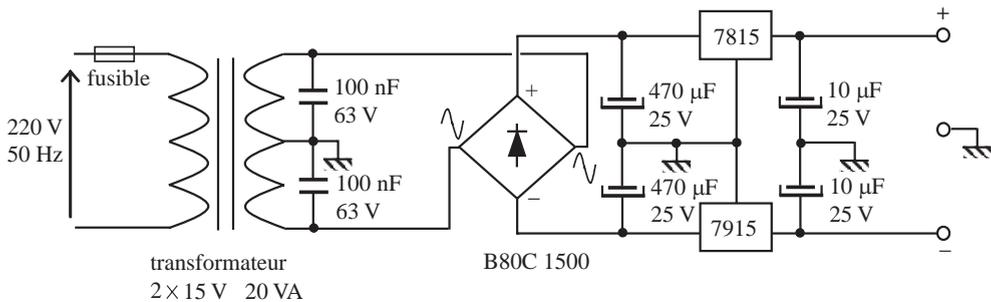


Figure A.10 Exemple d'un schéma réel d'une alimentation symétrique

Allumage (voir thyristor)

AM (voir modulation en amplitude)

Amorçage de thyristor (voir thyristor)

Amortissement critique (voir second ordre)

Ampère

L'ampère (A), représente l'unité du courant électrique. Il doit son nom au célèbre physicien français André Marie Ampère. L'ampère est d'abord défini comme étant égal à un débit de charge électrique d'un coulomb par seconde. Sa définition actuelle est l'intensité du courant qui, traversant deux conducteurs rectilignes et parallèles de longueur infinie, de section négligeable et placés à un mètre l'un de l'autre dans un vide, produirait entre ces deux conducteurs une force de 2×10^{-7} newtons par mètre de longueur. Un ampère contient aussi 6 241 509 629 152 650 000 charges élémentaires par seconde.

On utilise souvent des multiples de l'ampère (kiloampère noté « kA ») et des sous-multiples (milliampère noté « mA », microampère noté « μ A » et même le nanoampère noté « nA »).

Ampère (Théorème d')

En régime quasi-permanent ou permanent, le théorème d'Ampère stipule que la circulation sur une courbe fermée du champ magnétique engendré par une distribution de courant est

égale à la somme algébrique des courants qui traversent la surface définie par la courbe multipliée par la perméabilité du vide μ_0 . Il s'agit d'un cas particulier du théorème de Stokes :

$$\oint_{\tau} \vec{B} \times d\vec{l} = \mu_0 \sum I_{traversant}$$

Ampèremètres

Un ampèremètre se branche en série dans un circuit électrique et sert à mesurer l'intensité du courant. Il existe deux types d'ampèremètres : analogique et numérique. Ce dernier est souvent un multimètre qui sert à mesurer, en plus de l'intensité d'un courant, d'autres grandeurs.

Amplificateur

La structure générale d'un circuit d'amplification est donnée à la figure A11 :

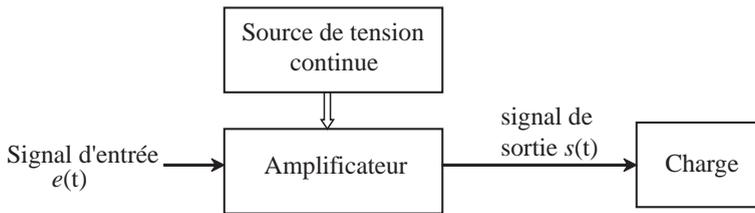


Figure A.11 Schéma de principe d'un amplificateur

La source de tension continue (alimentation) fournit la puissance nécessaire à l'amplificateur pour polariser les composants (points de repos) des montages à transistors, des amplificateurs opérationnels ou des amplificateurs spécifiques. Le signal d'entrée est souvent un signal bas niveau et le signal de sortie est un signal haut niveau. L'amplification ne concerne souvent que le signal alternatif.

L'amplification est linéaire si le gain de l'amplificateur A reste constant lorsque l'amplitude de l'entrée varie. On parle de saturation si, lorsque l'entrée augmente, la sortie reste constante.

Différents types d'amplificateurs

On peut classer les amplificateurs selon différents critères. Il s'agit par exemple :

- de la nature de l'entrée et de la sortie. On trouve des amplificateurs de tension, de courant, de transconductance et de transrésistance ;
- de la gamme de fréquence utilisée. On trouve par exemple des amplificateurs continus, des amplificateurs audiofréquences, des amplificateurs vidéofréquences ou des amplificateurs hyperfréquences ;
- de la puissance et du rendement de l'amplificateur. Il s'agit des amplificateurs classe A, des amplificateurs classe B et AB, des amplificateurs classe C et des amplificateurs classe D.

Si l'on prend la nature de l'entrée et de la sortie comme critère, on se trouve avec quatre types d'amplificateurs :

- Amplificateur de courant : l'entrée $e(t)$ et la sortie $s(t)$ sont un courant. L'amplification, qui est sans dimensions, est Ai .
- Amplificateur à transconductance : l'entrée $e(t)$ est une tension et la sortie $s(t)$ est un courant. Le rapport entre la sortie et l'entrée, exprimé en siemens est : $A = g_m$.

- Amplificateur à transrésistance : l'entrée $e(t)$ est un courant et la sortie $s(t)$ est une tension. Le rapport entre la sortie et l'entrée, exprimé en ohms est : $A = R_m$.
- Amplificateur de tension : cet amplificateur est le plus utilisé en électronique. L'entrée $e(t)$ est une tension, $s(t)$ est la tension obtenue aux bornes de la résistance d'utilisation R_U . L'amplificateur de tension dont le rapport entre la sortie et l'entrée est notée A_V est idéal si : $s(t) = A_V e(t)$, mais en général, l'amplificateur représenté par son schéma équivalent d'un quadripôle présente une résistance d'entrée R_e et une résistance de sortie R_S . L'amplification se trouve diminuée en appliquant un diviseur de tension en entrée et en sortie :

$$v_S(t) = A_V \frac{R_e}{R_e + R_g} \times \frac{R_U}{R_U + R_S} v_g(t)$$

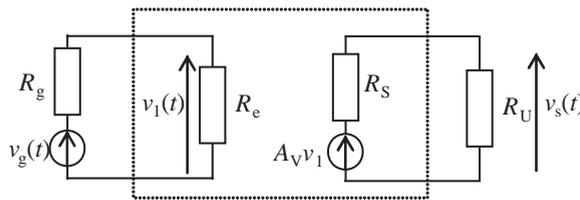


Figure A.12 Schéma équivalent d'un amplificateur en tension

Amplificateur différentiel

Il est souvent nécessaire d'amplifier la différence de deux potentiels non nuls (sortie d'un capteur ou différence entre les potentiels d'un thermocouple). Une structure différentielle permet cette amplification, mais permet aussi :

- d'obtenir un amplificateur large bande
- d'amplifier une tension continue
- d'être à la base des amplificateurs opérationnels
- de réaliser des circuits multiplicateurs (modulation)

Un amplificateur différentiel possède deux entrées distinctes. On porte le potentiel V_e^+ sur l'entrée « + » et le potentiel V_e^- , sur l'entrée « - » avec ($V_e^+ > V_e^-$). La tension de sortie est fonction de la différence $V_e^+ - V_e^-$.

La tension de sortie peut être référencée à la masse ou ne pas l'être, on dit alors que la sortie est flottante. De même l'entrée peut être différentielle ou référencée par rapport à la masse.

La différence de potentiel en sortie est : $U_S = A_C V_C + A_D U_D$

A_C est le gain en mode commun, A_D est le gain en mode différentiel et $U_D = V_e^+ - V_e^-$ est la tension d'entrée en mode différentiel.

On obtient :

$$U_S = A_D U_D \left(1 + \frac{A_C V_C}{A_D U_D} \right) = A_D U_D \left(1 + \frac{1}{\rho} \frac{V_C}{U_D} \right)$$

Le taux de réjection en mode commun : $TRMC = \frac{A_D}{A_C}$ exprime la qualité de l'amplificateur différentiel. Plus le taux de réjection est élevé, meilleur est l'amplificateur. Ce taux s'exprime

souvent en dB. Le taux de réjection de mode commun (TRMC) est :

$$(TRMC)_{dB} = 20 \log \left(\frac{A_D}{A_C} \right)$$

Montage avec transistors NPN : on entre sur les bases B_1 et B_2 des transistors T_1 et T_2 . La sortie est dite différentielle (ou flottante) si on la prend entre les deux collecteurs C_1 et C_2 des deux transistors : $U_S = V_{C1} - V_{C2}$, elle est dite référencée (ou asymétrique) si on la prend entre un collecteur et la masse (généralement entre C_2 et la masse) : $U_S = V_{C2}$.

On voit qu'il n'y a pas de condensateur de liaison à l'entrée. Ce type d'amplificateur peut être utilisé aussi bien en alternatif qu'en continu.

Fonctionnement : les tensions $+V_{CC}$ et $-V_{EE}$ sont souvent symétriques. Quand $V_1 = V_2 = 0$, le potentiel V_E de l'émetteur est voisin de $-0,6$ V. Un courant continu $I_E = I_{C1} + I_{C2}$ est imposé par la source de courant. I_{C1} et I_{C2} qui passent respectivement dans les résistances des collecteurs R_{C1} et R_{C2} sont égaux si les transistors sont identiques.

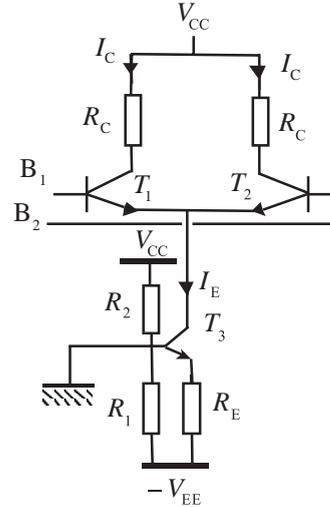


Figure A.13 Amplificateur différentiel à trois transistors NPN

Le tableau suivant donne un récapitulatif des différents modes de fonctionnement :

Tension d'entrée	$V_e^+ = V_e^- = V_c$: mode commun	$V_e^+ = -V_e^- = U_D/2$: mode différentiel
Sortie référencée $V_S = V_{C2}$	$V_S = \frac{R_C g_m}{1 + 2R_E g_m} V_c$ A_{cr}	$V_S = + \frac{R_C g_m}{2} U_D$ A_{DR}
TRMC	$-R_E g_m$	
Sortie flottante $U_S = V_{C1} - V_{C2}$	$U_S = \frac{R_C \Delta g_m}{1 + 2R_E g_m} V_c$ A_{cr}	$U_S = -R_C g_m U_D$ A_D
TRMC	$\frac{2R_E g_m^2}{\Delta g_m}$	

Amplificateur inverseur

Considérons le montage de la figure suivante et supposons que l'amplificateur opérationnel soit idéal. Les potentiels V^+ et V^- sont nuls. Le courant I_1 qui passe dans R_1 est égal au courant I_2 qui passe dans R_2 . Il en résulte :

$$\begin{cases} V_e = R_1 I_1 \\ V_S = -R_2 I_2 \end{cases} \Rightarrow A_V = \frac{V_S}{V_E} = -\frac{R_2}{R_1}, \quad Z_e = R_1 \quad \text{et} \quad Z_S = 0$$

L'amplification est fixée par un rapport de deux résistances externes. Le signe moins de la formule du gain indique une opposition de phase entre la tension de sortie et celle d'entrée, d'où le nom donné à ce montage.

Amplificateur logarithmique

Le montage suivant comporte une simple diode dans le circuit de réaction. Le circuit représente un amplificateur logarithmique. En effet, en petits signaux, le potentiel de la borne négative est pratiquement égal au potentiel de la borne positive qui est la masse.

Le courant I_e qui est injecté par le signal d'entrée passe directement dans la diode. La tension de sortie devient : $V_S = -V_{diode} = -V_D$. Or le courant I_e (qui passe dans la diode) est donné par : $I_e = \frac{V_e}{R} = I_S \left(e^{\frac{qV_D}{kT}} - 1 \right) = I_S \left(e^{-\frac{qV_S}{kT}} - 1 \right)$

I_S est le courant de saturation de la diode. Soit, pour des tensions V_S suffisamment négatives : $|V_S| > \frac{kT}{q}$, on peut négliger le terme « 1 » devant le terme exponentiel.

On obtient une tension de sortie qui est donnée par : $V_S = -\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{V_e}{RI_S} \right)$

Ce montage ne peut fonctionner correctement que dans une plage limitée en tension. On trouve des variantes de ce montage qui font intervenir généralement un transistor pour jouer le rôle de la diode.

Le fait de permuter la résistance et la diode permet d'avoir une tension de sortie qui varie d'une façon exponentielle. Il s'agit d'un amplificateur dit « anti-logarithmique ».

Amplificateur opérationnel

L'amplificateur opérationnel est un composant utilisé pratiquement partout en électronique. Sa constitution interne repose sur un montage différentiel. Les principales caractéristiques d'un amplificateur opérationnel sont :

- l'amplification en boucle ouverte A_{v0} ,
- l'impédance d'entrée Z_e et l'impédance de sortie Z_S ,
- le taux de réjection en mode commun,
- la fréquence de transition f_T ,
- le *slew rate* qui caractérise la vitesse maximale de l'évolution de la sortie.

Caractéristiques en continu

Alimentation : le constructeur indique les tensions d'alimentation « supply voltage » « $+V_{CC}$ » et « $-V_{CC}$ ». Généralement l'alimentation est symétrique, mais certains amplificateurs opérationnels sont conçus pour pouvoir fonctionner aussi bien en symétrique qu'en dissymétrique.

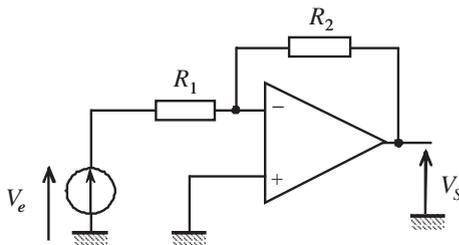


Figure A.14 Amplificateur inverseur

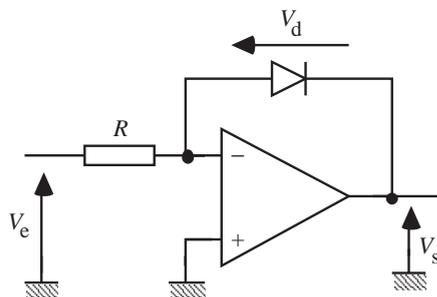


Figure A.15 Amplificateur logarithmique simple à diode

Courants d'entrée : le constructeur indique la valeur moyenne du courant de base « *input bias current* » lorsque la tension de sortie est nulle et indique aussi la différence entre les courants de base I_{OS} pour une tension nulle sous la rubrique « *input offset current* ». La variation de I_{OS} avec la température est le « *input offset current drift* ».

Tension de décalage à l'entrée : pour obtenir une tension nulle avec une entrée à la masse, il faudrait porter sur l'autre une petite tension continue de décalage ou « *input offset voltage* V_{io} ».

La plupart des amplificateurs opérationnels présentent des bornes d'accès aux émetteurs. Ces bornes sont appelées « *balance* » ou « *offset* ».

L'amplification : l'ordre de grandeur du gain différentiel A_D de l'amplificateur opérationnel est assez élevé : de l'ordre de centaines de milliers. Le constructeur donne aussi le rapport de réjection en mode commun A_D/A_C , souvent exprimé en dB.

Résistance d'entrée et de sortie : la résistance d'entrée différentielle est de l'ordre du mégohm. Une capacité parasite des jonctions se trouve aussi à l'entrée et sa valeur est de l'ordre du picofarad. La résistance de sortie de l'amplificateur opérationnel qui est la résistance de sortie du dernier étage est de l'ordre de 75Ω .

Stabilité et compensation en fréquence : puisque l'amplificateur opérationnel possède un gain élevé, il est généralement utilisé avec une contre-réaction et le montage risque d'osciller. Pour éviter l'instabilité, on introduit un condensateur C qui permet une compensation en fréquence. Cela revient à introduire un pôle à une fréquence plus faible que la première fréquence de coupure de l'amplificateur opérationnel, la courbe de l'amplification en fonction de la fréquence coupe l'axe des fréquences à la fréquence de transition f_T .

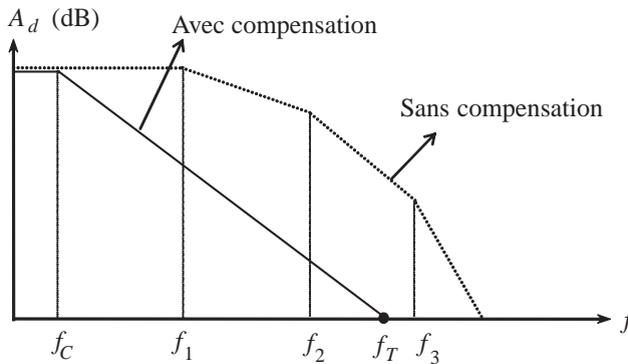


Figure A.16 Réponses en fréquence d'un amplificateur opérationnel avec et sans compensation

Réponse indicielle en grands signaux : la tension de sortie présente des portions sensiblement linéaires dont la pente dV_S/dt est indépendante du gain du montage. Le « *slew rate* » représente la vitesse maximale de variation de la tension de sortie en réponse à un échelon de tension.

Réponse indicielle en petits signaux : d'une manière générale, la réponse indicielle est caractérisée par :

- le temps de montée t_r « *rise time* » : la sortie passe de 10 % à 90 % de la valeur finale
- le dépassement « *overshoot* » que prend la sortie au dessus de la valeur finale

- le temps d'établissement t_s « *settling time* ». C'est le temps nécessaire pour que la tension reste dans l'intervalle égal à la tension finale $\pm 10\%$.

Amplificateur opérationnel idéal : l'amplificateur opérationnel considéré comme idéal se caractérise par :

- un gain en tension différentiel infini $A_D = \infty$
- une très grande impédance d'entrée infinie $Z_E = \infty$
- une impédance de sortie nulle $Z_S = 0$
- une bande passante infinie.

L'amplificateur opérationnel se présente sous la forme d'un amplificateur à entrée différentielle et à sortie unique. L'entrée notée « + » s'appelle l'entrée non inverseuse et l'entrée notée « - » est l'entrée inverseuse qui provoque une opposition de phase entre la sortie et l'entrée.

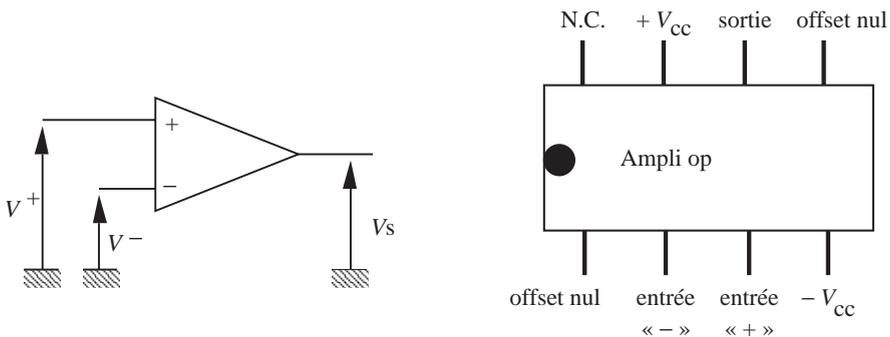


Figure A.17 Schéma symbolique d'un amplificateur opérationnel et son schéma de brochage le plus utilisé

Amplificateur non inverseur

Considérons le montage de la figure suivante. L'amplification est fixée par un rapport de deux résistances externes. La tension de sortie et la tension d'entrée sont en phase et l'amplification est toujours supérieure à l'unité.

$$V^+ = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \times V_S \quad (i^+ = i^- = 0) \quad \text{et} \quad V^- = V_E$$

$$\text{d'où} \quad A_V = \frac{V_S}{V_E} = 1 + \frac{R_2}{R_1}, \quad Z_e = \infty \quad \text{et} \quad Z_S = 0$$

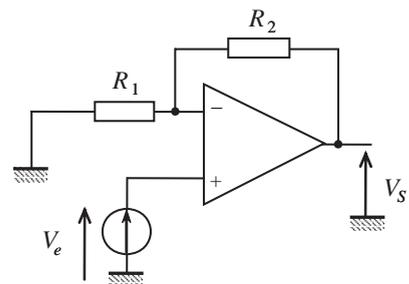


Figure A.18 Amplificateur non inverseur

Analogique

L'électronique analogique concerne la partie consacrée aux grandeurs qui varient continûment en fonction du temps. C'est le cas des amplificateurs à transistors, des filtres actifs ou passifs, de la modulation en fréquence ou en amplitude...

Anode (voir diode)

Angle critique (voir fibre optique)

Angle d'allumage ou de conduction (voir thyristor)

Angle d'incidence (voir fibre optique)

Angle de perte (voir condensateur et bobine)

Antenne

Une antenne est un dispositif qui assure la transition entre une ligne de transmission ou un guide d'ondes et l'espace libre dans lequel ces ondes vont se propager, ou inversement (réception d'ondes). C'est un collecteur d'ondes hertziennes, mais aussi un créateur d'ondes. Une antenne peut fonctionner sur une plage étendue de fréquences, dans ce cas l'antenne est dite aperiodique et présente une bande passante large, mais une antenne peut aussi présenter une fréquence préférentielle, l'antenne est dite accordée.

L'impédance ramenée par l'antenne doit être égale à l'impédance caractéristique Z_t de la ligne de transmission, une antenne adaptée à l'émission l'est aussi à la réception et *vice versa*.

Cas d'un fil : prenons un fil électrique rectiligne isolé de longueur ℓ , l'antenne classique est l'antenne en quart d'onde ($\ell = \lambda/4$) avec un ventre de potentiel et un nœud de courant à l'une des extrémités et à l'autre extrémité un ventre de courant et un nœud de potentiel.

Rayonnement : la répartition dans l'espace de l'énergie rayonnée est caractérisée par le diagramme de rayonnement. On prend le cas simple d'un doublet constitué d'un fil mince d'une longueur faible ℓ . On suppose que le courant est sinusoïdal. Au point M distant de d par rapport à l'antenne, un champ électrique et un champ magnétique sont créés. Si $d \gg \ell$, on a :

$$E_\theta = \frac{j}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\ell I \sin(\theta)}{\lambda d} e^{-2\pi j d/\lambda}$$

$$H_\phi = j \frac{I \ell}{2} \sin(\theta) \frac{e^{-j 2\pi d/\lambda}}{\lambda d}$$

ℓ est la longueur du doublet.

I est le courant dans le doublet.

ϵ est la constante diélectrique du milieu.

μ représente la perméabilité du milieu.

λ est la longueur d'onde.

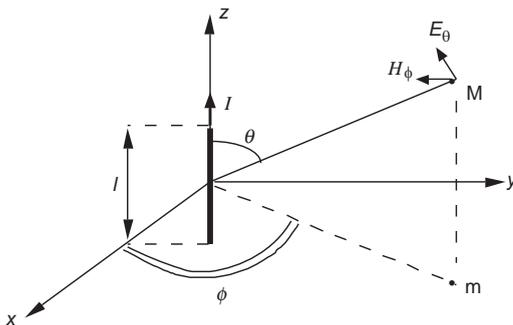


Figure A.19 Vue en perspective du champ électrique E et du champ magnétique H

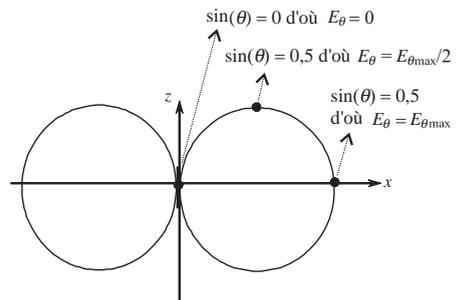


Figure A.20 Vue en coupe de la variation du champ électrique E dans l'espace

E_θ est la composante tangentielle du champ, elle est normale à la direction de propagation et située dans le plan contenant le doublet.

H_ϕ est la composante tangentielle du champ magnétique normale à la fois à E_θ et à la direction de propagation.

Cas du vide : l'expression $\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 120\pi$ représente l'impédance caractéristique du milieu, on obtient :

$$E = E_\theta = j60\pi I \sin(\theta) \frac{e^{-j\frac{2\pi d}{\lambda}}}{\lambda d} \quad \text{et} \quad H = H_\phi = j\frac{I}{2} \sin(\theta) \frac{e^{-j\frac{2\pi d}{\lambda}}}{\lambda d}$$

Le champ électrique et le champ magnétique sont en phase dans le temps. Il s'agit d'une onde de progression plane. Le diagramme de rayonnement peut être déterminé à partir des formules précédentes, il s'agit d'une sphère dont une vue en coupe de la variation de E dans l'espace est donnée à la figure suivante. La puissance rayonnée est donnée en utilisant le vecteur de Poynting Π :

$$\Pi = E/H, \text{ soit : } \Pi = E \times \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E = \epsilon v E^2 = \frac{E^2}{120\pi} \text{ en W/m}^2$$

La vitesse de propagation des ondes est v . Dans le cas du vide, on a :

$$E = \frac{5,5}{d \text{ (en km)}} \sqrt{P_0 \text{ (en watt)}} \quad \text{en mV/m, avec : } P_0 = 4\pi d^2 \epsilon v E^2$$

Pour obtenir à la même distance d et dans une direction déterminée le même champ avec une autre antenne directive, il faudra fournir à cette antenne une puissance P . On appelle g , le gain maximal obtenu dans la direction de rayonnement de cette antenne. Cette notion résulte de la comparaison de l'antenne étudiée et d'une antenne omnidirectionnelle qui peut théoriquement rayonner avec la même intensité dans toutes les directions.

$$g = \frac{P}{P_0}, \quad \text{le gain en décibel est : } G = 10 \log_{10} \left(\frac{P}{P_0} \right) \text{ en dB}$$

Surface équivalente de réception : la puissance recueillie dépend essentiellement de l'orientation de l'antenne et de l'adaptation du récepteur. On suppose que la puissance recueillie est la puissance maximale. Cette puissance peut être exprimée en utilisant une surface d'absorption que l'on appelle surface équivalente de réception S de l'antenne. Si l'on appelle A la densité de puissance par unité de surface à l'endroit où se trouve l'antenne de réception, la puissance recueillie est : $P_r = SA$.

Résistance de rayonnement : une antenne d'émission rayonne de l'énergie réelle, on peut donc assimiler l'antenne à une résistance de rayonnement R . Or le courant change d'un point à l'autre en hyperfréquence, dans le cas d'un doublet, on préfère utiliser la résistance de rayonnement R_0 correspondante au maximum de courant :

$$R = \frac{P_{\text{totale rayonnée}}}{I^2} \quad \text{et} \quad R_0 = \frac{P_t}{I_{\text{max}}^2}$$

Impédance à la base : c'est l'impédance que présente l'antenne à la ligne qui l'excite. Dans le cas d'un doublet, l'impédance de base est confondue avec la résistance de rayonnement :

$$Z = R_0 = 80\pi^2 \frac{\ell^2}{\lambda^2}, \quad \ell \text{ est la longueur de l'antenne}$$

Anti-repliement (filtre)

En traitement du signal numérique, avant d'échantillonner le signal analogique, on peut être amené, si le spectre du signal est large, à utiliser un filtre anti-repliement. Il s'agit d'un filtre passe-bas qui permet d'atténuer le signal de manière à avoir, à la fréquence égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, une valeur du signal inférieure à la dynamique (*quantum*) du convertisseur analogique-numérique qui suit l'échantillonnage. De cette façon, on évite le repliement du spectre en bande de base (voir échantillonnage). Ces filtres sont donc placés avant l'échantillonnage du signal analogique.

$$G_{ab}(f = 0,5 f_e) = 20 \log \left(\frac{q}{V_{réf}} \right)$$

Pour toutes les fréquences supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, l'atténuation du filtre augmentant, leurs amplitudes seront ramenées à une valeur inférieure à un *quantum* du convertisseur analogique-numérique.

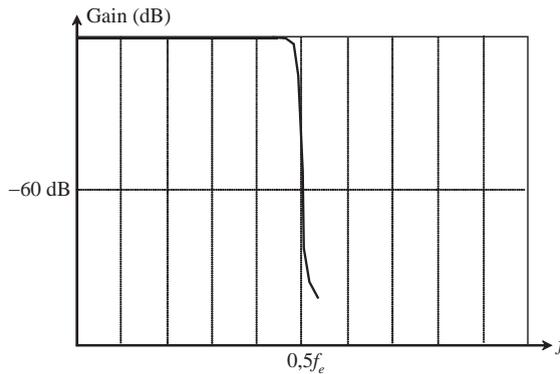


Figure A.21 Exemple d'une réponse d'un filtre anti-repliement

Argument (voir phase)

Asservissement

Souvent, dans un processus industriel ou dans des procédés complexes, on doit contrôler les paramètres physiques (vitesse, phase, position, débit, température...). On est amené à concevoir des dispositifs dans lesquels un capteur rend compte de la situation de la grandeur concernée en sortie.

La sortie S doit s'aligner sur la consigne E . La sortie d'erreur obtenue en sortie du comparateur est injectée sur un correcteur qui agit sur le système.

Quand la grandeur de sortie suit une consigne qui varie en fonction du temps à l'entrée, on utilise le terme asservissement. Quand la consigne en entrée est constante, on utilise le terme régulation.

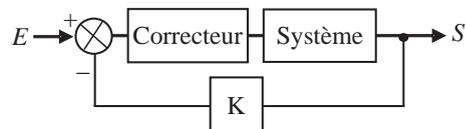


Figure A.22 Schéma-bloc d'un système asservi simple

Astable (multivibrateur)

Un multivibrateur astable est un générateur de tension rectangulaire périodique évoluant entre deux états stables appelés état haut et état bas. Le principe utilise un *trigger de Schmitt* intégré ou réalisé en utilisant un amplificateur opérationnel (ou comparateur rapide).

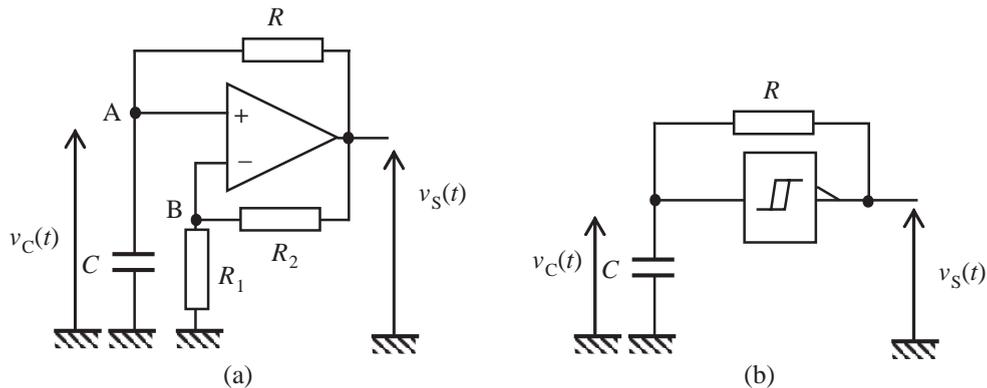


Figure A.23 Multivibrateur astable à amplificateur opérationnel (a) et à trigger de Schmitt (b)

Le pont diviseur formé par R_1 , R_2 donne une réaction positive. La borne inverseuse est reliée au pont R , C . On suppose qu'à l'instant t initial, la tension de sortie du comparateur est $+V_{sat}$. Le potentiel du point B est :

$$V_B = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_{sat} ; V_{sat} \text{ est la tension de saturation de l'amplificateur opérationnel.}$$

Le condensateur C se charge avec une constante de temps $\tau = RC$. Quand le potentiel V_A dépasse V_B , le circuit bascule : $V_S = -V_{sat}$; le condensateur C se décharge à travers R . V_A diminue jusqu'à devenir inférieur à V_B , ce qui provoque un nouveau basculement du circuit. La période du signal rectangulaire ainsi réalisé est :

$$T = 2RC \text{ Ln} \left(1 + \frac{2R_1}{R_2} \right)$$

Pour l'astable utilisant un trigger de Schmitt, la période est :

$$T = 2RC \text{ Ln} \left(\frac{V_{DD} - V_{IL}}{V_{DD} - V_{IH}} \right)$$

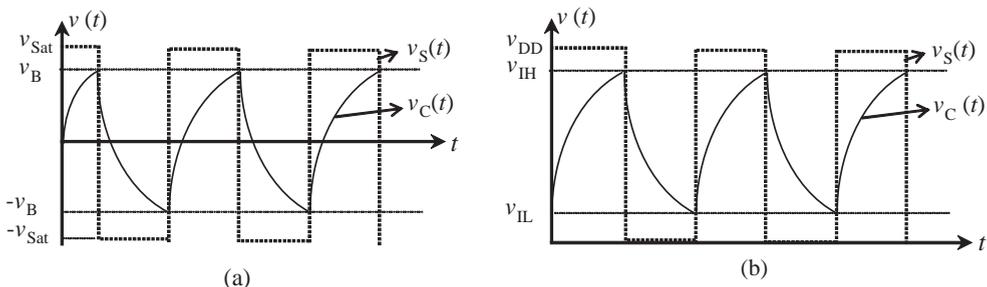


Figure A.24 Variations de la tension de sortie et de la tension aux bornes du condensateur dans le cas de l'astable à amplificateur opérationnel (a) et à trigger de Schmitt (b)

On peut utiliser un *Timer* 555 et même des portes logiques. Dans ce cas, les diodes et les deux résistances permettent d'avoir un rapport cyclique différent de 0,5.

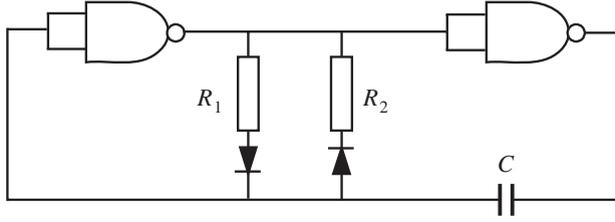


Figure A.25 Multivibrateur astable à portes logiques avec possibilité de varier le rapport cyclique

Asynchrone (machine, moteur)

Une machine asynchrone est un convertisseur réversible qui peut fonctionner soit en moteur, soit en génératrice (alternateur). Dans le cas d'un moteur, la fréquence de rotation est imposée par la fréquence f du courant alternatif qui alimente le moteur. On distingue :

- le stator (inducteur), qui représente la partie fixe de la machine et qui est constitué d'un certain nombre de paires d'encoches p . Les conducteurs, placés dans les encoches, sont associés pour former trois enroulements qui seront alimentés par un réseau triphasé. Puisque le déphasage entre les 3 phases est de $2\pi/3$, le bobinage crée donc un champ tournant autour de l'axe du moteur. Ce champ est à répartition sinusoïdale comportant $2p$ pôles. La vitesse Ω_S est donnée par : $\Omega_S = 2\pi f / p$ exprimée en tours par seconde et parfois en tours par minute.
- le rotor (induit), qui représente la partie qui tourne du moteur, est constitué soit d'un ensemble de barres conductrices (logées dans un empilement de tôles) dont les extrémités sont en court-circuit (rotor en court-circuit) ou rotor à cage d'écureuil, soit d'un ensemble de bobinages logés dans les encoches du rotor (rotor bobiné). On trouve des rotors bipolaires (deux pôles) ou multipolaires (plusieurs pôles).
- l'entrefer, qui est constitué de l'espace qui sépare le rotor du stator.

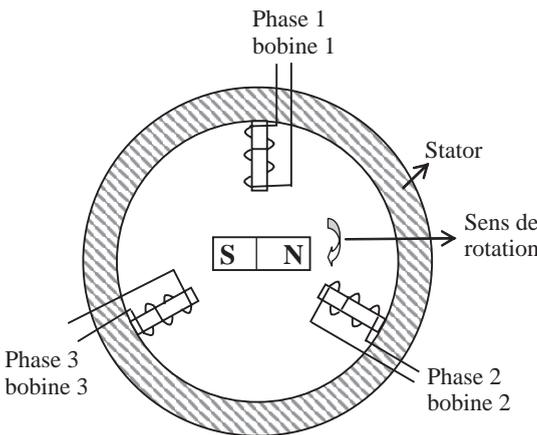


Figure A.26 Principe simplifié : 3 bobines (6 pôles) au stator et deux pôles au rotor

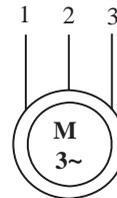


Figure A.27 Symbole d'un moteur asynchrone à cage d'écureuil



Figure A.28 Symbole d'un moteur asynchrone à rotor bobiné

Principe. Un courant électrique triphasé crée à l'intérieur du stator (partie fixe) un champ magnétique tournant. Si l'on place un aimant au milieu qui joue le rôle du rotor, l'aimant, en cherchant à s'aligner sur ce champ magnétique, provoque la rotation du rotor (arbre moteur). Il tournerait à la vitesse de synchronisme $\Omega_S = 2\pi f/p$. C'est comme si l'on avait un moteur synchrone. Si l'on remplace l'aimant par une masse magnétique conductrice constituée par un rotor en court-circuit ou un rotor bobiné, sous l'action du champ tournant, des forces électromotrices sont induites dans les conducteurs rotoriques, qui seront de ce fait parcourus par des courants induits (courants de Foucault), réagissent avec le champ et font tourner le rotor à une vitesse Ω presque égale à celle du champ magnétique, mais toujours inférieure à celle-ci. On dit qu'il y a glissement g par rapport au champ tournant. Ce glissement dépend de la charge et augmente légèrement avec celle-ci. On parle alors de freinage du moteur.

$$g = \frac{\Omega_S - \Omega}{\Omega_S} \Omega_S$$

Asynchrone (système séquentiel)

Un système *séquentiel* dont les états des sorties (ou de la sortie) dépendent de la séquence des combinaisons précédentes des entrées et de son état initial est dit asynchrone, si les sorties évoluent spontanément à la suite d'un changement de configuration des variables d'entrée. Cette évolution ne dépend que de la succession d'états transitoires dont le nombre et la durée peuvent être variable.

Atome

L'atome est un composant de la matière, défini comme la plus petite partie d'un corps simple pouvant se combiner avec une autre. Plusieurs modèles ont été développés.

Modélisation

Le modèle de Bohr permet de comprendre l'essentiel sur les interactions entre atomes, surtout dans le domaine des *semi-conducteurs*. Dans ce modèle, l'atome est composé d'un noyau chargé positivement (il s'agit d'un assemblage de protons et de neutrons qui constituent les nucléons), et d'électrons tournant autour (on parle d'un nuage électronique), les rayons des orbites des électrons ne pouvant prendre que des valeurs bien précises.

Cette vision permet de comprendre pourquoi les atomes absorbent ou émettent seulement certaines longueurs d'ondes (ou couleurs) de lumière ou de rayons X. En effet, les électrons ne pouvant tourner que sur des orbites définies, le saut d'une orbite à une autre se fait en absorbant ou en émettant une quantité déterminée d'énergie (*quantum*). Les atomes sont classés dans un tableau universel connu sous le nom de tableau de classification périodique.

Extrait du tableau de classification périodique des éléments

	III	IV	V	
	5 B (Bore)	6 C (Carbone)	7 N (Azote)	
	13 Al (Aluminium)	14 Si (Silicium)	15 P (Phosphore)	16 S (Soufre)
30 Zn (Zinc)	31 Ga (Gallium)	32 Ge (Germanium)	33 As (Arsenic)	34 Se (Sélénium)
48 Cd (Cadmium)	49 In (Indium)	50 Sn (Étain)	51 Sb (Antimoine)	

Niveaux d'énergie d'un atome isolé

Considérons un atome isolé : les électrons qui gravitent autour du noyau ne peuvent occuper que certains niveaux d'énergie autorisés, définis par la mécanique quantique.

Chacun de ces niveaux d'énergie quantifiés ne peut être occupé que par 2 électrons de *spin* opposé (principe d'exclusion de Pauli). Le remplissage des électrons se fait donc par couches ; sur chacune de ces couches, les niveaux d'énergie des électrons sont très proches les uns des autres. Dans la couche *n*, il existe ainsi *n*² niveaux d'énergie possible, pouvant recevoir chacun 2 électrons sur lui même). Il peut donc y avoir *2n*² électrons par couche. L'atome de silicium est ainsi représenté en figure A29.

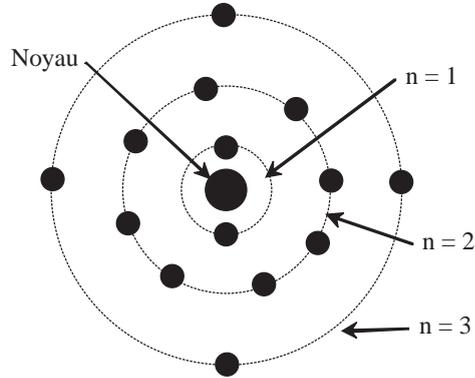


Figure A.29 Atome isolé de silicium

Audiofréquences

Une fréquence est qualifiée de fréquence audio si elle appartient à la partie de la bande des fréquences audibles utilisées pour la transmission ou la reproduction des sons. Les limites de la bande des audiofréquences s'étendent en réalité entre 20 Hz et 20 kHz. Mais souvent cette bande dépend du système de transmission ou de reproduction considéré, par exemple 300-3 400 Hz pour la téléphonie usuelle et 40-15 000 Hz pour des transmissions sonores de haute qualité dans le domaine de la modulation de fréquence (HI-FI). Pour les Compacts Discs, on utilise toute la gamme jusqu'à 20 kHz.

Le terme « audiofréquence » ou « audio » qualifie également un organe électrique dont la bande passante est la bande des audiofréquences du système considéré.

Autotransformateur (voir transformateur)

Avalanche (voir diode, Zener)

Avance de phase (voir déphasage)

Avance de phase (circuit à)

Souvent lorsque l'on utilise un asservissement d'un montage ou d'un moteur électrique, pour éviter les oscillations parasites et les instabilités, on peut être amené à corriger le système asservi en lui garantissant une marge de phase suffisante. En pratique, la correction peut se faire en pratiquant une compensation par avance de phase. Un exemple pratique est

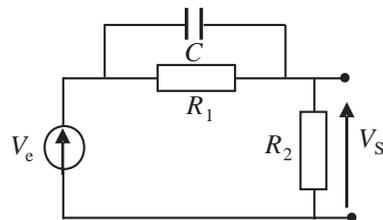


Figure A.30 Exemple d'un circuit à avance de phase

donné par le montage de la figure A30. La fonction de transfert est :

$$H(p) = \frac{V_S}{V_e} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \times \frac{1 + R_1 C p}{1 + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C p}$$

$$H(p) = \frac{1}{K} \times \frac{1 + K \tau p}{1 + \tau p} \quad \text{avec : } K = \frac{R_1 + R_2}{R_2} \quad \text{et } \tau = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C$$

Le déphasage varie en fonction de la pulsation ω (ou de la fréquence f) :

$$\varphi(\omega) = \text{Arctg} \left(\frac{\omega \tau (K - 1)}{1 + K \tau^2 \omega^2} \right)$$

ANB

B (amplificateur classe)

Un amplificateur de tension classe B est souvent un amplificateur à transistors bipolaires (à effet de champ : FET ou des MOSFET). Cet amplificateur sert souvent comme dernier étage d'une chaîne en vue d'obtenir une puissance en sortie élevée.

Pour réaliser un amplificateur en classe B, on utilise une paire de transistors complémentaires. Il s'agit d'un transistor NPN et d'un transistor PNP qui ont tous les deux les mêmes caractéristiques. La polarisation des transistors est fournie par une alimentation $+V_{CC}$ et $-V_{CC}$.

Le transistor T_1 n'est conducteur que pendant l'alternance positive de la tension d'entrée (une demi-période), le point de repos situé sur la droite de charge est le point B (point de blocage) tel que $I_C = 0$ et $V_{CE} = V_{CC}$. Ce montage est connu sous le nom de montage en *push-pull*.

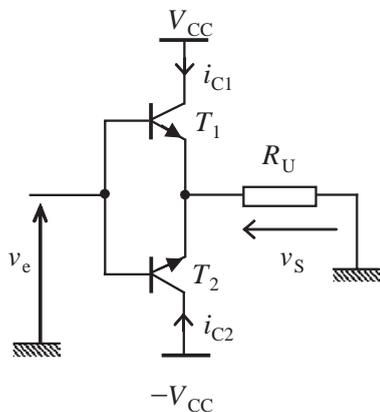


Figure B.1 Montage simple d'un amplificateur en classe B

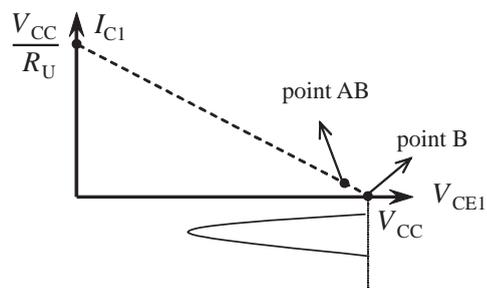


Figure B.2 Droite de charge dynamique du transistor T_1 et point de polarisation

Chaque transistor fonctionne pour l'alternance qui le concerne comme un montage collecteur commun. L'amplification en tension et l'impédance d'entrée sont :

$$A_v \approx 1 ; Z_e \approx \beta R_U \quad \text{et} \quad \eta_{\text{Max}} = \frac{P_{\text{Utile}}}{P_{\text{Fournie}}} = \frac{\pi}{4} \approx 78,5 \%$$

Le rendement en puissance est relativement élevé puisque l'on peut atteindre 78,5 % lorsque l'amplitude maximale de la tension d'entrée est égale à V_{CC} . Mais le problème essentiel de ce montage est son taux de distorsion élevé. En effet, lorsque la tension d'entrée est inférieure à 0,6 ou 0,7 volt, la jonction base-émetteur n'est pas polarisée et pratiquement aucun courant ne circule en sortie. On a donc une distorsion de croisement (la sortie ne reproduit pas l'entrée).

La solution consiste à prépolariser les transistors en prenant, sur la droite de charge pour le transistor NPN, le point AB au lieu du point B. De cette façon, on élimine la distorsion de croisement, mais les transistors vont consommer de la puissance et les résistances des bases dissipent aussi une partie de la puissance. Le rendement devient donc inférieur à celui obtenu avec un montage en classe B.

Plusieurs solutions se présentent pour la polarisation. On peut utiliser deux résistances et deux diodes qui doivent avoir théoriquement les mêmes tensions seuils V_{BE0} que les jonctions bases-émetteurs des transistors.

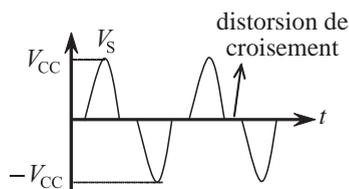


Figure B.3 Mise en évidence de la distorsion de croisement

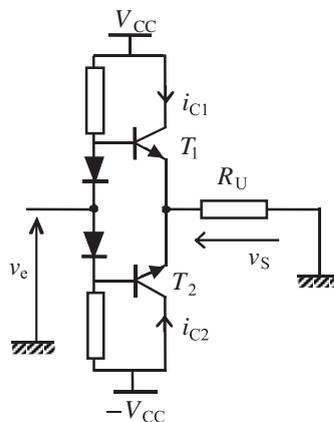


Figure B.4 Exemple d'un amplificateur en classe AB

Bande de base (Transmission en)

Les méthodes de transmission sont liées aux caractéristiques du canal de transmission qui se comporte souvent comme un filtre *passé-bas* ou *passé-bande*. Lorsque le spectre des données à émettre n'est pas décalé autour d'une fréquence porteuse f_0 , il reste centré autour de l'origine (fréquence nulle), on parle alors de transmission en bande de base. Le codage en ligne est la conversion du message numérique 0 ou 1 (si l'on se limite au binaire) en un message électrique appliqué au canal de transmission.

Bande de Carson

La modulation de fréquence s'effectue avec une excursion en fréquence Δf constante ; dans ces conditions, le spectre est d'autant plus large que la fréquence du signal modulant est basse.

La bande de fréquence étant infinie, les raies latérales les plus éloignées peuvent être supprimées. On admet généralement qu'une perte de puissance égale à 2 % provoque des distorsions acceptables. Cela constitue la règle de Carson.

La bande de Carson est valable uniquement pour un signal modulant sinusoïdal de fréquence f .

$$B = 2(m + 1)f = 2 \left(\frac{\Delta f}{f} + 1 \right) f = 2(f + \Delta f)$$

La règle de Carson peut se simplifier dans les deux cas suivants :

- $m \ll 1$. Le spectre se réduit à la porteuse avec deux raies latérales. Il s'agit de la modulation de fréquence à bande étroite.
- $m \gg 1$. La bande de Carson devient pratiquement égale à $2\Delta f$ et comporte un grand nombre de raies. Il s'agit de la modulation de fréquence à large bande.

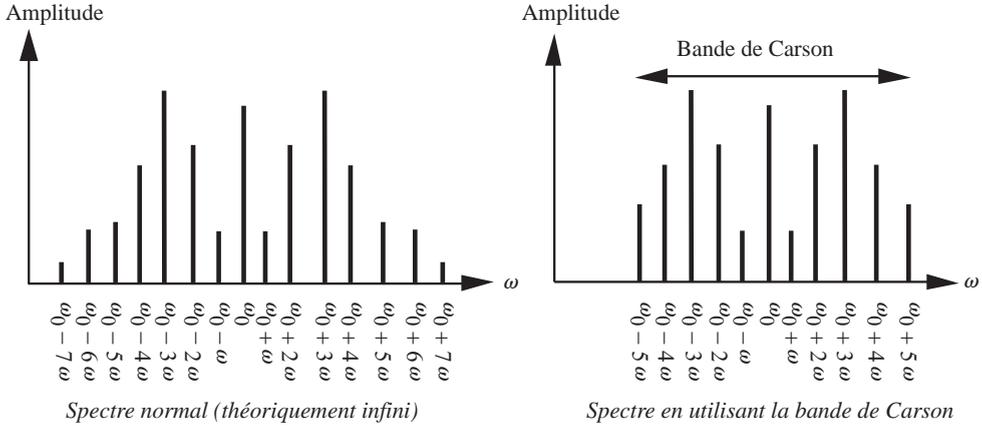


Figure B.5 Exemple d'un spectre normal et d'un spectre de Carson pour $m = 4$

On peut donner par exemple, dans le cas de la figure B.5, pour $m = 4$, l'amplitude des bandes latérales ramenées à l'amplitude de la porteuse non modulée (amplitude réduite).

Tableau B.1 Amplitude réduites des raies, cas pour $m = 4$

Rang de la bande	Porteuse	bande (1)	bande (2)	bande (3)	bande (4)	bande (5)	bande (6)	bande (7)
Amplitude réduite	0,3971	0,0661	0,3641	0,4302	0,2811	0,1321	0,0491	0,0512

Remarques :

- un indice de modulation $m_1 > m_2$ implique une bande $B_1 > B_2$
- pour une même excursion de fréquence, le nombre de raies augmente pour une fréquence du signal modulant plus faible.
- en radiodiffusion, l'excursion en fréquence normalisée étant de 75 kHz, la fréquence maximale du signal modulant est égale à 15 kHz, la bande de Carson est de 180 kHz.

Bande passante

En électronique, on utilise souvent des *filtres*. Or, un filtre passe-bas idéal par exemple, laisse passer sans atténuation et sans déphasage, toutes les fréquences, de la fréquence nulle à la fréquence de coupure (bande passante) et atténuée (atténuation infinie) toutes les fréquences supérieures à cette fréquence (bande atténuée). Tout système électronique se comporte comme un filtre.

Or, il est impossible de réaliser des filtres réels à réponses idéales. L'atténuation A exprime la perte du signal de sortie et s'exprime généralement en décibels (dB).

$$A_{dB} = 10 \log \left(\frac{P_{S \max}}{P_S} \right) = 20 \log \left(\frac{V_{S \max}}{V_S} \right)$$

La définition de la bande passante découle directement du rapport de la puissance maximale obtenue en sortie $P_{S \max}$ sur la puissance délivrée en sortie P_S . La (ou les) fréquence(s) à mi-puissance est (sont) identique(s) à la (les) fréquence(s) pour laquelle (lesquelles) l'amplification en tension est égale à 0,707 fois l'amplification maximale. Cette fréquence est appelée *fréquence de coupure*. On trouve une fréquence de coupure haute, une fréquence de coupure basse ou les deux en même temps. La fréquence de coupure est donc la fréquence qui correspond à une atténuation de 3 dB ou, si l'on trace la courbe de Bode (voir Bode), une variation du gain de -3 dB.

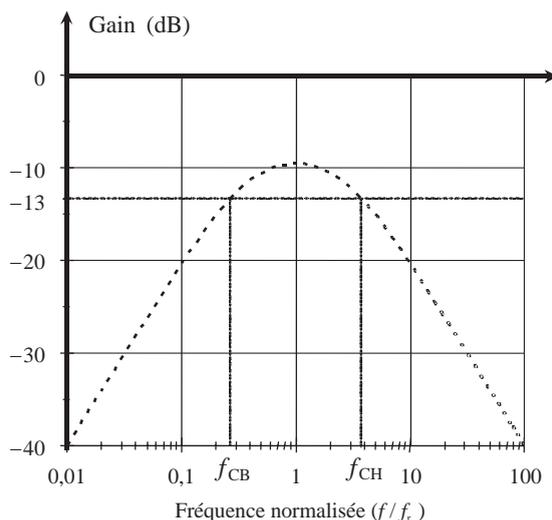


Figure B.6 Exemple d'une courbe de Bode avec deux fréquences de coupures

En utilisant les notions de fréquence de coupure haute f_{CH} et fréquence de coupure basse f_{CB} , la bande passante devient :

$$BP = f_{CH} - f_{CB} = \frac{f_r}{Q}$$

f_r représente la moyenne géométrique de f_{CB} et f_{CH} . Q représente le coefficient de qualité du montage.

Base commune (amplificateur)

Un amplificateur de tension dit base commune est un amplificateur à transistor bipolaire qui fournit une amplification en tension élevée avec une amplification en courant maximal égal à 1. L'impédance d'entrée étant faible, ce genre d'amplificateur relativement peu utilisé sert souvent en hautes fréquences lorsque la source de tension possède une résistance de sortie faible et lorsque l'on cherche à avoir une adaptation d'impédance pour éviter les *réflexions* multiples.

Pour réaliser l'amplificateur base commune, on utilise le montage illustré à la figure B.7. Le transistor NPN est polarisé par une alimentation $+V_{CC}$. Le signal d'entrée est injecté à l'émetteur à travers un condensateur de liaison et la sortie est prélevée à travers un condensateur de liaison sur le collecteur du transistor. La base qui n'est pas utilisée ni en entrée, ni en sortie, joue en alternatif le rôle d'une borne commune reliée à la masse.

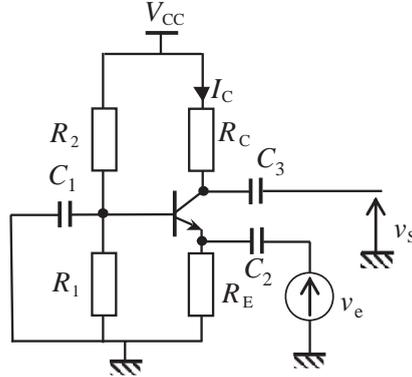


Figure B.7 Montage base commune

L'amplification en tension est la même que celle obtenue pour un émetteur commun, mais sans l'inversion de la phase :

Si $R_E \gg r_{BE}$ avec : $r_{BE} = \frac{KT/q}{I_{C0}} \approx \frac{26 \text{ mV}}{I_{C0}}$

$$A_v = \frac{V_S}{V_e} = \frac{V_C}{V_E} = \frac{i_C R_C}{i_e \left(\frac{R_E r_{BE}}{R_E + r_{BE}} \right)} \approx \frac{R_C}{r_{BE}}$$

La résistance d'entrée R_e , la résistance de sortie R_s , l'amplification en tension, l'amplification en courant et l'amplification en puissance sont :

$$R_e = \frac{V_e}{i_e} \approx r_{BE} ; \quad R_s = \frac{V_S}{i_C} \approx R_C ; \quad A_i = \frac{i_C}{i_e} \approx 1 \quad \text{et} \quad A_P = A_V A_i \approx A_V$$

- Bande de conduction (voir semi-conducteur)
- Bande d'énergie (voir semi-conducteur)
- Bande latérale atténuée (voir modulation AM)
- Bande latérale unique (voir modulation AM)
- Bande de valence (voir semi-conducteur)
- Base (voir transistor bipolaire)
- Bascules (astable, bistable et monostable)
- Barrière de potentiel (voir jonction PN)

Bascule

Lorsque l'état de sortie d'un opérateur dépend non seulement de la combinaison appliquée à l'entrée mais aussi de l'état précédent du circuit, on parle de circuits séquentiels qui possèdent un effet *mémoire*. On utilise alors des portes logiques classiques bouclées sur les sorties. Ces circuits sont appelés des bascules. En réalité, une bascule est un circuit intégré doté d'une ou deux sorties et d'une ou plusieurs entrées. Ce qui différencie les bascules des circuits logiques combinatoires (voir combinatoire) c'est que la sortie maintient son état, même après disparition du signal de commande.

Bascule D

Une bascule D élémentaire est réalisée à partir d'une bascule JK à laquelle on a ajouté un inverseur entre les entrées J et K. On appelle D (*data*) l'unique variable en entrée. La bascule la plus simple possède une entrée D et une entrée horloge CK (*clock*) : dans ce cas, les changements d'états ont lieu au moment des fronts descendants de l'horloge. La table de vérité devient :

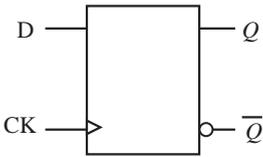


Figure B.8 Symbole d'une bascule D

CK	D	Q_{n+1}	$\overline{Q_{n+1}}$
0	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
1	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
↓	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
↑	0	0	1
↑	1	1	0

Figure B.9 Table de vérité de la bascule D

CK	D	Q_{n+1}	$\overline{Q_{n+1}}$
0	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
1	x	D	\overline{D}
↑	0	0	1

Figure B.10 Table de vérité de la bascule D à verrouillage

On trouve aussi des bascules D à verrouillage (*D-latch*). Il s'agit d'une bascule D synchrone. Très utilisées dans les compteurs, les bascules D sont à déclenchement sur front d'horloge. La sortie Q , recopie la valeur de la donnée D, ici lorsque CK est à 1. Lorsque CK est à 0, la valeur en Q est mémorisée, la bascule est verrouillée.

Bascule JK

Une bascule JK élémentaire est réalisée à partir d'une bascule RS. Les états de J et K qui entraînent un changement de la sortie Q sont :

$K = 1, J = 0$: mise à zéro de Q ; $K = 0, J = 1$: mise à un de Q

$K = J = 0$: mémorisation de Q ; $K = J = 1$: diviseur par 2 « *mode bascule* »

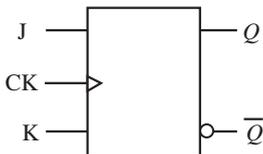


Figure B.11 Symbole d'une bascule JK

J	K	Q_{n+1}
0	0	Q_n
0	1	0
1	0	1
1	1	$\overline{Q_n}$

Figure B.12 Table de vérité de la bascule JK

CK	J	K	Q_{n+1}	$\overline{Q_{n+1}}$
0	x	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
1	x	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
↓	x	x	Q_n	$\overline{Q_n}$
↑	0	0	Q_n	$\overline{Q_n}$
↑	0	1	0	1
↑	1	1	$\overline{Q_n}$	Q_n

Figure B.13 Table de vérité de la bascule JK

Dans les bascules qui déclenchent sur un front actif du signal d'horloge les entrées de commande synchrone, J et K, doivent rester stables, durant un temps minimal spécifié par le constructeur. La structure maître-esclave évite cette contrainte. Elle est composée de deux bascules JK, câblées l'une à la suite de l'autre, mais avec une commande d'horloge complémentaire.

La bascule maître reçoit les informations d'entrée sur le front actif du signal d'horloge. La bascule esclave recopie la bascule maître sur le front opposé de l'horloge.

Bascule RS

Le circuit le plus connu parmi les bascules est la bascule RS (*Reset* et *Set*). On trouve des bascules qui utilisent des opérateurs NON-ET, NON-OU et même des bascules RSH qui sont synchronisées sur les impulsions d'une horloge H. Le principe de fonctionnement de la bascule RS est :

- mise à 1 de S (Set) : la sortie Q passe à 1
- mise à 1 de R (Reset) : la sortie Q passe à 0
- R = S = 0 : maintien de l'état précédent des sorties.

Le schéma de la figure B.13 concerne une bascule à opérateurs NON-ET et la table de vérité est donnée à la figure B.14. Noter que l'état Q_n représente l'état précédant l'application de l'impulsion et Q_{n+1} représente l'état qui suit l'impulsion.

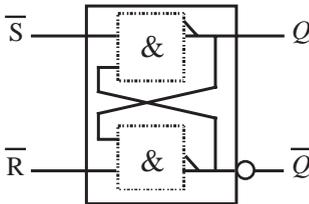


Figure B.14 Bascule RS à portes NON-ET

\bar{R}	\bar{S}	Q_{n+1}	\bar{Q}_{n+1}	État
0	0	xx	xx	interdit
0	1	0	1	mise à 0
1	0	1	0	mise à 1
1	1	Q_n	\bar{Q}_n	mémoire

Figure B.15 Table de vérité de la bascule RS

Une bascule RSH est une bascule RS à laquelle est rajoutée une troisième entrée notée CK pour désigner l'horloge (*clock*) :

- si l'horloge est à l'état haut : CK = 1, la bascule répond normalement comme indiqué auparavant dans la table de vérité
- si l'horloge est à l'état bas : CK = 0, la bascule maintient son état précédent et ceci quels que soient les niveaux appliqués aux entrées R et S.

Bessel (filtre de)

Les filtres de Bessel sont des filtres polynomiaux à phase linéaire pour lesquels le critère d'optimisation est la régularité du temps de propagation de groupe dans la bande passante. Le principe tient dans l'approximation de l'expression e^{-tP} avec t égal à 1. Pour que le signal de sortie $s(t)$ ne subisse pas de déformation par le filtre, il faut que ce dernier ait, dans la bande passante, une réponse en amplitude constante et un déphasage φ proportionnel à la pulsation. Dans ce cas, le temps de propagation de groupe serait constant.

$$\text{Temps de propagation de groupe : } \tau = \frac{d\varphi}{d\omega}$$

Fonction de Bessel

Le temps de propagation de groupe d'un filtre ayant une fonction de transfert $H(j\omega) = e^{-j\omega\tau}$ est égal à τ . Dans le cas particulier $\tau = 1$ seconde, $H(p)$ devient égale à e^{-p} :

$$H(p) = e^{-p} = \frac{1}{\frac{e^p + e^{-p}}{2} + \frac{e^p - e^{-p}}{2}} = \frac{1}{\text{ch}(p) + \text{sh}(p)}$$

$$\text{Or : } \text{ch}(p) = 1 + \frac{p^2}{2!} + \frac{p^4}{4!} + \dots + \frac{p^{2n}}{(2n)!} \quad \text{sh}(p) = p + \frac{p^3}{3!} + \frac{p^5}{5!} + \dots + \frac{p^{(2n+1)}}{(2n+1)!}$$

On développe $\text{cth}(p)$ et en limitant le développement à l'ordre n , on obtient pour $n = 3$:

$$\text{cth}(p) = \frac{1}{p} + \frac{1}{\frac{3}{p} + \frac{1}{\frac{5}{p}}} = \frac{15 + 6p^2}{15 + p^3}$$

Fonction de transfert

Par identification, on trouve $\text{ch}(p) = 15 + 6p^2$ et $\text{sh}(p) = 15p + p^3$. La fonction de transfert précédente $e^{-p\tau}$ peut, dans le cas $\tau = 1$ seconde, être approchée par l'expression suivante :

$$H(p) = \frac{1}{\text{ch}(p) + \text{sh}(p)} = \frac{1}{15 + 15p + 6p^2 + p^3} = \frac{1}{a_0 + a_1p + a_2p^2 + a_3p^3}$$

Quelques coefficients des filtres de Bessel sont donnés dans le tableau suivant :

n	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
3	15	15	6	1			
4	105	105	45	10	1		
5	945	945	420	105	15	1	
6	10 395	10 395	4 725	1 260	210	21	1

L'atténuation à -3 dB n'a aucune signification mathématique puisque la fréquence de coupure est définie comme la fréquence à laquelle la phase a tourné de $n\pi/4$. Il est cependant intéressant de calculer les coefficients en prenant comme fréquence unité normalisée, la fréquence de coupure à -3 dB. On cherche la valeur ω_0 qui permet d'avoir :

$$|a_0 + a_1p + \dots + a_n p^n| = 10^{\frac{3 \text{ dB}}{20}}$$

Prenons le cas d'un filtre d'ordre 2, le dénominateur s'écrit : $3 + 3p + p^2$. On transforme cette fonction en un polynôme standard $1 + a_0p + \dots + a_n p^n$, on obtient : $1 + p + 0,33 p^2$. On cherche la pulsation normalisée $\omega = \omega_0$ qui permet d'avoir une atténuation égale à 3 dB.

$$\left| 1 + j\omega_0 + \frac{1}{3}j^2\omega_0^2 \right| = 10^{\frac{3}{20}} \text{ soit : } \omega_0 = 1,359$$

La fonction de transfert normalisée devient :

$$H(p) = \frac{1}{1 + 1,359p + 0,33 \times (1,359)^2 p^2} = \frac{1}{1 + 1,359p + 0,6159p^2}$$

Dans le tableau suivant sont reportés les coefficients de la fonction de transfert normalisée correspondant à un ordre du filtre variant de 1 à 6.

n	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	
3	1	1,7556	1,2328	0,3607			
4	1	2,1138	1,9149	0,8995	0,1901		
5	1	2,4266	2,6174	1,588	0,5506	0,08911	
6	1	2,7033	3,3216	2,3944	1,0788	0,2916	0,03754

Bilinéaire (transformation)

La synthèse d'un filtre numérique est la recherche d'une fonction $H(z)$ (ou $h(n)$) correspondant à la spécification sous forme de gabarit (voir transformée en z , voir aussi filtre numérique). Lorsque le filtre numérique est récursif ou à réponse impulsionnelle infinie (voir récursif), l'une des méthodes utilisées dans la synthèse du filtre consiste à utiliser la transformation bilinéaire.

La transformation bilinéaire est issue d'un système linéaire discret $H(z)$ réalisant l'approximation d'une intégrale par la méthode des rectangles.

Cette méthode repose donc sur la conservation de la réponse en fréquence d'un filtre analogique décrit par sa fonction de transfert $H_a(p)$. On pose : $p = j2\pi f_a$, avec : f_a qui représente la fréquence analogique en Hz. L'une des transformations bilinéaires consiste à poser :

$$p = j2\pi f_a = \frac{2}{T_e} \times \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \quad \text{soit :} \quad z = \frac{1 + p \frac{T_e}{2}}{1 - p \frac{T_e}{2}}$$

T_e représente la période d'échantillonnage.

L'ensemble de l'axe imaginaire du plan p est transformé vers le cercle unité du plan z de manière bijective. De plus, le domaine de stabilité (demi-plan gauche du plan p) est transformé vers le disque unité. Cette transformation évite donc le phénomène de recouvrement de spectre et conserve la stabilité. Cependant, une compression non linéaire de l'axe des fréquences est réalisée (*frequency warping*).

À tout point $z = e^{j2\pi f_a T_e}$ du cercle unité, correspond un point p de l'axe des imaginaires. Posons la fréquence numérique normalisée :

$$f_N = f_a T_e = \frac{f_a}{f_e}, \quad \text{on obtient :} \quad p = \frac{2}{T_e} \times \frac{1 - e^{-j2\pi f_N}}{1 + e^{-j2\pi f_N}} = \frac{2}{T_e} \times j \tan(\pi f_N)$$

$$f_a = \frac{1}{\pi T_e} \times \tan(\pi f_N) \quad \text{avec :} \quad f_N \in \left[-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right] \quad \text{soit :} \quad f \in [-\infty, +\infty]$$

On peut dire donc que la synthèse de filtre numérique utilisant la transformation bilinéaire n'est utilisable qu'en basse fréquence à cause des distorsions ou lorsque la compression en fréquence peut être tolérée ou compensée.

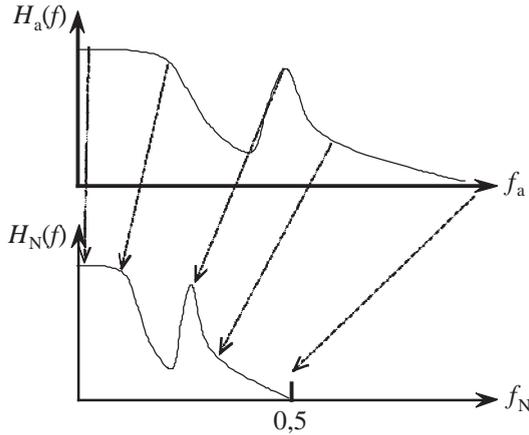


Figure B.16 Compressions des fréquences par transformation bilinéaire

Bipolaire (voir transistor)

Bit

Le *bit* est l'unité de mesure en informatique qui désigne la quantité élémentaire d'information. Le mot *bit* est la contraction de l'anglais *binary digit*, qui signifie « chiffre binaire ». Un bit (il vaut mieux utiliser le terme *digit*) ne peut prendre que deux valeurs : 0 qui correspond à l'état bas et 1 qui correspond à l'état haut.

En traitement de signal numérique, le bit d'information peut contenir plus d'un bit (*digit*) binaire. Voir *entropie*.

Blocage

Un transistor bipolaire du type NPN est en blocage lorsque sa jonction base-émetteur n'est pas en polarisation directe. Tous les courants sont approximativement nuls et la différence de potentiel entre le collecteur et l'émetteur est nulle : $V_{CE} = 0$.

Lorsqu'on trace la droite de charge d'un transistor, le point de blocage correspond au point B. En réalité, un petit courant de fuite peut circuler et on définit dans ce cas une zone de blocage et non plus un point de blocage.

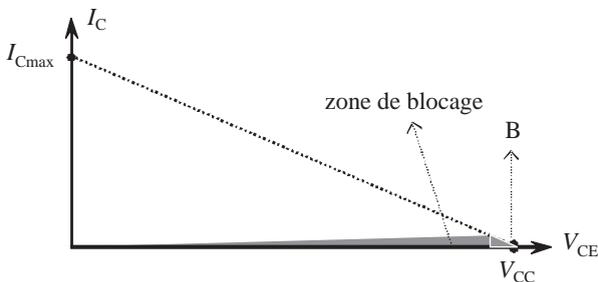


Figure B.17 Point de blocage sur la droite de charge

Bloqueur (voir échantillonneur-bloqueur)

Bobine

De manière générale, la représentation schématique d'une bobine (solénoïde, self) est celle de la figure B18. Cependant, une bobine a parfois un « noyau », c'est-à-dire, un barreau constitué d'un matériau magnétique (généralement du fer). Dans ce cas, on ajoute deux (ou trois) barres pour symboliser ce noyau.

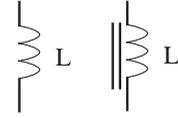


Figure B.18 Symboles d'une bobine avec ou sans noyau magnétique

Champ magnétique

Si nous faisons circuler un courant électrique I dans une bobine à n spires, il y a création d'une induction magnétique \vec{B} proportionnelle à \vec{I} . Le champ magnétique \vec{H} est égal au produit $n \cdot \vec{I}$. L'ensemble des spires canalise les lignes d'induction, soit un flux d'induction $\vec{\Phi}$:

$$\vec{\Phi} = \vec{B} \cdot S \quad \text{où : } S \text{ est la section droite de la bobine}$$

Loi de Lenz et self-induction

Lorsque nous faisons varier $\vec{\Phi}$ dans un circuit fermé, il devient le siège d'un courant induit \vec{I}_i . Le sens de ce courant induit est tel que le flux $\vec{\Phi}$ qu'il produit à travers le circuit tend à s'opposer à la variation de flux qui lui donne naissance. Il apparaît alors dans le circuit une force électromotrice induite \vec{e} . Le raisonnement inverse est vrai : si une bobine est parcourue par un courant i , la tension aux bornes de l'inductance est u :

$$\vec{e} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(Li)}{dt} = -L\frac{di}{dt} ; \quad \vec{u} = L \cdot \frac{di}{dt} \text{ soit : } \vec{\Phi} = \vec{B} \cdot S = L \cdot i$$

L est l'inductance de la bobine, elle se mesure en henry (H).

Une bobine est capable de stocker l'énergie dans un champ magnétique pendant un certain temps T_1 avant de la restituer durant T_2 au reste du circuit.

$$p(t) = u(t) \cdot i(t) = L \frac{di(t)}{dt} i(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} Li^2 \right] ; \quad W_L = \int_0^t p(t) dt = \frac{1}{2} L \cdot i^2$$

L'intensité du courant traversant une inductance ne peut subir de discontinuité. En revanche, la tension aux bornes de la bobine peut parfaitement varier d'une façon discontinue.

En régime continu, la tension aux bornes d'une bobine est nulle. L'inductance se comporte donc comme un court-circuit (nous disons aussi interrupteur fermé).

Remarques : une bobine idéale ne consomme pas d'énergie ; celle-ci est simplement stockée en attendant d'être évacuée. La tension $u(t)$ est en avance de phase $(+\pi/2)$ par rapport au courant $i(t)$.

$$\text{L'impédance } Z \text{ d'une bobine est : } Z = \frac{u(t)}{i(t)} = \frac{jL\omega I_{\text{Max}} \cos(\omega t)}{I_{\text{Max}} \cos(\omega t)} = jL\omega = jX_L.$$

Bobine d'antiparasitage

Comme des parasites peuvent influencer sur le courant, on utilise des bobines « selfs » pour éviter la gêne occasionnée par les parasites. C'est le cas par exemple sur la gâchette d'un diac, d'un triac ou d'un thyristor.

Bobine de choc

Lorsque l'on travaille en hautes fréquences, on utilise souvent des selfs de choc (bobines à inductances élevées), qui permettent d'éviter que le signal en hautes fréquences ne « remonte » vers l'alimentation continue.

Bobine réelle

Pour tenir compte de la dissipation d'énergie (pertes) dans l'inductance réelle, on représente l'inductance par l'association en série d'une résistance r_S avec une inductance pure L_S , ou par l'association en parallèle d'une résistance R_P avec une inductance L_P . Souvent : $L_S = L_P = L$.

La puissance instantanée dissipée dans une bobine s'écrit :

$$p(t) = \left[\frac{r_S \cdot I_{Max}^2}{2} (1 + \cos(2\omega t)) \right] - \left[\frac{L\omega \cdot I_{Max}^2}{2} \sin(2\omega t) \right]$$

L'énergie réactive est :

$$w_{réactive} = w_r(t) : w_r(t) = \frac{L\omega \cdot I_{Max}^2}{2} \int_0^t \sin(2\omega t) dt = \frac{L\omega \cdot I_{Max}^2}{4\omega} [\cos(2\omega t) + 1]$$

L'énergie active est : $w_{active}(t) = \frac{r_S \cdot I_{Max}^2}{2} \int_0^t \cos(2\omega t) dt = \frac{r_S \cdot I_{Max}^2}{4\omega} t$

Le coefficient de qualité noté Q_L est :

$$Q_L = 2\pi \frac{\text{Énergie réactive (électromagnétique) maximale emmagasinée sur une période}}{\text{Énergie active dissipée au cours une période}}$$

$$Q_L = \frac{X}{R} = \frac{L\omega}{r_S} = \frac{P_{réactive}}{P_{active}} = \tan(\varphi)$$

La bobine se comporte d'autant plus comme une inductance pure que son coefficient de qualité Q_L est grand, c'est-à-dire que sa résistance série est faible (ou R_P élevée).

Remarques : Q_L est définie à une pulsation bien déterminée. Si ω varie, Q_L varie aussi. Nous définissons quelquefois le facteur de pertes par le rapport : $2\pi/Q_L$

Bode

D'une façon générale la fonction de transfert d'un quadripôle s'écrit sous forme complexe :

$$H(\omega) = a(\omega) + jb(\omega)$$

Les fonctions de transfert s'écrivent également sous une autre forme équivalente :

$$H(\omega) = A(\omega) e^{j\phi(\omega)} = A(\omega) [\cos(\phi) + j \sin(\phi)]$$

$$A(\omega) = \sqrt{a^2 + b^2}, \tan(\phi) = \frac{b}{a}$$

$A(\omega)$ est le module de la fonction de transfert et $\phi(\omega)$ est l'argument ou déphasage de la sortie par rapport à l'entrée. La représentation de Bode consiste à tracer séparément $A(\omega)$ et $\phi(\omega)$.

Axe des x

Les fréquences peuvent varier dans de grandes proportions (du Hz jusqu'au MHz par exemple), l'échelle logarithmique permet de réaliser une décompression de l'origine et une compression de l'infini. Tous les intervalles correspondant à une variation dans un rapport de dix ont une même valeur. Ces intervalles sont des décades. Nous ne pouvons pas atteindre l'origine qui est repoussée à $-\infty$.

Axe des y

L'amplitude est le plus souvent un produit de facteur correspondant à plusieurs étages ; la représentation logarithmique permet de remplacer les produits d'amplitude par leurs sommes algébriques. Nous utilisons le décibel (dB). Sa définition découle directement du rapport de la puissance délivrée en sortie P_2 sur la puissance injectée en entrée P_1 .

Si par exemple $\frac{P_2}{P_1} = 100$, nous trouvons : $10 \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right) = 10 \log (100) = 20 \text{ dB}$.

En électricité, les puissances considérées sont souvent les puissances actives dissipées dans des résistances, et provenant de l'application à ces résistances de certaines tensions :

$$P_1 = \frac{V_1^2}{R_1} = R_1 I_1^2 \text{ et } P_2 = \frac{V_2^2}{R_2} = R_2 I_2^2$$

Si, $R_1 = R_2 = R$: $10 \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right) = 20 \log \left(\frac{V_2}{V_1} \right) = 20 \log \left(\frac{I_2}{I_1} \right)$ en dB

En électronique, même si le quadripôle n'est pas adapté en sortie et en entrée, nous utilisons souvent cette dernière définition pour calculer le module de la fonction de transfert. En utilisant la même expression précédente, nous exprimons le gain en tension G en dB :

$$G \text{ (dB)} = 20 \log (A(\omega)) = 20 \log \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$$

Avantage de la notion de décibel

Toute fonction de transfert $H(j\omega)$ peut se décomposer en un produit de fonctions du premier ou du second degré en $j\omega$ à coefficients réels. Cela revient à mettre en cascade plusieurs quadripôles élémentaires :

$$H(j\omega) = H_1(j\omega) \cdot H_2(j\omega) \cdot H_3(j\omega) \cdot \dots \cdot H_n(j\omega)$$

Cela s'écrit en utilisant la forme exponentielle :

$$\phi = \int_{i=1}^{i=n} \phi_i \text{ et } A(j\omega) = \prod_{i=1}^{i=n} H_i(j\omega)$$

Nous pouvons déduire le gain en décibel :

$$G \text{ (dB)} = 20 \log |A(j\omega)| = 20 \log |A_1(j\omega)| + 20 \log |A_2(j\omega)| + \dots + 20 \log |A_n(j\omega)|$$

$$G \text{ (dB)} = G_1 + G_2 + \dots + G_n = \int_{i=1}^{i=n} G_i$$

Le diagramme de Bode s'obtient par addition des diagrammes élémentaires de G_i et de ϕ_i .

Remarque : un nombre positif de décibels correspond à un gain effectif avec une tension de sortie qui est supérieure à la tension d'entrée. Un nombre négatif de décibels correspond à une atténuation ou un affaiblissement.

Bode d'un filtre passe-bas de premier ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-bas de premier ordre simple est :

$$H(p) = H(j\omega) = \frac{K}{1 + \tau p} = \frac{K}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}} \text{ avec : } \omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

Le module de la fonction de transfert et le déphasage en fonction de la pulsation sont :

$$|H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \text{ et } \varphi = -\text{Arctg}(\omega\tau)$$

$$A(\omega) = |H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{\left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]}}$$

Dans le plan de Bode, on trace $20 \log \frac{K}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$ et $-\text{Arctg}(\omega\tau)$ en fonction de ω . On peut prendre $K = 1$ pour simplifier le calcul, la représentation graphique du gain en dB en fonction de $\log(\omega)$ ou $\log(f)$ présente deux asymptotes distinctes :

– si $\omega \ll \omega_0$, l'amplification est : $A(\omega \ll \omega_0) \approx 1$, soit : $G(\text{dB}) = 0$.

La courbe du gain est une droite horizontale qui coïncide avec l'axe des x , nous disons qu'il s'agit d'une asymptote horizontale. Le déphasage reste toujours égal à zéro : $\phi = 0$.

– si $\omega \gg \omega_0$ l'amplification est : $A(\omega \gg \omega_0) \approx \frac{\omega_0}{\omega}$, soit : $G(\text{dB}) = 20 \log \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)$.

$$G(\text{dB}) = 20 \log \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = 20 \log(\omega_0) - 20 \log(\omega), \text{ le déphasage devient : } \phi = -\frac{\pi}{2}.$$

L'asymptote du gain donne une variation de -20 dB lorsque la pulsion varie dans un rapport égal à une décade. Il s'agit d'une pente 1.

Les diagrammes (courbes) limités aux asymptotes, représentés à la figure suivante en pointillés sont appelés diagrammes (ou courbes) asymptotiques de Bode.

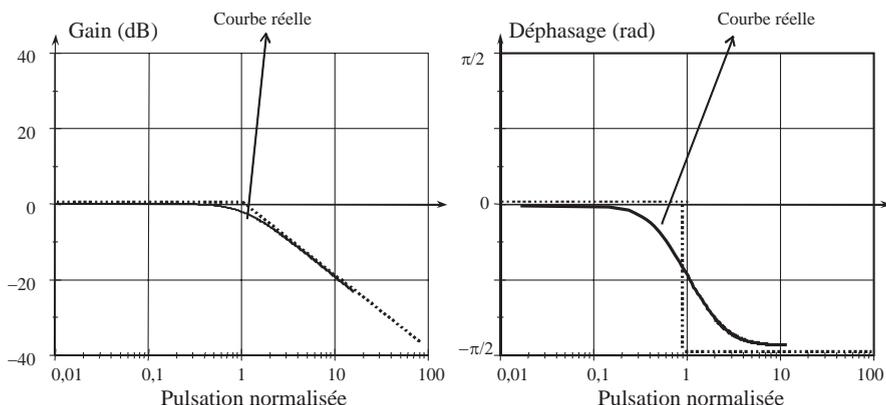


Figure B.19 Courbes réelles et courbes asymptotiques du gain et de la phase

Pour $\omega = \omega_0$, le gain réel est toujours de -3 dB. La pulsation $\omega = \omega_0$ est appelée souvent pulsation caractéristique, pulsation de coupure ou pulsation de cassure.

Bode d'un filtre passe-bas de second ordre

La fonction de transfert est :

$$H(j\omega) = \frac{K}{1 + 2jm\frac{\omega}{\omega_0} + j^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = \frac{K}{1 + 2jmx - x^2}$$

Les diagrammes asymptotiques sont donnés en étudiant les limites.

$$|H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{(1-x^2)^2 + (2mx)^2}} \text{ et } \phi = -\text{artg}\left(\frac{2mx}{1-x^2}\right)$$

K étant une constante, nous pouvons supposer $K = 1$.

- si $x \ll 1$, c'est-à-dire si $\omega \ll \omega_0$, $|H(j\omega)| \approx 1$, soit : $G = 20 \log(1) = 0$ dB. L'asymptote est donc horizontale. Le déphasage est : $\phi = -\arctan(0) = 0$. Il s'agit aussi d'une asymptote horizontale.
- si $x \gg 1$, c'est-à-dire si $\omega \gg \omega_0$, $|H(j\omega)| \approx \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2$, soit : $G = 20 \log\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2$.
 $G = 40 \log\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = 40 \log(\omega_0) - 40 \log(\omega)$, le déphasage est : $\phi = -\pi$.

Pour le gain nous trouvons deux asymptotes : l'une est horizontale, l'autre est une asymptote de pente -2 ou -40 dB/décade.

Pour la phase, nous trouvons aussi deux asymptotes : une asymptote horizontale à zéro et une autre asymptote horizontale aussi à $-\pi$.

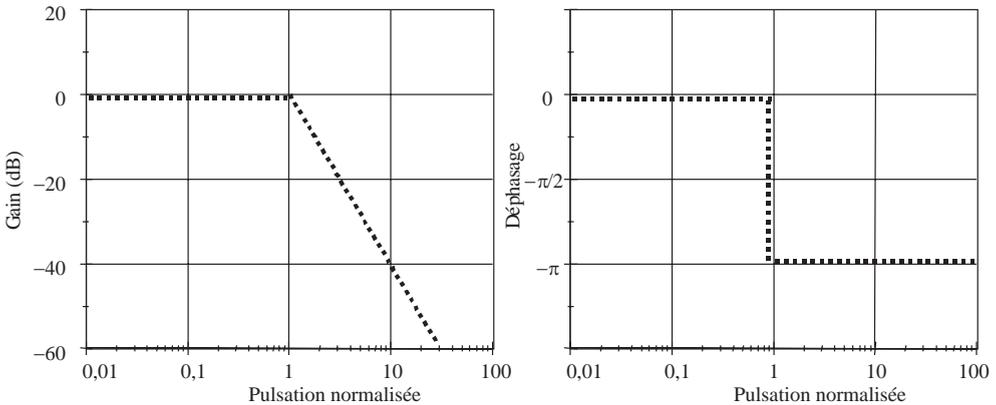


Figure B.20 Courbes asymptotiques du gain et de la phase

Trois cas se présentent selon le signe du discriminant du polynôme de second ordre.

$m = 1$: Régime critique

Ce cas, qui correspond à un polynôme de second ordre à deux racines identiques, présente peu d'intérêt pour être étudié dans le détail.

$m > 1$: régime apériodique

Le discriminant est positif, le polynôme possède deux racines réelles. Il est donc possible de décomposer en deux facteurs de premier ordre.

$$H(j\omega) = K \cdot \frac{1}{\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_1}\right)} \cdot \frac{1}{\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_2}\right)}$$

avec : $\omega_1 = \omega_0 \left(m - \sqrt{m^2 - 1}\right)$ et $\omega_2 = \omega_0 \left(m + \sqrt{m^2 - 1}\right)$

Le système revient à la mise en cascade de deux fonctions simples du premier ordre. Nous remarquons que $\omega_1 \omega_2 = \omega_0^2$ et que, pour $\omega = \omega_0$, le déphasage est de $-\pi/2$. La pulsation de coupure, notée ω_C , est toujours inférieure à ω_2 , qui représente avec ω_1 , deux pulsations de cassures. Si l'on prend $\omega_1 = 10 \text{ rad/s}$, $\omega_2 = 100 \text{ rad/s}$ et $K = 10$, on obtient :

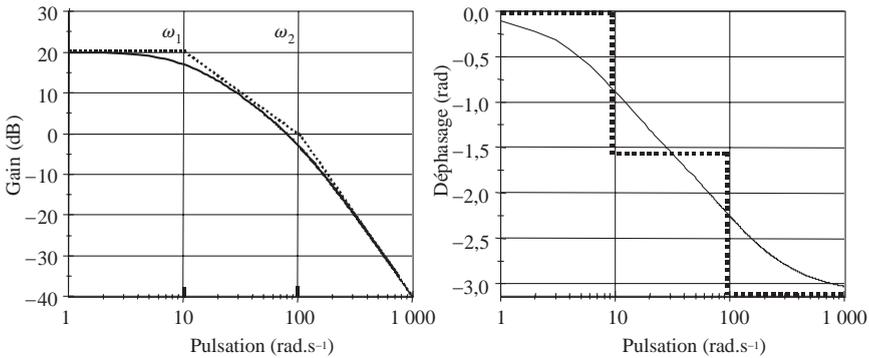


Figure B.21 Courbes de Bode et tracés asymptotiques d'un filtre passe-bas d'ordre 2 dans le cas : $m > 1$

$m < 1$: Système à faible amortissement - Régime oscillant

Le polynôme possède deux racines complexes conjuguées notées respectivement :

$$-m\omega_0 + j\omega_0\sqrt{1 - m^2} \quad \text{et} \quad -m\omega_0 - j\omega_0\sqrt{1 - m^2}$$

La fonction de transfert devient : $H(p) = K \cdot \frac{\omega_0^2}{(j\omega + m\omega_0)^2 + \omega_0^2(1 - m^2)}$

Le module de $H(j\omega)$ est : $|H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + 4m^2 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} = \frac{K}{\sqrt{(1 - x^2)^2 + 4m^2x^2}}$

Le déphasage est : $\phi = -\text{artg} \frac{2m\frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}$

Selon la valeur du coefficient d'amortissement m , la courbe présente deux aspects distincts. La courbe ne présente de maximum que si $m < \sqrt{2}/2$. Les coordonnées du maximum sont :

$$x_M = \sqrt{1 - 2m^2} \quad \text{et} \quad H_M = \frac{1}{2m\sqrt{1 - m^2}}$$

Nous constatons que la pulsation qui permet d'avoir la valeur maximale n'est pas ω_0 , mais $\omega_M = \omega_0\sqrt{1 - 2m^2}$. Cette pulsation tend vers ω_0 pour $m \ll 1$. Dans ce cas, l'amplitude de

la sortie tend vers l'infini. Le système devient instable (oscillant). Le maximum H_M est égal au facteur de surtension Q .

$$H_M = \frac{1}{2m\sqrt{1-m^2}} \approx \frac{1}{2m} = Q$$

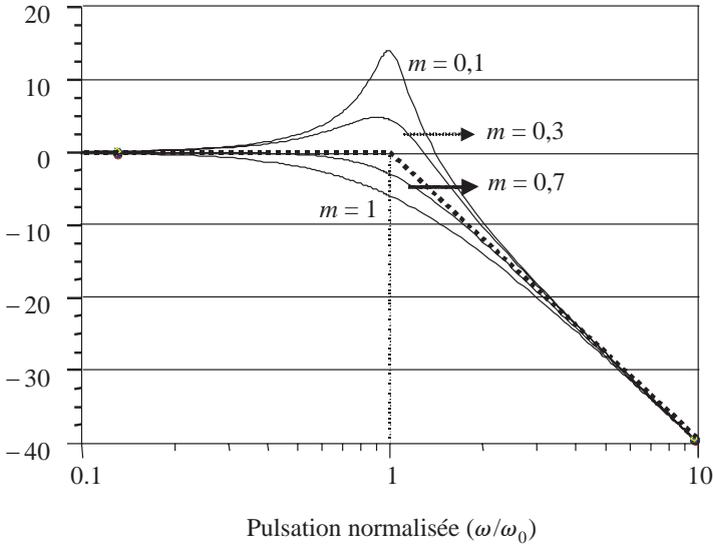


Figure B.22 Courbes du gain et tracés asymptotiques d'un filtre passe-bas d'ordre 2 pour différents cas de m

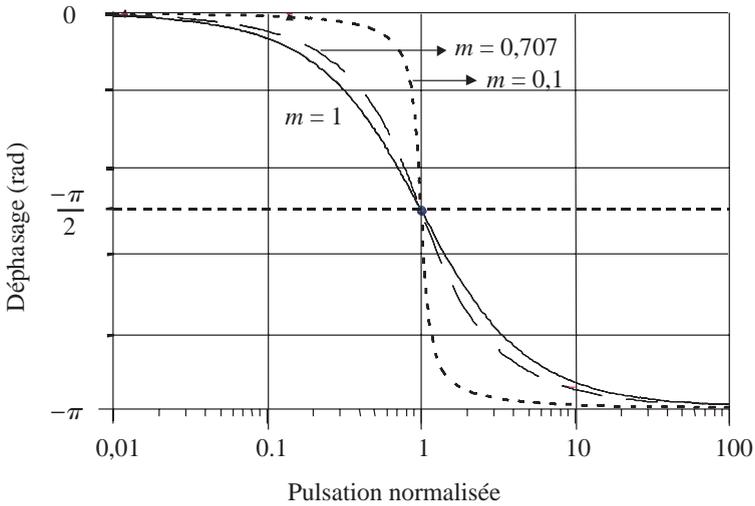


Figure B.23 Courbes du déphasage d'un filtre passe-bas d'ordre 2 pour différents cas de m

ω_0 est la pulsation propre, m est le coefficient d'amortissement. K est le gain statique obtenu. Pour des pulsations $\omega \ll \omega_0$. Le coefficient de qualité Q est donné par : $Q = \frac{1}{2m}$.

Des abaques sont alors utilisés pour obtenir les courbes réelles qui sont alors très dépendantes de la valeur du coefficient d'amortissement m .

Boucherot (circuit de)

En audiofréquence, un haut-parleur d'impédance R se comporte surtout pour les fréquences élevées comme un dipôle assimilable à une résistance R en série avec une bobine d'inductance propre L . Pour se ramener au cas de la résistance R seule, on peut rajouter en parallèle sur le dipôle précédent un dipôle constitué d'une résistance R en série avec un condensateur de capacité C convenablement calculé : c'est le circuit de Boucherot.

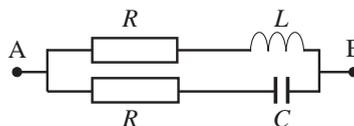


Figure B.24 Circuit de Boucherot

Comme nous avons des circuits en parallèle, nous déterminons l'admittance de la branche inductive et l'admittance de la branche capacitive :

$$Y_L = \frac{1}{R + jL\omega} = \frac{1}{R} \times \frac{1}{1 + j\frac{L\omega}{R}} \quad \text{et} \quad Y_C = \frac{1}{R + (1/jC\omega)} = \frac{1}{R} \times \frac{jRC\omega}{1 + jRC\omega}$$

$$\text{L'admittance totale est : } Y_T = \frac{1}{R} \times \left[\frac{1}{1 + j\frac{L\omega}{R}} + \frac{jRC\omega}{1 + jRC\omega} \right]$$

Pour obtenir le résultat souhaité qui consiste à avoir une admittance totale égale à $1/R$, il suffit d'avoir :

$$1 + j\frac{L\omega}{R} = 1 + jRC\omega, \quad \text{soit : } C = \frac{L}{R^2}$$

Boucherot (Théorème de)

Les puissances actives et réactives absorbées par un groupement de dipôles sont respectivement égales à la somme des puissances actives et réactives absorbées par chaque élément du groupement. C'est le cas par exemple d'un récepteur triphasé équilibré qui est équivalent à l'association de trois récepteurs monophasés identiques : on peut lui appliquer le théorème de Boucherot quel que soit le couplage utilisé : triangle ou étoile, les puissances consommées s'expriment de la même façon :

Puissance active : $P = \sqrt{3} UI \cos(\varphi)$, Puissance réactive : $Q = \sqrt{3} UI \sin(\varphi)$

Généralisation du théorème : la puissance active fournie à un dipôle est égale à la somme des puissances actives consommées par les différents éléments qui constituent le dipôle. La puissance réactive échangée avec un dipôle est égale à la somme des puissances réactives échangées par les différents éléments qui constituent le dipôle.

Boucle à verrouillage de phase

Un oscillateur à verrouillage de phase, appelé *boucle à verrouillage de phase PLL (Phase Locked Loop)* est un système bouclé dans lequel la grandeur asservie est la phase d'un signal alternatif. Soit φ_e la phase du signal de référence et φ_2 la phase du signal à synchroniser. On veut que les deux signaux soient synchrones :

$$\varphi_e(t) - \varphi_2(t) = \text{constante, soit : } \frac{d\varphi_e(t)}{dt} - \frac{d\varphi_2(t)}{dt} = \omega_e(t) - \omega_2(t) = 0$$

avec $\omega_e(t)$ et $\omega_2(t)$ les pulsations instantanées.

Constitution d'une PLL

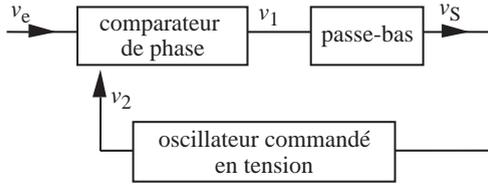


Figure B.25 Schéma synoptique simplifié d'une PLL

Une boucle d'asservissement en phase comporte essentiellement :

- Un comparateur (ou détecteur) de phase qui délivre, dans une certaine plage, une tension proportionnelle au déphasage existant entre les deux signaux d'entrées. Le comparateur de phase peut être de type analogique formé par un multiplicateur et un filtre, il peut aussi être de type numérique : un ou *exclusif* et un *filtre passe-bas* (il en existe d'autres à bascule, à intégrateur). Dans tous les cas, sa caractéristique de transfert peut souvent être assimilée à une triangulaire, ce qui permet de déduire la pente ou transmittance K_P .

$$K_P = \frac{V_S}{\Delta\varphi} = \frac{V_{DD}}{\pi} \text{ en volts/radian}$$

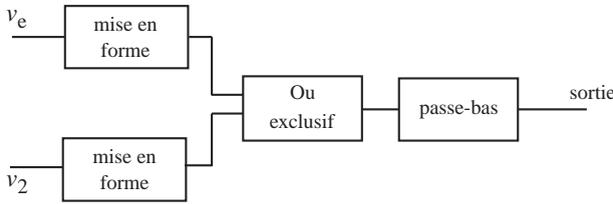


Figure B.26 Principe d'un comparateur de phase numérique

- Un filtre passe-bas donne la valeur moyenne du signal d'erreur. Il assure la stabilité du système et définit la zone de capture. Ce filtre peut être du type passif ou actif : dans ce dernier cas, on peut associer une amplification avec le filtrage. Pour simplifier l'étude, on prend soit le cas simple d'un filtre passe-bas RC de fonction de transfert H_{f1} , soit le filtre à avance de phase de fonction de transfert H_{f2} .

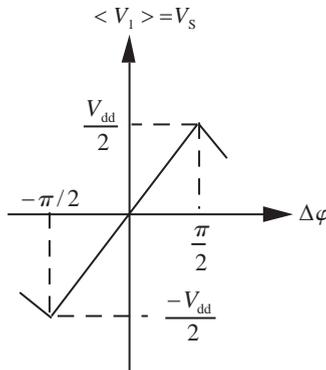


Figure B.27 Caractéristique de transfert d'un comparateur de phase

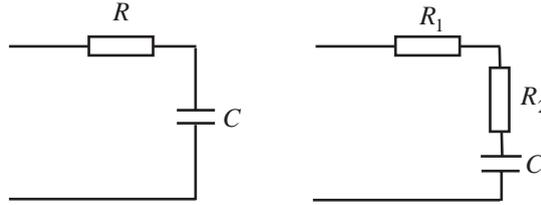


Figure B.28 Principaux filtres élémentaires d'une PLL

$$H_{f1}(p) = \frac{1}{1 + \tau p}, \quad H_{f2}(p) = \frac{1 + \tau_2 p}{1 + (\tau_1 + \tau_2) p} \quad \text{avec : } \tau = RC, \quad \tau_1 = R_1 C, \quad \tau_2 = R_2 C$$

• Un oscillateur commandé en tension *VCO* (*Voltage Controlled Oscillator*) dont la fréquence est proportionnelle à v_S . La fréquence délivrée par cet oscillateur est fixée généralement par un condensateur externe, mais cette fréquence peut être légèrement modifiée par l'application d'une tension de commande. Lorsque l'asservissement fonctionne, la fréquence du *VCO* est égale à la fréquence du signal d'entrée v_e . La transmittance K_0 de l'oscillateur est telle que : $\omega_2 = \omega_S + K_0 v_S$, K_0 en radians/volt.

Une boucle à verrouillage de phase réelle peut comporter en plus :

- un amplificateur qui se charge d'amplifier la sortie du filtre passe-bas
- un diviseur de fréquence situé après le *VCO*, la comparaison des phases se fait entre l'entrée v_e et v_2 divisée par N .

Principe de fonctionnement d'une PLL

En l'absence de signal d'entrée, l'oscillateur délivre une tension souvent sinusoïdale à la pulsation ω_C , appelée pulsation centrale. Si l'on injecte à l'entrée un signal sinusoïdal à la pulsation ω_e , le comparateur délivre un signal complexe comprenant différentes pulsations. On trouve les fréquences $f_e - f_C$, $f_e + f_C$, etc. Le filtre passe-bas ne laisse passer que le signal à très basse fréquence $f_e - f_C$. La fréquence du *VCO* varie et peut rejoindre f_e , dans ce cas, il y a « accrochage ». Le système peut se verrouiller rapidement. La différence maximale $\Delta f = |f_e - f_C|$ pour laquelle l'accrochage reste toujours possible est appelée *bande de capture* (*capture range*).

Si l'on suppose la boucle verrouillée et si l'on modifie lentement la valeur de la fréquence d'entrée f_e , la phase instantanée varie, ainsi que la fréquence d'accord du *VCO*. Généralement, l'excursion de la tension v_S est limitée par la saturation des circuits, ce qui limite la variation de la fréquence du *VCO*. Le système « décroche ». La bande maximale de fréquence dans laquelle la boucle reste verrouillée s'appelle *bande d'accrochage ou gamme de poursuite* (*lock range*).

Pour un signal sinusoïdal, on définit la phase instantanée $\varphi(t)$ et la pulsation instantanée $\omega(t)$:

$$\omega(t) = \frac{d}{dt} \varphi(t), \quad \text{soit } \varphi(t) = \int \omega(t) dt$$

$$v_1(t) = V_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \quad \text{et} \quad v_2 = V_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$$

$$\varphi(t) = (\omega_2 - \omega_1)t + \varphi_2 - \varphi_1 \quad \varphi(t) = \varphi_2 - \varphi_1 \quad \text{pour } \omega_2 = \omega_1$$

Si le comparateur de phase est de type numérique, le déphasage considéré revient à prendre le décalage des deux impulsions.

Analyse linéaire du fonctionnement de la PLL

Supposons que le système soit accroché, on obtient en sortie du comparateur de phase :

$$v_s = K_p \Delta \varphi \quad \text{et} \quad \omega_2 = \omega_s + K_0 V_s$$

Si l'on prend comme grandeur d'entrée $\omega_e - \omega_s$, on peut utiliser le schéma fonctionnel (en transformée de Laplace) de la figure B.11 $H(p)$ est la fonction de transfert du filtre. On prend comme exemple d'étude le filtre à avance de phase de la figure B.11.

$$H(p) = \frac{1 + \tau_2 p}{1 + (\tau_1 + \tau_2) p}$$

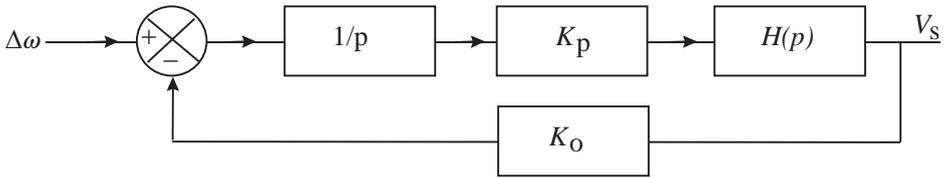


Figure B.29 Schéma fonctionnel d'une PLL

La fonction de transfert est :
$$\frac{v_s}{\Delta \omega} = \frac{K_p H(p)}{p + K_0 K H(p)} = \frac{K_p (1 + \tau p)}{(\tau_1 + \tau_2) (p^2 + 2z\Omega_0 p + \Omega_0^2)}$$

avec : $\Omega_0 = \sqrt{\frac{K_0 K_p}{\tau_1 + \tau_2}}$ et $z = \frac{1}{2} \left(\tau_2 + \frac{1}{K_0 K_p} \right) \Omega_0$

Si, $\tau_1 \gg \tau_2 \gg 1/K_0 K_p$, on obtient : $\Omega_0 = \sqrt{\frac{K_0 K_p}{\tau_1}}$ et $z = \frac{1}{2} \Omega_0 \tau_2$.

On obtient un bon amortissement et une large gamme de poursuite.

Bruit thermique (bruit de Johnson)

Le bruit généré par une résistance R dans une bande de fréquence Δf à la température T est dû à l'agitation thermique des électrons, conséquence de l'agitation thermique :

$$e^2 = 4kTR\Delta f \text{ en V}^2 \quad ; \quad i^2 = \frac{4kT\Delta f}{R} \text{ en A}^2$$

On en déduit les densités spectrales en tension $D_e(f)$ et en courant $D_i(f)$:

$$D_e(f) = 4KT R \text{ en V}^2/\text{Hz} \quad \text{et} \quad D_i(f) = \frac{4KT}{R} \text{ en A}^2/\text{Hz}$$

Soit une impédance $Z = R_e + jX$, le bruit généré par l'impédance Z est :

$$e^2 = 4KT \int_{f_1}^{f_2} R_e(f) df$$

$R_e(f)$ est la partie réelle de Z qui dépend de la fréquence.

Bruit de grenaille

Le bruit de grenaille (Schottky) se manifeste dans les composants électroniques à jonction PN parcourue par un courant I_0 et de résistance différentielle r_d .

$$i = \sqrt{2qI_0\Delta f} \quad ; \quad e = r_d i = \frac{KT}{qI_0} \sqrt{2qI_0\Delta f} \quad ; \quad e^2 = (KT)^2 \frac{2\Delta f}{qI_0}$$

Bruit en 1/f

Les mesures font apparaître pour les éléments actifs une source de bruit dont la densité spectrale en tension varie de façon inversement proportionnelle à la fréquence (Bruit en $1/f$).

Bruit (rapport signal sur)

Le rapport signal sur bruit s'exprime par : $\frac{S}{N} = \frac{\text{puissance du signal}}{\text{puissance du bruit}} = \left(\frac{V_S}{V_B}\right)^2$

Bruit (facteur de)

Le facteur de bruit F relie les rapports signal/bruit en entrée et en sortie :

$$F = \frac{(S/N)_{\text{entrée}}}{(S/N)_{\text{sortie}}} = \frac{S_e N_S}{N_e S_S} = \frac{N_S S_e}{N_e S_S} = \frac{N_S/N_e}{S_S/S_e}$$

Bruit (Bande équivalente de)

Si on note H_0 le gain maximal d'un quadripôle, la bande équivalente de bruit est définie par :

$$\int_0^{\infty} |H(f)|^2 df = H_0^2 B_{\text{éq}}$$

Bruit (modélisation d'un transistor bipolaire)

Le modèle simplifié de bruit d'un transistor bipolaire est :

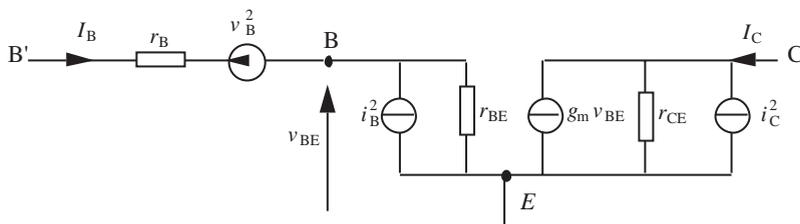


Figure B.30 Schéma équivalent d'un transistor bipolaire

$$v_B^2 = 4KT r_{BE} \Delta f ; \quad i_B^2 = 2q I_B \Delta f ; \quad i_C^2 = 2q I_C \Delta f$$

Bruit (température de)

La température de bruit d'un dipôle est la température fictive donnée par le coefficient T_b telle que la densité de puissance échangeable de bruit de ce dipôle soit : $p_b = K T_b$.

Butterworth (filtre)

Les filtres de Butterworth sont des filtres à approximations méplates. L'atténuation tend vers 0 dB si la fréquence tend vers zéro, le module du polynôme $D(p)$ approche la constante 1.

$$D(p) = a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + \dots + a_n p^n$$

En normalisant la pulsation : $\Omega = \omega/\omega_0$, il suffit de trouver une fonction $H(j\omega)$ telle que :

$$|H(j\Omega)|^2 = \frac{1}{|A(j\Omega)|^2} = \frac{1}{1 + \Omega^{2n}}, \text{ avec } n \text{ entier.}$$

L'évolution de l'atténuation A en fonction de Ω , montre les constatations suivantes :

- la fonction de Butterworth est une fonction monotone croissante avec Ω
- dans la bande passante, ($\Omega < 1$), plus n augmente, plus la courbe sera plate (réponse idéale)
- à des fréquences très supérieures à la fréquence de coupure, on retrouve les caractéristiques classiques d'un filtre d'ordre n avec une croissance de $-20 \times n$ dB par décade
- quelle que soit la valeur de n , l'affaiblissement d'une caractéristique de Butterworth vaut 3 dB en $\Omega = 1$, c'est-à-dire à la fréquence de coupure $\omega = \omega_C$ et vaut 0 dB pour $\Omega = 0$.

Racines des polynômes de Butterworth

Pour déterminer $H(j\Omega)$, il faut calculer les pôles de $H(j\Omega) \times H(-j\Omega)$ et affecter à $H(j\Omega)$ les pôles situés dans le demi-plan gauche et ceci pour avoir un filtre stable. Si l'on pose $y = j\Omega$, le problème revient à résoudre l'équation suivante :

$$H(y)H(-y) = \frac{1}{1 + (-1)^n y^{2n}}$$

La fonction de transfert peut être déterminée en connaissant les pôles situés sur le cercle trigonométrique de rayon 1 centré à l'origine : y_1, y_2, \dots, y_n .

$$H(y) = \frac{1}{1 + a_1 y + a_2 y^2 + \dots + a_n y^n}$$

Les fonctions de transmissions normalisées (c'est-à-dire l'inverse des fonctions de transfert) des 6 premiers filtres de Butterworth sont données dans le tableau ci-dessus.

n	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
2	1	$\sqrt{2}$	1				
3	1	2	2	1			
4	1	2,6131	3,4142	2,6131	1		
5	1	3,2361	5,2361	5,2361	3,2361	1	
6	1	3,8637	7,4641	9,1416	7,4641	3,8637	1



Capteurs

Un capteur est un dispositif qui, soumis à une action physique non électrique (déplacement, température, pression, etc.) nommée *mesurande* et notée m , fournit une caractéristique électrique désignée par s (tension, courant, charge ou impédance). La relation qui relie s et m est :

$$s = f(m) \quad \text{souvent, on a : } \Delta s = S \Delta m$$

S est la sensibilité du capteur, elle doit rester constante, indépendante de tous les paramètres. On trouve une grande variété de capteurs dans l'industrie pour toutes sortes de grandeurs non électriques telles que la température, le son, l'humidité, le rayonnement, la force, la pression, l'accélération, la radioactivité, la vitesse, la position... etc.

Capteurs actifs

Il s'agit essentiellement d'un générateur dont la sortie est obtenue par la conversion du mesurande en énergie électrique. Cette conversion est souvent obtenue en utilisant l'un des effets physiques suivants :

Effet thermoélectrique : deux jonctions de deux matériaux différents, portées à deux températures sont le siège d'une force électromotrice.

Effet pyroélectrique : quelques matériaux présentent une polarisation électrique (ils portent donc des charges surfaciques) qui dépendent de la température. Cette température augmente sous l'effet d'un flux de rayonnement lumineux absorbé.

Effet piézoélectrique : certains matériaux se déforment sous l'effet d'une force, ce qui entraîne une modification des caractéristiques électriques.

Effet photovoltaïque : il s'agit d'une libération de charges électriques au voisinage d'une jonction sous l'effet d'un rayonnement lumineux.

Effet photoémissif : il s'agit d'une libération d'électrons sous l'effet d'un rayonnement lumineux. Ces électrons sont collectés pour former un courant électrique.

Effet d'induction électromagnétique : lorsqu'un conducteur se déplace dans un champ d'induction fixe, il est le siège d'une force électromotrice proportionnelle à sa vitesse de déplacement.

Effet Hall : lorsqu'un semi-conducteur, parcouru par un courant est soumis à une induction, il apparaît une tension perpendiculaire au courant et se déplace dans un champ d'induction fixe, il est le siège d'une force électromotrice proportionnelle à l'induction et au courant.

Tableau C.1 Principes physiques de quelques capteurs actifs

Mesurande	Effet concerné	Sortie
Température	Thermoélectricité	Tension
Rayonnement optique	Pyroélectricité Photoémission Effet photovoltaïque	Charge Courant Tension
Force, pression	Piézoélectrique	Charge
Vitesse	Induction électromagnétique	Tension
Position	Effet Hall	Tension

Capteur à effet photovoltaïque (voir photodiode)

Capteur à effet résistif (voir photorésistance)

Capteur à effet transistor (voir phototransistor)

Carson (bande de : voir modulation FM)

Capteurs passifs

Il s'agit essentiellement d'impédances dont l'un des paramètres est sensible au mesurande, capable d'agir sur la géométrie du capteur, sur la résistivité, la perméabilité magnétique ou la constante diélectrique.

Tableau C.2 Principes physiques de quelques capteurs passifs

Mesurande	Caractéristique électrique concernée	Matériaux utilisés
Température	Résistivité ou constante diélectrique	Platine, cuivre semi-conducteurs, verre...
Rayonnement optique	Résistivité	Semi-conducteurs
Déformation	Résistivité ou perméabilité magnétique	Silicium dopé, alliages ferromagnétiques
Position	Résistivité	Matériaux magnétorésistants : bismuth...
Humidité	Résistivité ou constante diélectrique	Alumine, polymères...
Niveau	Constante diélectrique	Liquides isolants

Capteurs optiques

Un capteur optique traduit en signaux électriques l'information portée par des rayonnements optiques de longueurs d'onde :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \text{ avec : } c = 299\,792 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ et } \nu \text{ la fréquence du rayonnement}$$

Les photons de la lumière (rayonnement) ont chacun une énergie élémentaire donnée par :

$$W_\phi = h\nu \text{ avec : } h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \text{ (} h \text{ est la constante de Planck)}$$

Dans la matière, pour libérer les électrons qui sont liés aux atomes, il faut leur fournir une énergie supérieure à leur énergie de liaison.

$$W_\phi \geq W_\ell, \text{ soit : } \lambda \leq \frac{hc}{W_\ell} = \lambda_S, \text{ avec } \lambda_S \text{ longueur d'onde de seuil}$$

La grandeur de sortie étant souvent un courant, on détermine les caractéristiques propres aux capteurs optiques :

- courant d'obscurité. C'est le courant permanent, noté I_0 , délivré par l'élément photosensible, placé dans l'obscurité et polarisé dans des conditions particulières,
- sensibilité. Le courant total est : $I = I_0 + I_P$, c'est I_P qui caractérise la réponse du capteur au flux de rayonnement Φ reçu. La sensibilité S est : $S = \Delta I / \Delta \Phi = \Delta I_P / \Delta \Phi$.

Capteurs de température

Un capteur de température traduit la température réelle en une valeur numérique. Cette opération pose des problèmes liés au choix de l'échelle. Il va de soi que mesurer en degré Celsius, Kelvin, Rankin ou Fahrenheit ne donne pas le même résultat.

On peut classer les méthodes de mesures en trois catégories :

- méthodes optiques basées sur les modifications spectrales du rayonnement,
- méthodes mécaniques basées sur la dilatation, ou la pression d'un gaz ou d'un liquide,
- méthodes électriques qui utilisent la variation de la résistance, du bruit de fond ou de la fréquence d'oscillation d'un quartz.

Cauer (filtre de)

On peut introduire au numérateur de la fonction de transfert d'un filtre des zéros en vue d'améliorer ses performances. On parvient ainsi à des filtres non polynomiaux :

$$H(p) = \frac{1 + b_1 p + \dots + b_n p^n}{1 + a_1 p + \dots + a_n p^n}$$

On dispose ainsi de n paramètres supplémentaires, qui feront de ces filtres pour un même ordre, des filtres aux performances beaucoup plus élevées :

- coupure plus raide en plaçant un zéro de transmission juste après une fréquence de coupure,
- suppression de fréquences indésirables, comme la porteuse dans un filtre de démodulation.

L'étude analytique des filtres de Cauer est assez complexe puisqu'il faut faire appel à la résolution d'intégrales elliptiques. Cela nécessite l'utilisation d'un ordinateur dès que l'ordre du filtre dépasse quelques unités. Il est aussi difficile de donner des tableaux de fonctions de transferts, car il faut connaître l'atténuation maximale en bande passante et l'atténuation minimale en bande coupée.

Champ électrique

Nous savons que la matière se compose de deux genres d'électricité : les particules appelées protons portent une charge électrique positive et les particules appelées électrons portent une charge électrique négative.

Toute charge ponctuelle Q immobile crée dans tout l'espace environnant un champ électrique représenté par un vecteur \vec{E} . Ce champ n'existe que si Q existe ($Q \neq 0$), et agit sur toute charge immobile q qui se trouve à son voisinage. La loi est très simple. Si une charge q voit un champ électrique \vec{E} , ce dernier exercera automatiquement sur elle une force \vec{F} dirigée suivant la droite qui joint les deux charges. Cette force est directement proportionnelle à la valeur du champ au point où se situe la charge, elle est attractive si les deux charges sont de signes contraires et répulsive si les charges sont de même signe. L'expression de la loi de

Coulomb donnée sous forme vectorielle traduit ce phénomène :

$$\vec{F} = q \times \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{qQ}{r^2}, \quad \text{soit : } \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{Q}{r^2}$$

- q et Q sont les charges des deux corps considérés,
- $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ est une constante universelle (permittivité électrique du vide),
- r est la distance qui sépare le premier corps au deuxième.

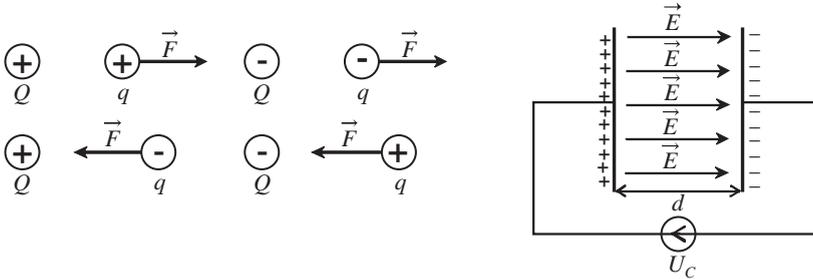


Figure C.1 Force électrique et champ électrique uniforme

Champ électrique uniforme

Un champ électrique est uniforme dans un domaine si, en tout point du domaine, le vecteur \vec{E} conserve même sens, même direction et même valeur. C’est le cas d’un condensateur plan pour lequel le champ est perpendiculaire aux armatures, dirigé du (+) vers le (-), sa valeur est :

$$\vec{E} = \frac{U_C}{d} = \frac{Q}{\epsilon_0 S}$$

Q est la charge de l’armature positive, S est la surface des armatures en regard, d est la distance qui sépare les deux armatures et ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Champ magnétique

Un champ magnétique existe dans une région de l’espace lorsqu’une aiguille aimantée (comme une boussole) y subit des actions (forces). Il s’agit essentiellement de l’effet :

- d’un aimant qui exerce des actions à distance,
- de la terre qui est la source d’un champ magnétique, appelé *champ géomagnétique*,
- d’un courant électrique qui est donc producteur de champ magnétique.

L’expérience montre que l’on est en présence d’une grandeur orientée appelée vecteur champ magnétique, désigné traditionnellement par \vec{B} caractérisé par :

- sa direction qui est la direction que prend l’aiguille aimantée qui détecte le champ,
- son sens qui est par convention le sens sud-nord de l’aiguille aimantée détectrice,
- sa valeur qui est exprimée en *tesla* (T).

Champ magnétique créé par un courant

Un conducteur supposé de longueur infinie dans lequel passe un courant I produit dans son entourage un champ magnétique dont l’intensité décroît en fonction de la distance R .

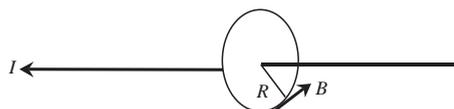


Figure C.2 courant électrique et champ magnétique

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \text{ en tesla}$$

Le même phénomène sera obtenu si l'on utilise un solénoïde très long : $B = \mu_0 n I$ en tesla. n est le nombre de spire par mètre de longueur.

μ_0 est la perméabilité du vide : $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$

Dans ce dernier cas, aucune énergie n'a été dissipée dans le circuit (supposé idéal). L'énergie due au champ magnétique existe à l'intérieur de la bobine et vaut :

$$W = \frac{1}{2} L I^2$$

Si une charge q animée d'une vitesse v pénètre dans une région où règne un champ magnétique créé par une courant électrique I , l'expérience montre qu'elle va subir une force :

$$F = q \times (v \times B \sin(\theta))$$

θ est l'angle qui existe entre le chemin suivi par la charge et la direction champ magnétique. Cette force magnétique sera donc nulle tant que la charge se déplacera dans la même direction que le champ magnétique et maximale quand elle se déplacera perpendiculairement au champ. La direction est toujours perpendiculaire au plan défini par les deux vecteurs vitesse et champ magnétique.

Changement de fréquence (voir récepteur)

Le principe du récepteur hétérodyne consiste à adapter le signal à un démodulateur fixe. Pour cela, on transpose la fréquence de la porteuse du signal modulé en une nouvelle fréquence fixe dite fréquence intermédiaire FI égale à 455 kHz dans le cas de la modulation d'amplitude et FI = 10,7 MHz dans le cas de la réception FM. Une telle fréquence intermédiaire, connue par tout le monde, permet une souplesse d'utilisation et de dépannage accompagnée d'une production industrielle de circuits spécifiques réglés d'avance.

Changement de fréquence (transposition de fréquence)

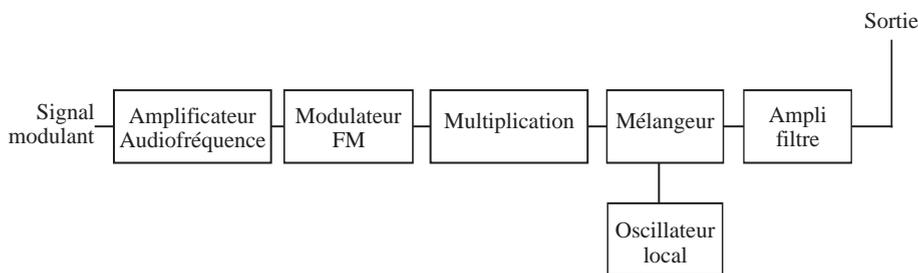


Figure C.3 Principe de la multiplication et de la transposition de fréquence d'un émetteur FM

En FM, la modulation se fait souvent sur des fréquences basses (modulateurs de bonnes qualités qui sont stables en fréquences). La multiplication en fréquences permet de multiplier par le même facteur, d'une part la fréquence porteuse f_0 et d'autre part, l'excursion en fréquence Δf . Le signal ainsi obtenu est mélangé avec le signal issu d'un oscillateur local dont la fréquence d'oscillation est f_{L0} . La sortie du mélangeur est filtrée, amplifiée puis utilisée pour l'émission.

Charge électrique

La charge électrique élémentaire q est celle de l'électron. Il s'agit d'une charge négative exprimée en coulomb (C) et qui vaut : $q = -1,60 \times 10^{-19}$ C. Les charges peuvent aussi être positives (ions positifs), mais pour les conducteurs, ce sont souvent les électrons qui contribuent majoritairement à la conduction électrique.

Une charge électrique est formée par l'accumulation d'un certain nombre n de charges élémentaires. On a donc : $Q = nq$.

Chebyshev (filtre de)

Les filtres de Chebyshev (à ondulation d'égale amplitude) sont des filtres dont l'atténuation ondule dans la bande-passante entre A_{Max} et 0 dB. De tous les filtres polynomiaux, ce sont eux qui présentent la coupure la plus brutale pour un ordre n donné.

Le polynôme $P_n(x)$ de Chebyshev d'ordre n est défini par :

$$P_n(x) = R_{\text{éel}} \left[x + j\sqrt{1-x^2} \right]^n.$$

Ce polynôme peut être représenté d'une autre façon :

$$P_n(x) = \begin{cases} \cos(n \text{ Arc } \cos(x)) & \text{si } |x| \leq 1 \\ \text{ch}(n \text{ Arg } \text{ch}(x)) & \text{si } |x| \geq 1 \end{cases}$$

En utilisant les polynômes de Chebyshev, on définit un filtre polynomial dont la réponse est ondulatoire, à ondulation constante dans la bande passante. Sa fonction de transfert est :

$$\frac{1}{|H(\Omega)|^2} = A^2(\Omega) = 1 + \varepsilon^2 P_n^2(\Omega)$$

ε caractérise l'ondulation maximale autorisée dans la bande passante.

- l'atténuation maximale est obtenue pour $\Omega = 1$, elle est égale à $A = A_{\text{Max}} = \sqrt{1 + \varepsilon^2}$,
- le nombre de *minima* et de *maxima* (ou de tangentes horizontales) donne l'ordre du filtre n ,
- les filtres d'ordres pairs présentent une atténuation maximale pour $\Omega = 0$. Cette atténuation est nulle pour les filtres d'ordres impairs.

Le module au carré de la fonction de transfert s'écrit :

$$|H(\Omega)|^2 = \frac{1}{A^2(\Omega)} = \frac{1}{1 + \varepsilon^2 P_n^2(\Omega)}.$$

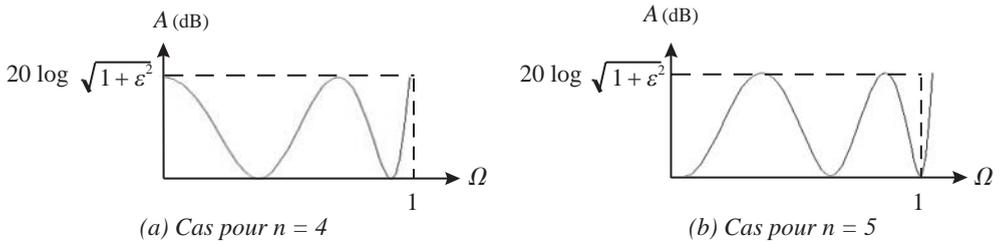


Figure C.4 Allure de l'atténuation en fonction de la pulsation normalisée

On détermine les coefficients correspondant à chaque ondulation, pour les deux cas : 0,1 dB et 1 dB, les coefficients des fonctions de transmission normalisées de Chebycheff sont donnés dans les tableaux ci-dessous.

Tableau C.3 Cas d'une atténuation = 0,1 dB

n	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
2	1	0,7158	0,3017				
3	1	1,6052	1,1836	0,6105			
4	1	2,4447	3,1705	2,1771	1,2069		

Tableau C.4 Cas d'une atténuation = 1 dB

n	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
2	1	0,9957	0,907				
3	1	2,5206	2,0116	2,0353			
4	1	2,6942	5,2749	3,4568	3,628		

Codage de l'information

Pour transmettre l'information d'une source vers une destination, il faut associer un code différent à chaque événement S , pris parmi un certain nombre de résultats possibles : $(S_1, S_2, S_3, \dots, S_n)$ ou à des successions d'événements groupés comme par exemple : S^2 , pris parmi un certain nombre de résultats possibles : $(S_1 S_1, S_1 S_2, S_1 S_3, \dots, S_2 S_1, S_2 S_2, S_2 S_3, \dots, S_n S_n)$.

Le codage le plus simple utilise un « alphabet » à deux éléments « 0 » ou « 1 », il s'agit du code binaire. On peut aussi envisager des codages utilisant un « alphabet » à M éléments. Par exemple pour $M = 4$, on a 4 éléments : a ou b ou c ou d . On parle de codes M -aire. Alors qu'un code binaire de n caractères permet de coder 2^n événements, un codage M -aire permet de coder quant à lui M^n événements.

Collecteur commun

Le montage collecteur commun à transistor bipolaire NPN est un montage qui sert souvent comme montage suiveur. Le schéma est donné à la figure suivante :

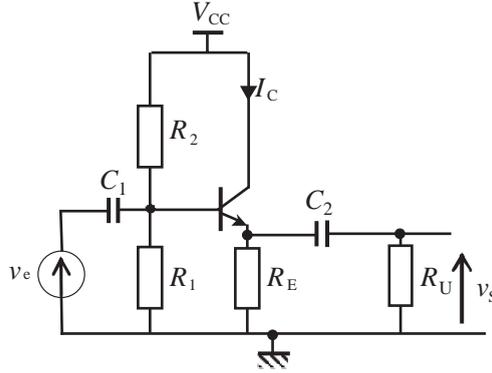


Figure C.5 Montage collecteur commun à transistor bipolaire NPN

Les principales caractéristiques de ce montage sont :

- impédance d'entrée : $Z_e \approx (R_1 // R_2) // \beta R_E \approx (R_1 // R_2)$,
- impédance de sortie : $Z_S \approx \frac{1}{g_m} \approx \frac{1}{38 \times I_{C0}}$, I_{C0} est le courant collecteur au repos,
- amplification en tension : $A_V \approx 1$.

Commutation (diode en)

Nous étudions le passage du blocage à la conduction d'une diode et inversement.

Diode bloquée

- C_{T0} : capacité de transition à $V_R = 0$
- l_0 : largeur de la zone de déplétion à $V_R = 0$
- m : paramètre compris entre 0,5 et 0,3
- V_0 : différence de potentiel de contact 0,6 V

$$C_T = \frac{\epsilon S}{\ell_0} \times \frac{1}{\left(1 - \frac{V_R}{V_0}\right)^m}$$

$$= C_{T0} \times \frac{1}{\left(1 - \frac{V_R}{V_0}\right)^m}$$

Le schéma équivalent est une résistance R_R de très grande valeur en parallèle à une capacité de transition C_T . Le tout est en série avec la résistance du semi-conducteur r_s .

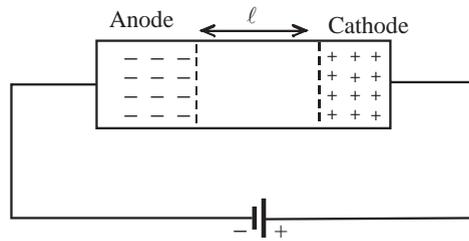


Figure C.6 Jonction PN polarisée en inverse

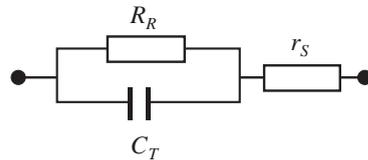


Figure C.7 Schéma équivalent en polarisation inverse

Diode polarisée en direct

En appliquant une tension V_F , un courant I_F circule de la zone P vers la zone N. Or, la recombinaison ne s’effectue pas instantanément et on peut considérer que la charge stockée Q_S peut être estimée en connaissant la durée de vie moyenne τ des charges.

L’accroissement de charge dans la zone de charge d’espace revient à introduire un effet capacitif qui s’ajoute à C_T . Le schéma équivalent est constitué de la mise en parallèle d’une résistance R_F , d’une capacité de diffusion notée C_D et de la capacité C_T , le tout en série avec la résistance r_s du semi-conducteur.

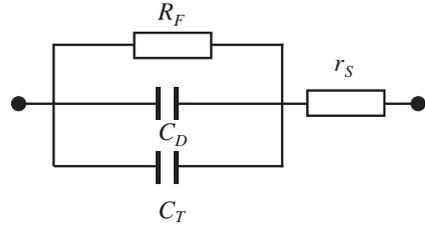


Figure C.8 Schéma équivalent en polarisation directe

– R_F est la résistance différentielle de la diode égale à :

$$R_F = 26 \text{ mV} / I_F,$$

– C_D est la capacité de diffusion égale à :

$$C_D = \tau \cdot I_F.$$

Régime transitoire

Considérons le montage de polarisation de la diode en direct ou en inverse à travers une résistance externe R de très forte valeur.

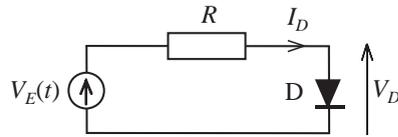


Figure C.9 Schéma d’étude de la commutation

Ce montage permet de se rendre compte des différentes phases de la commutation.

- Avant $t = t_0$, la diode est polarisée en direct, I_F est à l’origine d’un excès de porteurs au niveau de la jonction avec stockage d’une charge électrique Q .
- À $t = t_0$, V_E passe à $-V_R$ qui tend à bloquer D . Entre t_0 et t_1 , (plateau ou *storage time*), il y a élimination des porteurs stockés dans C_D .

Temps de plateau : $t_S = \tau \ln \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right)$, τ est la durée de vie des porteurs stockés

- Dès t_1 , Q devient nulle, un courant inverse dû à l’éloignement des porteurs de la jonction permet de charger C_T sous $-V_R$. Cette phase est appelée le traînage (*transition-time*).

Temps de traînage : $t_{ti} = RC_T \ln(10) = 2,3 RC_T$

- À t_2 , V_E fait un saut et devient positive $+V_F$. I_F s’établit et permet de charger C_T sous $+V_F$, un pic de courant I_F est observé puis I_F diminue progressivement jusqu’à t_3 . Le temps de montée t_r mesuré entre les instants où V_D passe de 10 % à 90 % de son excursion maximale.

Temps de montée : $t_r = RC_T \ln \left(\frac{V_E^+ + 0,9V_E^-}{V_E^+ + 0,1V_E^-} \right)$

- Le temps de recouvrement inverse est donné par : $t_{rr} = t_s + t_{ti}$.

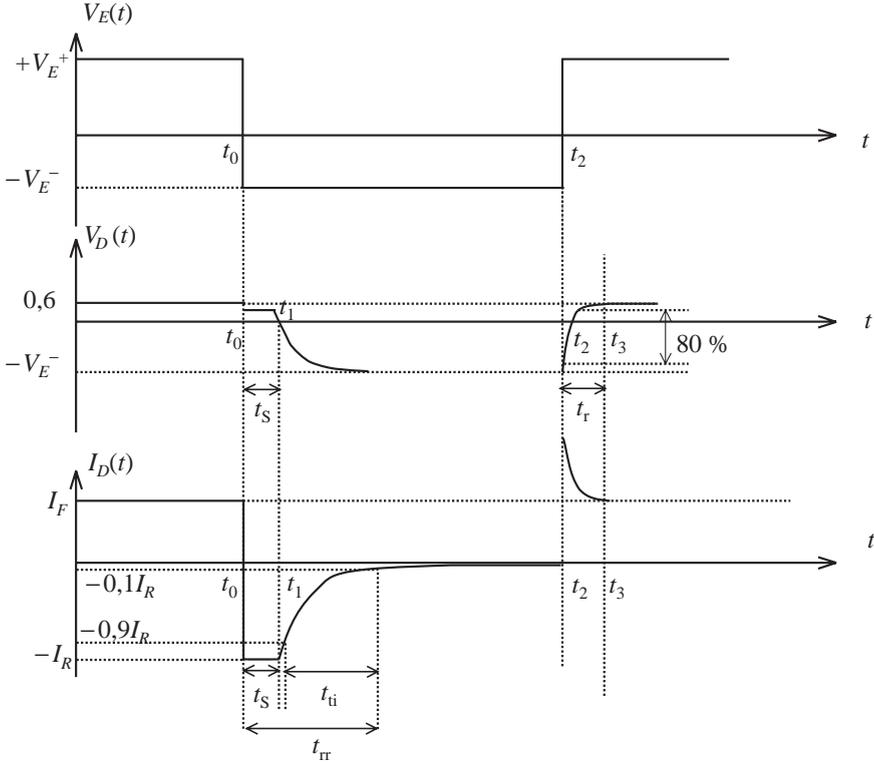


Figure C.10 Allures du courant et de la tension d'une diode en commutation

Commutation (transistor en)

Les paramètres importants pour les transistors en communication sont différents de ceux utilisés en fonctionnement en régime linéaire. Dans ce dernier cas, nous avons $I_C = \beta I_B$. Par contre, en régime non linéaire (saturé), I_C est fixé par le circuit collecteur. On utilise cependant la propriété d'amplification : $I_C = \beta_f I_B$ ($\beta_f < \beta$), β_f s'appelle le gain forcé.

Définition des temps de commutation

Domaine du régime bloqué

Pour les points de fonctionnement correspondant à « AB », I_C se réduit : $I_C = I_{CB0}$. Cette condition est obtenue en annulant (ou en inversant) la tension base-émetteur.

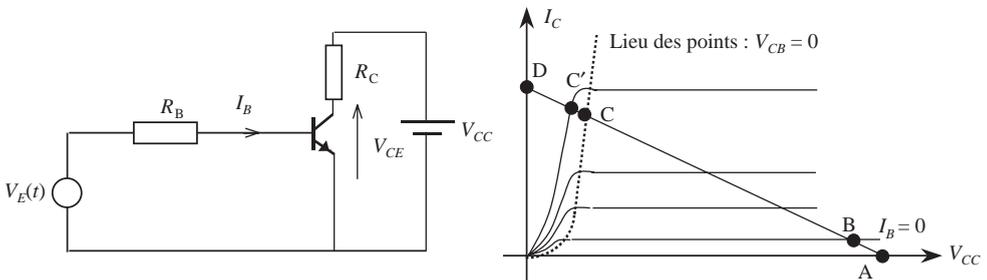


Figure C.11 Montage d'étude et réseaux de caractéristiques

Domaine du régime saturé

Pour les points situés entre C et D, le transistor est saturé. Cette zone correspond à des tensions $V_{CE} \leq V_{BE}$. Si V_E commute de $+V_E^+$ à $-V_E$ et inversement, nous obtenons :

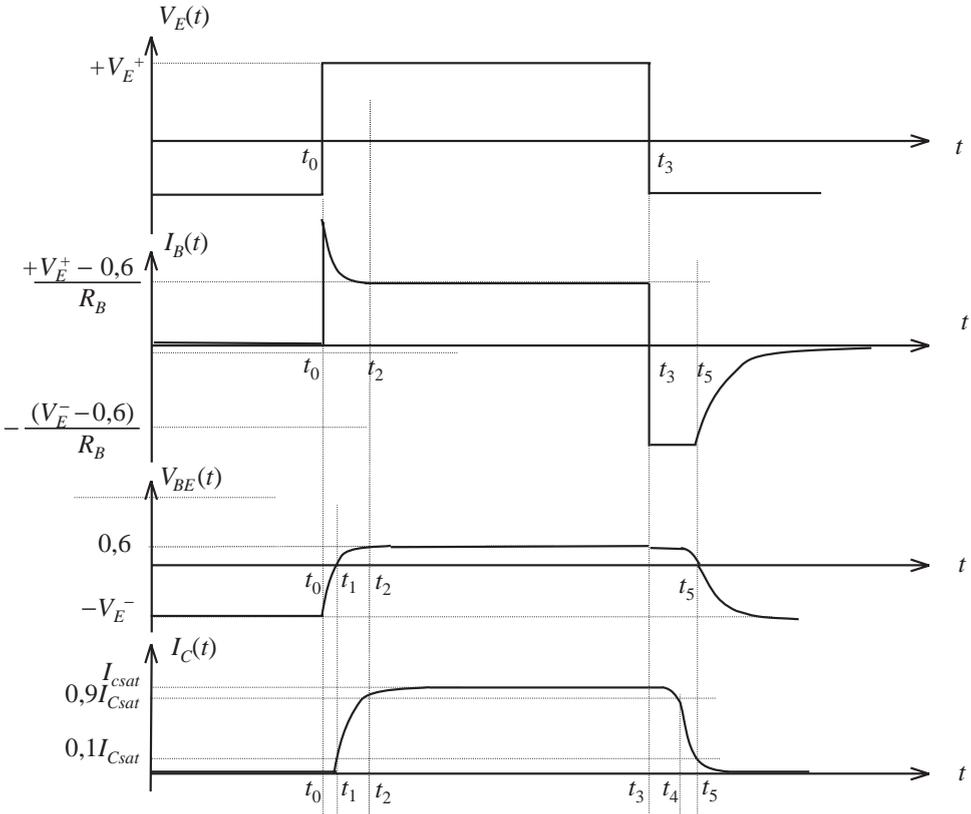


Figure C.12 Allures de $I_B(t)$ de $V_{BE}(t)$ et de $I_C(t)$ en commutation

- Avant t_0 , V_E est égale à $-V_E^-$, le transistor est bloqué et par conséquent I_B est nul.
- À t_0 , V_E monte jusqu'à $+V_E^+$, I_B charge les capacités C_{TE} et $C_{TC} \cdot V_{BE}$ augmente exponentiellement. À partir de t_1 , V_{BE} devient positive et I_C augmente rapidement. L'intervalle (t_0, t_1) est le temps de retard t_d (delay time).
- À partir de t_1 et jusqu'à t_2 , I_C passe du dixième au neuf dixièmes de sa valeur finale. L'intervalle t_1, t_2 est appelé temps de montée du courant collecteur t_r (rise time).

$$t_r = 2,2 R_{BE} C_{BE}$$

On appelle temps d'enclenchement ou de fermeture t_{on} , le temps : $t_{on} = t_d + t_r$.

- Pendant l'intervalle (t_2, t_3) , le transistor fonctionne en régime de saturation et à partir de t_3 , l'entrée bascule vers $-V_E^-$. I_C ne varie pas jusqu'à l'instant t_4 où il diminue pour prendre la valeur $0,9I_{Csat}$.

L'intervalle (t_3, t_4) est appelé temps de désaturation t_s (storage time).

$$t_s = \frac{\beta}{2\pi f_T} \ln \left(\frac{\beta I_{BF}}{I_{C(sat)}} \right)$$

• En t_4 , le transistor sort de la saturation et I_C commence à descendre jusqu'à atteindre $0,1I_{Csat}$ à l'instant t_5 . Pendant l'intervalle (t_4, t_5) , I_B inverse continue à décharger C_T . Le temps de descente ou temps de chute (*fall time*), t_f est :

$$t_d = t_r = 2,2 \tau = 2,2 R_{BE} C_{BE}$$

On appelle temps d'ouverture ou de déclenchement, t_{off} , le temps : $t_{off} = t_s + t_f$

Compatibilité électromagnétique (CEM)

Les risques de perturbations électromagnétiques sont fréquents dans un environnement industriel, où le matériel électronique se trouve proche du matériel de puissance. Si l'on ajoute la multiplication des transmissions par les ondes, une réglementation visant à limiter les niveaux d'interférences électromagnétiques produits ou subis par le matériel électrique et électronique s'imposait.

On parle de respect de la directive européenne en matière de compatibilité électromagnétique (CEM) lorsque ce produit ou ce système fonctionne sans émettre de perturbations non supportables par les appareils environnants et dont le fonctionnement n'est pas susceptible d'être affecté par ces perturbations. Les normes de CEM fixent :

- une limitation des perturbations électromagnétiques générées par le dispositif lui-même,
- un niveau d'immunité intrinsèque contre les perturbations reçues.

Pour respecter la norme, il faut :

- éviter la proximité entre des câbles de fonctions différentes et soigner le câblage (câblage court, fil torsadé, câble blindé, éviter les boucles...),
- utiliser des filtres adaptés sur les alimentations et dans les systèmes,
- soigner la continuité électrique (soudures, connectique...),
- choisir correctement les coffrets et faire des bonnes mises à la masse.

Condensateur

Principe et symboles

Un condensateur est un composant passif constitué de deux conducteurs appelés armatures qui sont séparés par un diélectrique ou isolant (papier, mica ou air). Il s'agit d'un réservoir d'énergie électrostatique capable d'emmagasiner l'énergie dans un champ électrique. En plus, le condensateur est capable de garder sa charge, une fois débranché du circuit.



Figure C.13 symboles des condensateurs : normal (a), variable (b) et chimique (c)

Si le condensateur est traversé par un courant d'intensité i , la quantité de charges stockées pendant un intervalle de temps dt considéré est : $dQ = i dt = C du$ en coulombs (C).

Plus le nombre de charges stockées est important, plus la différence de potentiel à ses bornes est élevée. La capacité du condensateur à accumuler les charges est notée « C », cette capacité a pour unité le farad (symbole : F), nous utilisons souvent des sous-multiples.

Nous trouvons des condensateurs non polarisés tels que les condensateurs en céramique ou à film plastique qui sont à usage fréquent ou bien ceux en polyester métallisé de meilleure qualité et qui servent pratiquement à tous les usages.

D'autres condensateurs de valeurs plus élevées sont polarisés (dotés d'une borne + et d'une borne -) et doivent être mis dans le circuit électrique en respectant la polarité, sous peine d'avoir des accidents. Il s'agit essentiellement de condensateurs électrochimique, auxquels il faut ajouter les modèles au tantale, sous forme miniature « tantale goutte » ou sous boîtiers métalliques.

Les critères à considérer pour le choix d'un condensateur sont :

- sa *capacité* qui peut être indiquée de différentes façons.
- sa *précision ou tolérance*. Notons à ce sujet que la précision est souvent de l'ordre de 20 %.
- sa *tension de service*. Cette tension représente la tension la plus élevée supportée par le condensateur. De plus, il ne faut jamais inverser la polarité pour les condensateurs chimiques.

Fonctionnement d'un condensateur

En régime continu, le courant qui circule dans un condensateur est nul. Ce composant se comporte donc comme un circuit ouvert. Inversement, un condensateur alimenté par un générateur de courant constant ($I_0 = cte$), développe à ses bornes une tension croissante U_C .

$$dQ = Idt = Cd u_C, \text{ ce qui donne : } u_C = \frac{I_0}{C} \times t + U_0$$

Les relations qui relient les différentes grandeurs sont :

$$i(t) = C \frac{du(t)}{dt}, p(t) = u(t) \times i(t) = C \times u(t) \times \frac{du(t)}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} C u^2 \right]$$

$$W_C = \int_0^t p(t) dt = \frac{1}{2} C u^2$$

W_C est l'énergie accumulée par le condensateur au bout d'un temps t .
 Supposons maintenant que pour $t = 0$, nous ayons : $U = 0$ et $Q = 0$. Or, pour faire varier l'énergie W_C d'une quantité finie ΔW_C en un temps infiniment petit Δt , il faudrait fournir une puissance $\Delta W_C / \Delta t$ qui est infinie, ce qui est physiquement irréalisable. Nous déduisons donc :

ni la charge, ni la tension aux bornes d'un condensateur ne peuvent varier instantanément. En revanche, le courant qui traverse le condensateur peut subir une discontinuité.

En régime harmonique, l'impédance devient :

$$Z = \frac{u(t)}{i(t)} = \frac{U_{Max} \cos(\omega t)}{jC\omega \times U_{Max} \cos(\omega t)} = \frac{1}{jC\omega} = -j \frac{1}{C\omega} = jX_C$$

Remarque : dans un condensateur, le courant $i(t)$ est en avance de phase par rapport à la tension $u(t)$. Le déphasage indiqué sur la figure est de $-\pi/2$. Ce déphasage se vérifie dans l'expression de l'impédance puisque Z est un imaginaire pur négatif.

Condensateur plan

Un condensateur plan est constitué de deux armatures de même surface « S » qui sont séparées généralement par un diélectrique de permittivité relative ϵ_r et d'épaisseur ℓ ; la capacité du condensateur est donnée par l'expression suivante :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{\ell} \text{ avec : } \epsilon_0 = \frac{1}{36 \times \pi \times 10^9} \text{ permittivité du vide et } \epsilon_r \text{ permittivité relative}$$

Contre-réaction

Un système de contrôle par réaction négative ou par contre-réaction est un système qui comporte trois organes :

- une chaîne directe ou chaîne d'action de fonction de transfert A,
- une chaîne de retour ou boucle de réaction de fonction de transfert B,
- un comparateur négatif qui réalise la différence entre la grandeur d'entrée externe x_e et la grandeur de sortie x_r : $\varepsilon = x_e - x_r$

Cette combinaison qui modifie les performances du montage est représentée par :

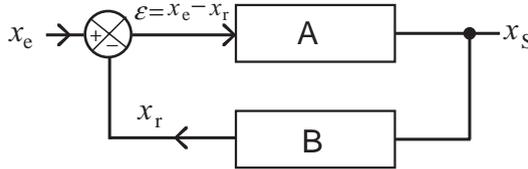


Figure C.14 Schéma de principe de la contre-réaction

En régime linéaire, la fonction de transfert du système bouclé est : $H = \frac{x_s}{x_e} = \frac{A}{1 + AB}$

Quatre modes de contre-réaction sont possibles, selon que l'on prélève la tension v_s (prélèvement en parallèle) ou le courant i_s (prélèvement en série). On réinjecte la grandeur de sortie de la chaîne de retour v_r (en parallèle) ou i_r (en série). On suppose que la chaîne de retour ne charge pas la chaîne directe, ce qui revient à négliger le courant qui passe dans B pour une tension prélevée et à négliger la tension d'entrée de B pour un courant prélevé.

Comparée aux caractéristiques de l'amplificateur A seul, la contre-réaction modifie le gain, l'impédance d'entrée, l'impédance de sortie et la bande passante.

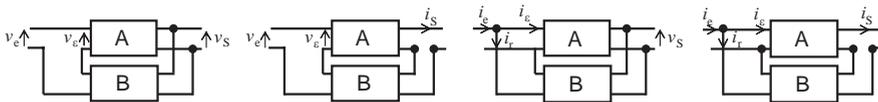


Figure C.15 Schéma de principe des quatre types de contre-réaction

Type de contre-réaction	Série-parallèle tension-tension	Série-série tension-courant	Parallèle-parallèle courant-tension	Parallèle-série Courant-courant
Signal prélevé	v_s	i_s	v_s	i_s
Signal réinjecté	$v_r = Bv_s$	$v_r = Bi_s$	$i_r = Bv_s$	$i_r = Bi_s$
Erreur	$\varepsilon = v_e - v_r$	$\varepsilon = v_e - v_r$	$\varepsilon = i_e - i_r$	$\varepsilon = i_e - i_r$
Fonction réalisée	Amplificateur de tension	Convertisseur tension-courant	Convertisseur courant-tension	Amplificateur de courant
Impédance d'entrée	$Z'_e \approx Z_e (1 + AB)$	$Z'_e = Z_e (1 + AB)$	$Z'_e \approx \frac{Z_e}{1 + AB}$	$Z'_e = \frac{Z_e}{1 + AB}$
Impédance d'entrée	$Z'_s = \frac{Z_s}{1 + AB}$	$Z'_s \approx Z_s (1 + AB)$	$Z'_s = \frac{Z_s}{1 + AB}$	$Z'_s \approx Z_s (1 + AB)$
Gain	$H = \frac{A}{1 + AB}$	$H = \frac{A}{1 + AB}$	$H = \frac{A}{1 + AB}$	$H = \frac{A}{1 + AB}$
Bande passante	$B'_p = B_p (1 + AB)$	$B'_p = B_p (1 + AB)$	$B'_p = B_p (1 + AB)$	$B'_p = B_p (1 + AB)$

Contrôle automatique du gain (CAG)

Le contrôle automatique du gain (CAG) est nécessaire dans beaucoup d'applications, radio, télévision, automatique, etc. Il s'agit de contrôler automatiquement le gain en fonction de la variation du signal d'entrée, la tension de sortie reste ainsi presque constante. Le principe est d'avoir dans le montage amplificateur une résistance commandée en tension.

Contrôle automatique du gain d'un oscillateur

Prenons le cas d'un oscillateur à pont de Wienn, on peut imaginer un contrôle automatique du gain en utilisant soit un transistor à effet de champ monté en résistance variable, soit une thermistance (d'autres solutions existent bien sûr).

Utilisation d'un FET

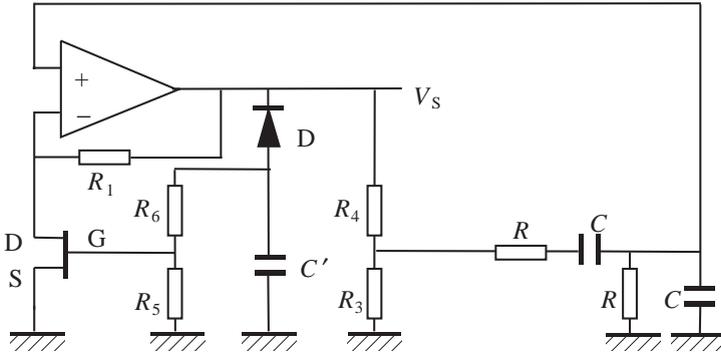


Figure C.16 Oscillateur à pont de Wienn avec contrôle automatique du gain

La résistance entre le drain et la source est :

$$R_{DS} = \frac{R_0}{1 - (U_{GS}/U_P)}$$

Le montage est susceptible d'osciller à la fréquence f_0 :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi RC}$$

À cette fréquence, le module de la fonction de transfert du filtre devient égal à 1/3. L'amplificateur est un montage non inverseur à amplificateur opérationnel. En introduisant la résistance entre le drain et la source, le gain devient :

$$H_{F0}(j\omega_0) = 1 + \frac{R_1}{R_{DS}} = 1 + \frac{R_1}{R_0} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P}\right) = 1 + \frac{R_1}{R_0} - \frac{R_1}{R_0 U_P} U_{GS}$$

Or, la tension de sortie v_S est redressée par la diode D, seules les alternances négatives passent. Cette tension est ensuite filtrée par le condensateur C' avec une constante de temps :

$$\tau = (R_5 + R_6) C'$$

La tension ainsi obtenue aux bornes du condensateur est une tension pratiquement continue de valeur égale à $-U_{S(MAX)}$. Dans ce cas, on a négligé la tension seuil de la diode. $U_{S(MAX)}$

désigne la tension maximale (crête) en sortie.

$$U_{GS} = -\frac{R_5}{R_5 + R_6} U_{S(MAX)}, \quad \text{soit : } H_{F0} = 1 + \frac{R_1}{R_0} - \left(\frac{R_1 R_5}{R_0 (R_5 + R_6)} \times \frac{U_{SM}}{|U_P|} \right) = 3$$

Utilisation des thermistances

Puisque H_{F0} doit être égal à trois en régime entretenu, deux cas se présentent :

$$H_{F0} = 1 + \frac{R_1}{R_2}$$

- on remplace R_1 par une thermistance à coefficient de température négatif CTN,
- on remplace R_2 par une thermistance à coefficient de température positif CTP.

Convertisseur analogique-numérique (CAN)

Il s'agit d'un dispositif qui transforme une grandeur électrique analogique V_{ana} appliquée à son entrée, en un mot binaire de n bits en sortie. Le code numérique utilisé en sortie peut être du binaire naturel, du binaire signé, du binaire décalé ou du binaire complémenté à deux. L'opération de conversion dure un certain temps T_{con} pendant lequel la grandeur d'entrée ne doit pas varier. Il faut donc utiliser des échantillonneurs bloqueurs.

$$V_{ana} = q (a_{n-1} 2^{n-1} + \dots + a_1 2^1 + a_0 2^0)$$

q est le *quantum* de tension donné par : $q = \frac{V_{ana(MAX)}}{2^n - 1}$

Convertisseur analogique-numérique à intégration simple rampe

Le schéma de principe est donné à la figure suivante :

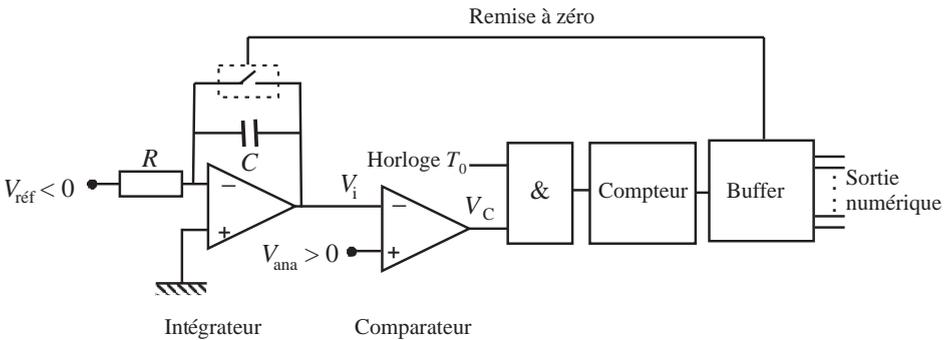


Figure C.17 Principe du CAN à intégration simple rampe

Lors de la remise à zéro, la sortie V_i et la sortie V_C sont nulles. $V_i = V_C = 0$. Après la remise à zéro, V_i , qui représente l'intégrale d'une tension constante de référence, varie donc d'une façon croissante. Il s'agit d'une rampe de tension :

$$V_i(t) = -\frac{V_{ref}}{RC} t$$

Tant que V_i est inférieure à V_{ana} , la sortie du comparateur est égale à 1, le compteur s'incrémente à chaque impulsion d'horloge. Lorsque V_i dépasse V_{ana} , la sortie du comparateur devient nulle, le compteur s'arrête de compter et sa sortie devient : $N = \frac{RC}{T_{Horloge}} \frac{V_{ana}}{|V_{ref}|} t$

Ce convertisseur facile à mettre en œuvre et économique, présente les inconvénients suivants :

- technique lente et inadaptée pour des signaux à hautes fréquences,
- mauvaise précision et mauvaise stabilité en température,
- mauvaise immunité contre le bruit qui peut causer des basculements prématurés et fausse le résultat.

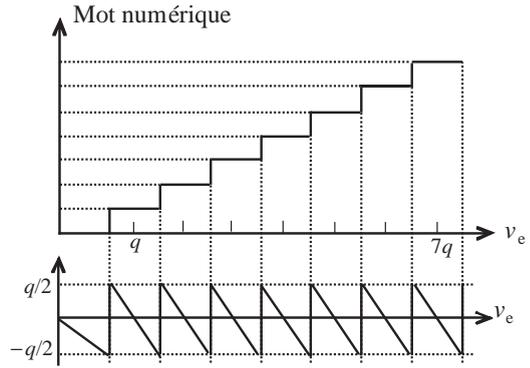


Figure C.18 Caractéristique de la sortie en fonction de V_e et erreurs de quantification

CAN à intégration double rampe

Le convertisseur double rampe est un perfectionnement du convertisseur simple rampe. Son schéma de principe est donné à la figure ci-dessous :

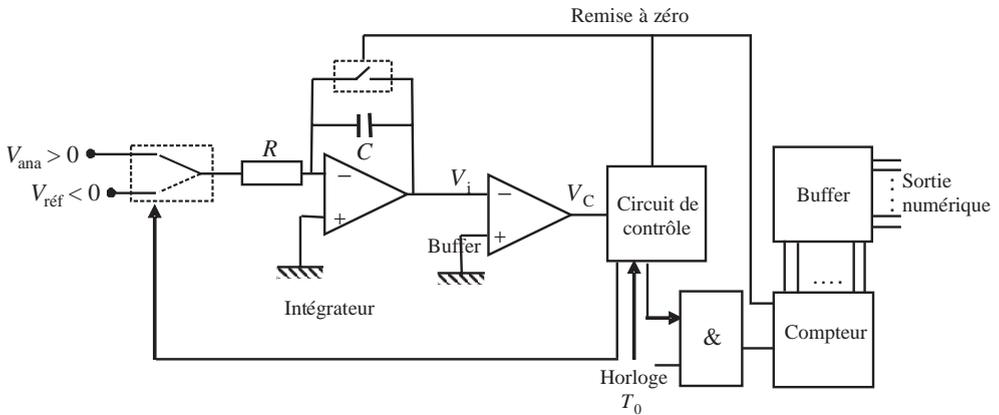


Figure C.19 Principe du CAN à double intégration

La précision devient indépendante des différents éléments susceptibles de varier : capacité, température, résistance et fréquence de l'horloge. Le principe de fonctionnement est :

- pendant une durée T_1 fixée à l'avance, égale à N_1 périodes d'horloge, la tension analogique V_{ana} est intégrée :

$$V_i(t) = -\frac{V_{ana}}{RC}t \quad \text{soit à } t = T_1, \quad V_i(T_1) = -\frac{V_{ana}}{RC}T_1$$

- pendant une durée T_2 , la tension de référence qui est de signe opposé à V_{ana} est intégrée :

$$V_i(t) = -\frac{V_{ana}}{RC} T_1 + \frac{|V_{réf}|}{RC} t$$

- pour $t = T_1 + T_2$, le circuit de contrôle stoppe le comptage des impulsions. En considérant les deux étapes, nous obtenons :

$$V_i(T_1 + T_2) = -\frac{V_{ana}}{RC} T_1 + \frac{|V_{réf}|}{RC} T_2 = 0 \quad \text{soit :} \quad T_2 = NT_0 = \frac{V_{ana}}{|V_{réf}|} T_1$$

nous tirons :

$$N = \frac{V_{ana}}{|V_{réf}|} \frac{T_1}{T_0}$$

Convertisseur analogique-numérique à approximation successive

Nous utilisons un CNA, le temps de conversion ne dépend plus de l'entrée, mais uniquement du nombre de bits et des caractéristiques du CNA. Le fonctionnement est donné à la figure suivante :

- tant que la tension $V_{ana} > V_{CNA}$, le compteur compte et la sortie numérique est incrémentée à chaque impulsion d'horloge,
- Lorsque la tension $V_{ana} < V_{CNA}$, le compteur cesse de compter et la sortie numérique n'est plus incrémentée.
- Le principal avantage de cette méthode est d'obtenir des temps de conversion très inférieurs aux convertisseurs précédents.

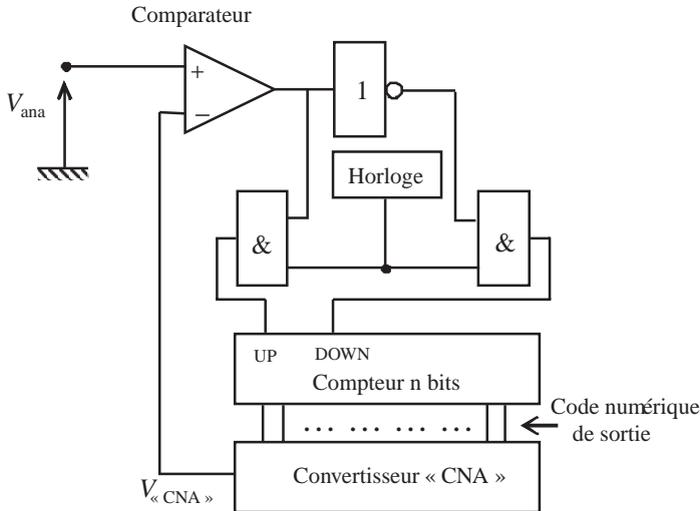


Figure C.20 Principe du CAN à approximation successive

Convertisseurs d'impédances négatives (NIC)

Un convertisseur d'impédance négative (*Negative Impedance Converter*) est un quadripôle dont l'impédance d'entrée est égale à son impédance de charge multipliée par un coefficient k négatif. Deux cas sont intéressants :

- $I_e = I_S \quad V_e = k.V_S$, on a un convertisseur d'impédance négative en tension (VNIC).
- $V_e = V_S \quad I_S = k.I_e$, on a un convertisseur d'impédance négative en courant (INIC).

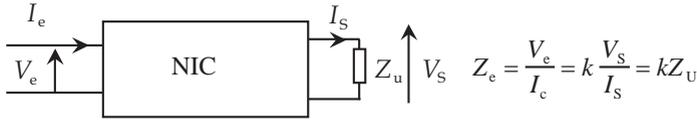


Figure C.21 Quadripôle sous forme d'un NIC

Exemple de réalisation d'un INIC

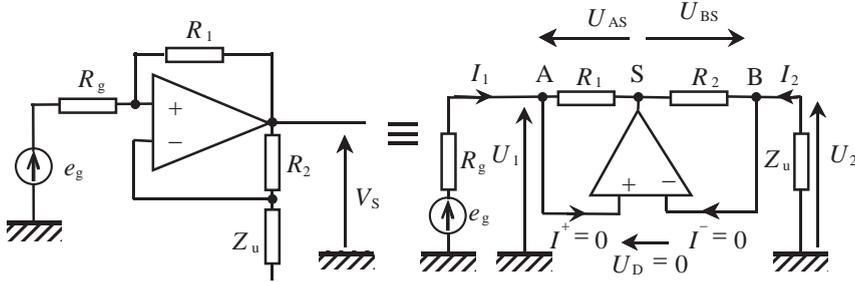


Figure C.22 Exemple de réalisation d'un INIC

$$U_{AS} = U_{BS} \Rightarrow R_1 I_1 = R_2 I_2 \Rightarrow I_2 = \frac{R_1}{R_2} I_1, \text{ soit : } Z_e = \frac{U_1}{I_1} = \frac{R_1}{R_2} \times \frac{U_2}{I_2} = k Z_u$$

Condition de stabilité : la contre-réaction doit l'emporter devant la réaction positive.

$$U^- > U^+ \Rightarrow Z_u I_2 > R_g I_1 \Rightarrow \frac{Z_u}{R_g} > \frac{I_1}{I_2} \text{ soit : } R_g < \frac{R_1}{R_2} Z_u \text{ ou } R_g < k Z_u$$

Convertisseur d'impédance positive

Un quadripôle est un convertisseur d'impédance positive si son impédance d'entrée est égale à l'impédance de charge multipliée par un coefficient *k* positif.

Le coefficient *k* est donné par : $k = \frac{R_1 R_3}{R_2 R_4}$

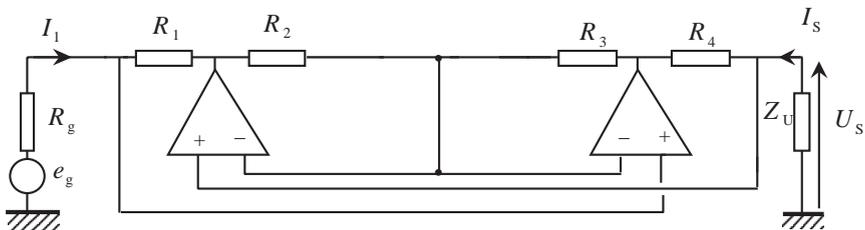


Figure C.23 Exemple de réalisation d'un IPIC

Convertisseur numérique-analogique (CNA)

Il s'agit d'un dispositif qui transforme un mot binaire de *n* bits en entrée, en une grandeur électrique analogique en sortie, proportionnelle à la valeur du mot binaire et noté *V_{ana}*. Diverses possibilités se présentent pour réaliser ce genre de convertisseur : nous citons :

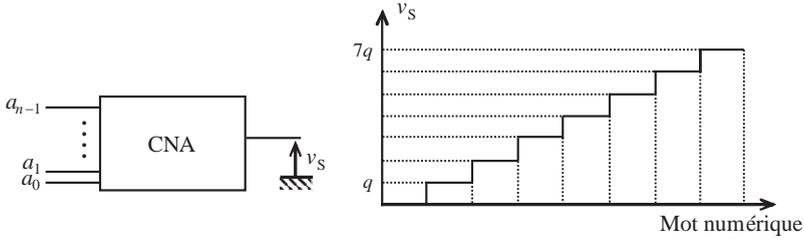


Figure C.24 Principe du CNA et caractéristique de sortie

CNA à réseau R – 2R

C'est un convertisseur qui utilise deux valeurs de résistances R et 2R qui sont faciles à réaliser en intégré. Le schéma de principe est donné à la figure :

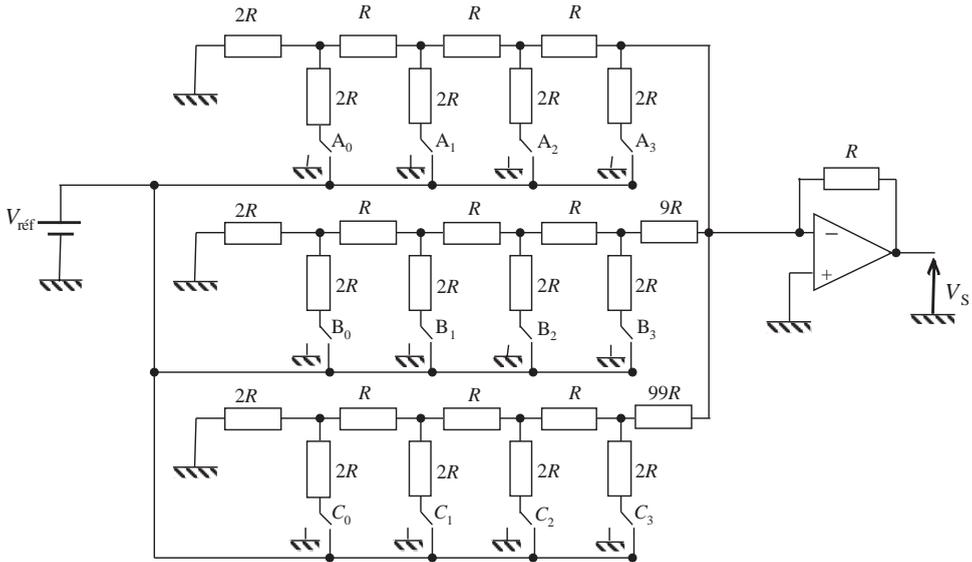


Figure C.25 Exemple d'un CNA à réseau R – 2R

La sortie est donnée par :
$$V_S = -R \left[\begin{array}{l} V_{\text{réf}} \left(\frac{1}{2R} \times A_3 + \frac{1}{4R} \times A_2 + \frac{1}{8R} \times A_1 + \frac{1}{16R} \times A_0 \right) + \\ V_{\text{réf}} \left(\frac{1}{2R} \times B_3 + \frac{1}{4R} \times B_2 + \frac{1}{8R} \times B_1 + \frac{1}{16R} \times B_0 \right) + \\ V_{\text{réf}} \left(\frac{1}{2R} \times C_3 + \frac{1}{4R} \times C_2 + \frac{1}{8R} \times C_1 + \frac{1}{16R} \times C_0 \right) \end{array} \right]$$

Convolution de deux fonctions

Le produit de convolution de deux fonctions $f_1(t)$ et $f_2(t)$ est :

$$f_1(t) * f_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t - \tau) f_2(\tau) d\tau$$

Propriétés du produit de convolution

commutativité : $f_1(t) * f_2(t) = f_2(t) * f_1(t)$

associativité : $f_1(t) * [f_2(t) * f_3(t)] = [f_1(t) * f_2(t)] * f_3(t)$

distributivité par rapport à l'addition : $f_1(t) * [f_2(t) + f_3(t)] = [f_1(t) * f_2(t)] + [f_1(t) * f_3(t)]$

L'impulsion de Dirac est l'élément neutre : $f(t) * \delta(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) \delta(t - \tau) d\tau = f(t)$

Si la réponse impulsionnelle d'un système est une impulsion de Dirac, le signal de sortie est une image fidèle du signal d'entrée.

Convolution (transformée de Fourier du produit de)

La transformée de Fourier du produit de convolution est égale au produit simple des transformées de Fourier de ces deux fonctions et *vice versa*. Les deux équations précédentes qui expriment d'une part le théorème de convolution temporelle et d'autre part le théorème de convolution fréquentielle, sont connus sous le nom de *théorème de Plancherel*.

$$TF [f_1(t) * f_2(t)] = TF [f_1(t)] \times TF [f_2(t)] = F_1(j\omega) \times F_2(j\omega)$$

Si l'on permute le temps et la fréquence et on change t en $-t$, on montre que :

$$TF [f_1(t) \times f_2(t)] = TF [f_1(t)] * TF [f_2(t)]$$

Corrélation de deux fonctions

Pour comparer deux signaux entre eux, ou pour faire ressortir une caractéristique d'un signal noyé dans le bruit, on compare le signal $f(t)$ ou $x(t)$ pris à un instant t donné à un signal (ou bien le même signal) pris à un instant $t' = t - \tau$ qui est représenté par la fonction, $g(t')$ ou $y(t)$. On appelle fonction d'intercorrélation de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$:

$$C_{x,y}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) y^*(t - \tau) dt = x(\tau) * y^*(-\tau)$$

On parle de fonction d'autocorrélation dans le cas particulier où $x(t) = y(t)$.

$$C_{x,x}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) x^*(t - \tau) dt$$

Sa valeur maximale est obtenue pour $t = 0$. Si pour $x(t)$ la transformée de Fourier est notée $X(j\omega)$ et pour $y(t)$ la transformée de Fourier est notée $Y(j\omega)$, et que l'on applique le théorème de la convolution temporelle, on trouve :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} C_{x,y}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = X(j\omega) \times Y^*(j\omega)$$

Dans le cas particulier de la fonction d'autocorrélation, on obtient :

$$TF [C_{xx}(\tau)] = |X(j\omega)|^2 ; C_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |X(j\omega)|^2 e^{j\omega\tau} d\omega$$

$|X(j\omega)|^2$ s'appelle la densité spectrale énergétique.

Couplage étoile de générateurs/récepteurs

Prenons trois générateurs (récepteurs). Ils peuvent être associés de deux façons différentes : en couplage étoile ou en couplage triangle, notés aussi : Δ et \perp . Un générateur couplé en étoile (ou en triangle) peut donc alimenter une charge branchée en étoile (ou en triangle).

Nous pouvons utiliser pour les trois générateurs précédents un même conducteur en commun. Ce conducteur sert pour le retour du courant, ce qui porte le nombre total de conducteurs à quatre : trois conducteurs, désignés souvent par « trois phases », parcourus respectivement par les courants \vec{I}_1, \vec{I}_2 et \vec{I}_3 et un conducteur en commun pour le retour parcouru par la somme des courants $\vec{I}_1 + \vec{I}_2 + \vec{I}_3$.

Dans le régime sinusoïdal équilibré, puisque les trois courants forment une étoile à $2\pi/3$, la somme des courants est nulle. Aucun courant ne passe dans le conducteur de retour, d'où le nom donné à celui-ci de *fil neutre*.

Théoriquement, ce fil peut être supprimé, mais en réalité l'équilibre parfait n'existe pas. Nous nous contentons d'utiliser une section de fil plus faible que pour les trois autres conducteurs qui sont les phases.

Dans la pratique, les phases et le neutre servent à alimenter un grand nombre de charges. Il est judicieux de répartir ces charges afin d'obtenir (de tendre vers) l'équilibre. La tension entre une phase quelconque et le neutre est de 220 V efficace, soit une tension maximale (crête) de $220 \times \sqrt{2}$ V. Nous appelons cette tension *une tension simple*, par comparaison à la tension obtenue entre deux phases quelconques et désignée par *tension composée*.

$$\vec{U}_{12} = \vec{U}_1 - \vec{U}_2 ; \vec{U}_{23} = \vec{U}_2 - \vec{U}_3 ; \vec{U}_{31} = \vec{U}_3 - \vec{U}_1$$

Nous pouvons vérifier que le module de la tension composée est égal à :

$$|\underline{U}|_{12} = |\underline{U}|_{23} = |\underline{U}|_{31} = (220 \times \sqrt{3}) \times \sqrt{2} \text{ V} = 380 \times \sqrt{2} \text{ V}$$

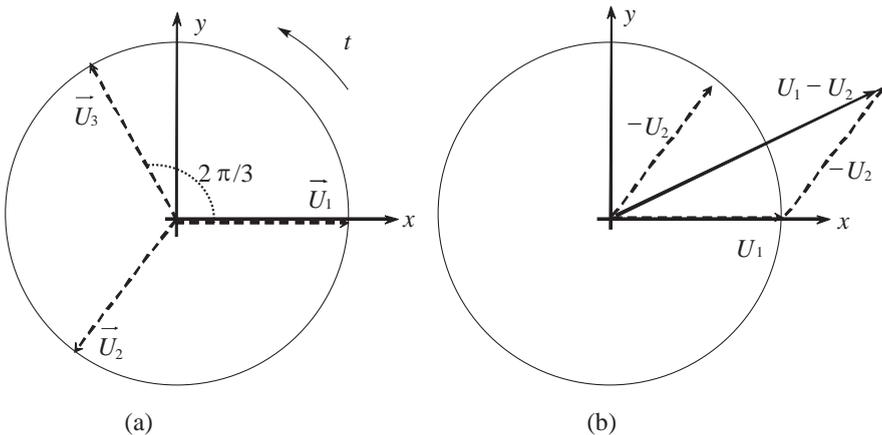


Figure C.26 Représentation de Fresnel d'une tension composée.

Couplage triangle de générateurs/récepteurs

Nous pouvons utiliser pour les trois générateurs (récepteurs) un couplage triangle qui consiste à réunir une borne de sortie du générateur à la borne d'entrée du générateur suivant. Le même raisonnement peut s'appliquer aussi aux différentes charges.

Remarque : un générateur en triangle peut alimenter des charges couplées en étoile et réciproquement, un générateur en étoile peut alimenter des charges montées en triangle.

Les trois conducteurs représentent les *trois lignes*. Ils sont parcourus respectivement par les courants dont les représentations complexes sont : $\underline{I}_1, \underline{I}_2$ et \underline{I}_3 mais les courants qui circulent dans les *trois phases* sont identiques aux courants qui circulent dans les trois charges. Ils sont notés $\underline{I}_{11}, \underline{I}_{22}$ et \underline{I}_{33} .

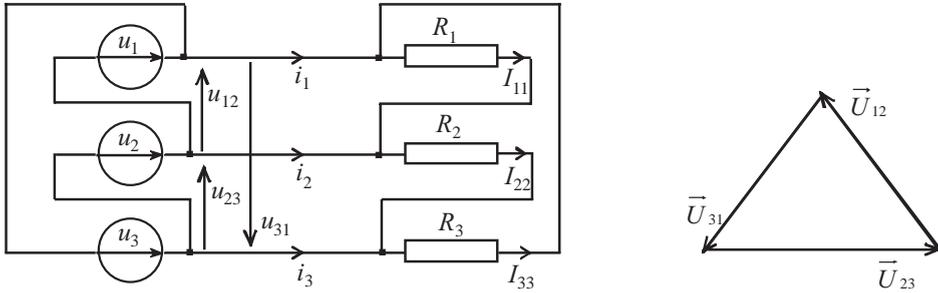


Figure C.27 Représentation d'un couplage triangle-triangle (a) et représentation de Fresnel d'une tension composée (b).

Les modules des courants sont :

$$|I_1| = \sqrt{3} |I_{11}| ; |I_2| = \sqrt{3} |I_{22}| ; |I_3| = \sqrt{3} \cdot |I_{33}|$$

En plus, chaque courant de ligne est déphasé par rapport au courant de phase d'une quantité égale à $-\pi/6$. Par exemple \underline{I}_1 est déphasé de $-\pi/6$ par rapport à \underline{I}_{11} .

Courant électrique

Supposons un conducteur de section dS : (par exemple $dS = 1 \text{ cm}^2$), qui contient des porteurs de charges mobiles. Les collisions que subissent ces porteurs de charges sur les imperfections du réseau cristallin du conducteur leur communiquent un mouvement désordonné dont la résultante, du point de vue de transport de l'électricité, est nulle.

Un champ électrique \vec{E} permet le déplacement des charges électriques avec une vitesse proportionnelle à \vec{E} . Cette vitesse notée \vec{v} est égale à :

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E} \quad (\mu \text{ représente la mobilité des charges exprimée en } m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1})$$

En un intervalle de temps égal à une seconde, un certain nombre de charges « N » traversent la surface considérée « dS ».

$$N = \vec{v} \cdot n \cdot \vec{dS} \cdot dt = \vec{v} \cdot n \times 1 \text{ cm}^2 \times 1s$$

n étant la densité des charges, c'est-à-dire le nombre de porteurs par unité de volume. La charge électrique qui traverse la section en une seconde devient :

$$dQ = qN = q \cdot \vec{v} \cdot n \cdot dt$$

Le flux d'électrons qui circule dans le conducteur est appelé courant électrique \vec{I} . Son intensité s'exprime en ampères (A).

$$\vec{I} = \frac{dQ}{dt} = \vec{J} \cdot \vec{dS}$$

Généralement, « dQ » représente la quantité de charges (en coulombs) traversant la section « dS » pendant l'intervalle de temps « dt » (en secondes).

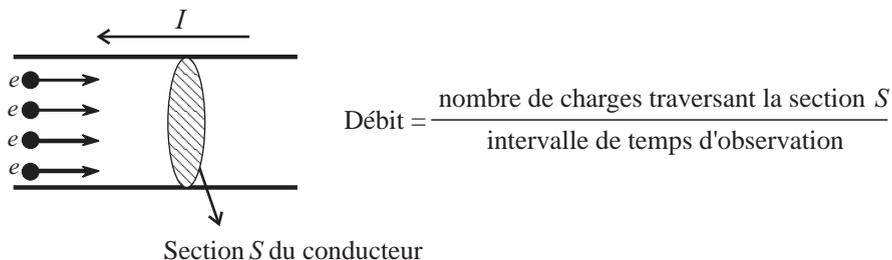


Figure C.28 Déplacement des charges négatives et sens du courant dans un conducteur

\vec{J} représente le vecteur densité de courant exprimé en $A \cdot m^{-2}$. La densité du courant est liée à la vitesse « \vec{v} » d'ensemble des porteurs de charges mobiles, et à leur densité volumique de charges locale « ρ_v ».

$$\vec{J} = \rho_v \cdot \vec{v} \text{ exprimé en } A \cdot m^{-2}$$

En remplaçant la vitesse par son expression, nous obtenons :

$$\vec{J} = \rho_v \cdot \mu \cdot \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}$$

σ représente la conductivité électrique du conducteur, exprimée en siemens par mètre ($S \cdot m^{-1}$). Cette expression représente la forme locale de la loi d'Ohm. Nous utilisons aussi couramment l'inverse de la conductivité qui est appelée la résistivité du conducteur.

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \text{ exprimé en ohms} \cdot \text{mètre } (\Omega \cdot m)$$

Dans le cas particulier d'un conducteur cylindrique à section constante « S », nous pouvons déterminer la résistance R ou la conductance G d'un tronçon du conducteur de longueur ℓ :

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S} \text{ exprimée en ohms et } G = \sigma \cdot \frac{S}{\ell} \text{ exprimée en siemens ou } \Omega^{-1}$$

Par convention, les physiciens du XIX^e siècle, ignorant alors l'existence des électrons, ont défini le courant électrique comme une circulation de charges positives se déplaçant dans le circuit de la borne positive « + » du générateur vers la borne négative « - » de ce dernier. Cette convention a été maintenue bien que nous sachions aujourd'hui que, dans la plupart des cas, ce sont des électrons qui circulent en sens inverse. Nous retenons :

- le sens du courant est identique au sens du déplacement des ions positifs (trous),
- le sens du courant est opposé au sens du déplacement des électrons.



D (amplificateur classe)

Un amplificateur en classe D est un amplificateur dans lequel les éléments actifs de puissance fonctionnent en régime bloqué ou saturé (interrupteurs). Le rendement d'un tel amplificateur est théoriquement de 100 % ; en réalité, le rendement est inférieur du fait des pertes diverses. Son principe de fonctionnement est différent des amplificateurs classiques du type A, B, AB et C. Les composants actifs de puissance génèrent un signal rectangulaire de fréquence élevée par rapport au signal d'entrée et dont le rapport cyclique est proportionnel au signal d'entrée à amplifier. Il s'agit d'une modulation de largeurs d'impulsions. Un filtre passe-bas placé en sortie permet de retrouver le signal d'entrée additionné à une ondulation résiduelle qui dépend de la qualité du filtre.

Le modulateur de durée d'impulsions génère un signal binaire v_b constitué d'une suite d'impulsions périodiques dont le rapport cyclique d dépend linéairement de la tension d'entrée v_e . On trouve des amplificateurs classe D à large bande, à bande étroite et des variantes appelées classe AD et classe BD.

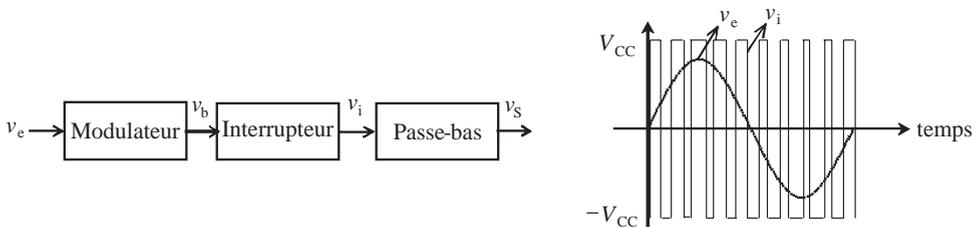


Figure D.1 Schéma synoptique d'un amplificateur classe D et allure des tensions d'un amplificateur classe AD

Dans le cas d'un amplificateur en classe AD, la tension de sortie est :

$$v_s = \overline{v_i} = (2d - 1) \times V_{CC} \quad \text{avec : } 0 \leq d \leq 1$$

$$d = \frac{1 + (v_e/v_{e\max})}{2} \quad \text{avec : } |v_e| \leq v_{e\max}$$

$$\text{Soit : } v_s = \overline{v_i} = \frac{v_e}{v_{e\max}} \times V_{CC}$$

Dans le cas d'un amplificateur en classe BD, on trouve deux modulateurs distincts : l'un commande les impulsions de sortie positives lorsque l'entrée v_e est positive, l'autre commande les impulsions de sortie négatives lorsque l'entrée v_e est négative.

D (voir bascule D)

Darlington

Les transistors bipolaires simples présentent souvent des valeurs de leurs gains en courant β de l'ordre de centaines voire même de l'ordre de dizaines quand il s'agit de transistors de puissances. Les impédances d'entrées se trouvent donc limitées. Or, souvent, on cherche à avoir des impédances d'entrées élevées : c'est le cas par exemple dans l'étage d'entrée d'un amplificateur opérationnel, dans un régulateur de tension et dans certains amplificateurs de puissances. L'une des solutions consiste à utiliser des transistors Darlington.

Un transistor dit « Darlington » est en réalité une association de deux transistors dont l'émetteur du premier alimente la base du deuxième. Cette configuration permet d'avoir des valeurs de β très élevées. En effet, le courant émetteur du transistor T_1 est le courant base du transistor T_2 .

Il vient :

$$\beta = \frac{I_{C2}}{I_{B1}} = \frac{\beta_2 I_{B2}}{I_{B1}} = \frac{\beta_2 I_{E1}}{I_{B1}} = \frac{\beta_2 \beta_1 I_{B1}}{I_{B1}} = \beta_1 \beta_2$$

On trouve aussi un type de montage dit « Darlington complémentaire ». Le principe d'un tel montage consiste à injecter le courant collecteur d'un transistor T_1 du type PNP, sur la base d'un transistor T_2 de type NPN. Ce montage fonctionne comme un transistor PNP avec un gain en courant : $\beta = \beta_1 \beta_2$.

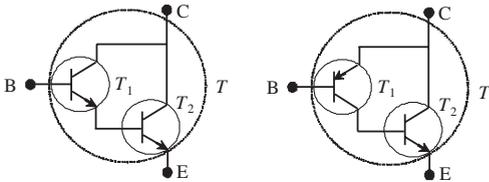


Figure D.2 Transistors Darlington et transistors Darlington complémentaires

Démodulateur FM à PLL

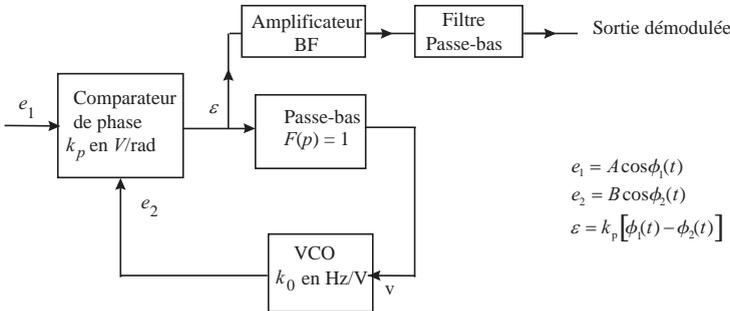
Dans un démodulateur FM à PLL, on trouve :

- le comparateur de phase qui délivre une tension $V = k_p(\phi_e - \phi_s)$ avec k_p en volts/radian,
- le VCO est un oscillateur qui délivre une fréquence dépendant de la tension d'entrée :

$$f_0 = f'_0 + K_0(V - V_0) \text{ avec } K_0 \text{ en Hz/volt}$$

f'_0 est la fréquence centrale appelée fréquence de repos qui est délivrée à la tension V_0 ,

- le filtre passe-bas supposé ici de fonction de transfert $F(p) = 1$,
- l'amplificateur BF et le filtre passe-bas qui servent à amplifier et à filtrer le signal démodulé.



$$e_1 = A \cos \phi_1(t)$$

$$e_2 = B \cos \phi_2(t)$$

$$\epsilon = k_p [\phi_1(t) - \phi_2(t)]$$

Figure D.3 Principe de la démodulation FM à PLL

La phase instantanée de $e_1(t)$ qui est un signal modulé en fréquence vaut :

$$\phi_1(t) = \omega_0 t + 2\pi k \int_0^t s(t) dt + \phi_0, \quad \text{soit : } \phi_1(p) = \frac{\omega_0}{p} + \frac{2\pi k}{p} S(p) + \frac{\phi_0}{p}$$

La phase instantanée délivrée par l'oscillateur commandé en tension est $\phi_2(t)$:

$$\phi_2(t) = \omega'_0 t + 2\pi k_0 \int_0^t v(t) dt - 2\pi k_p V_0 t + \phi'_0$$

On suppose que $F(p) = 1$ dans la bande passante, l'erreur de phase $\varepsilon(t)$ s'exprime :

$$\varepsilon(t) = \frac{k_p (\omega_0 - \omega'_0)}{\omega_k} (1 - e^{-\omega_k t}) + \frac{\omega_k V_0}{\omega_k} (1 - e^{-\omega_k t}) + k_p (\phi_0 - \phi'_0) e^{-\omega_k t} + s'_0(t)$$

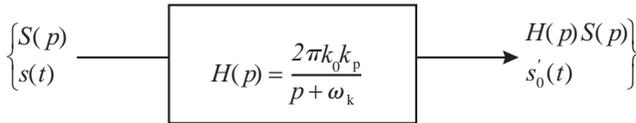
Avec $s'_0(t)$ transformée de $\frac{2\pi k k_p}{p + \omega_k} S(p)$, pour $t > \tau = \frac{1}{\omega_k}$:

$$\varepsilon(t) = s'_0(t) + V_0 + \frac{f_0 - f'_0}{k_0}, \quad V_0 \text{ représente la tension continue du VCO}$$

$\frac{f_0 - f'_0}{k_0}$ représente la tension continue due au désaccord initial du VCO.

La fonction $s'_0(t)$ est la transformée de $\frac{2\pi_0 k k_p}{p + \omega_k} S(p)$ c'est-à-dire la tension modulante $s(t)$ filtrée par un filtre passe-bas de fréquence de coupure f_B :

$$f_B = \frac{\omega_k}{2\pi}, \quad \text{soit } f_B = \frac{1}{2\pi} (k_p k_0 2\pi) = k_p k_0$$



Passe-bas de fréquence de coupure f_B

Figure D.4 Schématisation d'un principe de la démodulation à PLL

Le comparateur de phase se comporte donc comme un démodulateur suivi d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure $f_B = k_0 k_p$ (produits des sensibilités du comparateur et du VCO).

Démodulation cohérente

Ce type de démodulation cohérente, appelée aussi démodulation synchrone, sert à détecter le signal basse modulante, dans le cas général d'une modulation d'amplitude. Le signal $u_1(t)$ est le signal modulé en amplitude avec ou sans porteuses. Il s'écrit sous la forme :

$$u_1(t) = S_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) [A + S_m \cos(\omega_m t)]$$

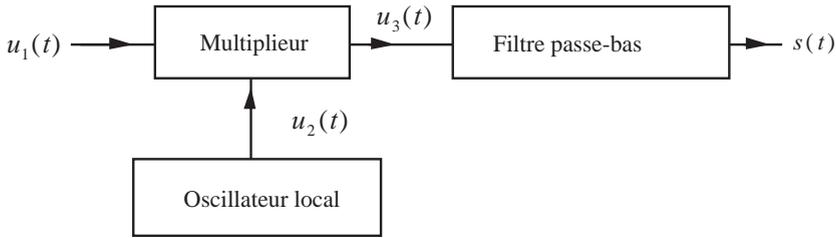


Figure D.5 Principe de la démodulation cohérente

L'oscillateur local délivre un signal $u_2(t) = U_2 \cos(\omega'_0 t + \varphi'_0)$, on suppose que $\omega'_0 = \omega_0$

Cas d'une modulation d'amplitude avec porteuse

$$u_3(t) = U_3 \left[\cos(\varphi'_0 - \varphi_0) + \cos(2\omega_0 t + \varphi_0 + \varphi') \right] \left[A + S_m \cos(\omega_m t) \right]$$

Après filtrage, la sortie $s(t)$ est : $s(t) = U_3 \cos(\varphi'_0 - \varphi_0) \left[A + S_m \cos(\omega_m t) \right]$

$\varphi = \varphi'_0 - \varphi_0$ exprime l'erreur de phase lors de la reconstitution de la porteuse.

$\cos \varphi$ représente la distorsion sur le signal démodulé.

* Si φ est constante, cette distorsion correspond à un affaiblissement.

* Si $\varphi = \pi/2$ modulo $2k\pi$, la sortie devient nulle.

* Si φ varie lentement dans le temps, la distorsion apparaît alors comme une sorte de modulation d'amplitude parasite.

On a donc intérêt à obtenir $\varphi = 0$ modulo 2π . Après élimination de la composante continue, on retrouve le signal modulant $S_m \cos(\omega_m t)$.

Démodulation synchrone (voir démodulation cohérente)

Densité spectrale énergétique (voir corrélation)

La densité spectrale énergétique (ou en puissance) d'un signal déterministe $s(t)$ notée D_S ou $|S(j\omega)|^2$ est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de ce signal :

$$D_S = TF [C_{xx}(\tau)] = |S(j\omega)|^2 \text{ et } C_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \times s^*(t - \tau) dt$$

s^* représente le complexe conjugué de s .

Dans le cas d'un signal aléatoire dont la valeur moyenne et la fonction d'autocorrélation sont invariants dans le temps (stationnarité au sens large) :

$$D_S = TF [C_{xx}(\tau)] = |S(j\omega)|^2 \text{ et } C_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \times s^*(t - \tau) dt$$

Densité spectrale de bruit (voir bruit)

Dépassement (voir ordre deux)

Déphasage

Considérons un courant (ou une tension) sinusoïdal : $s(t) = S_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi)$; ce courant passe dans un circuit électrique. La sortie obtenue est notée : $s'(t) = S'_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi')$. Nous notons les phases instantanées : θ et θ' avec : $\theta = \omega t + \phi$ et $\theta' = \omega t + \phi'$.

Nous appelons différence de phase (ou déphasage) instantanée entre $s(t)$ et $s'(t)$ la quantité :

$$\theta' - \theta = (\omega t + \phi') - (\omega t + \phi) = \phi' - \phi$$

Cette différence de phase $\Delta\phi = \phi' - \phi$ est une constante. Nous pouvons alors écrire :

$$s'(t) = S'_{\max} \cos(\omega t + \phi' + \phi - \phi) = S'_{\max} \cos\left(\omega\left(t - \frac{\phi - \phi'}{\omega}\right) + \phi\right)$$

L'expression précédente montre que $s'(t)$ à l'instant t_1 se trouve dans la même situation que $s(t)$ à l'instant : $t_2 = t_1 - (\phi - \phi') / \omega$. Deux cas se présentent :

- si $\phi' > \phi$, t_2 est antérieur à t_1 , le signal $s'(t)$ est en *retard de phase* sur $s(t)$,
- si $\phi' < \phi$, t_1 est antérieur à t_2 , le signal $s'(t)$ est en *avance de phase* sur $s(t)$.

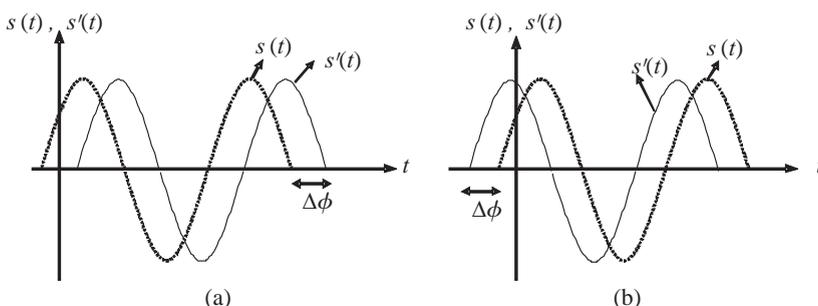


Figure D.6 Représentation du déphasage entre $s(t)$ et $s'(t)$: $s'(t)$ est en retard de phase (a) ou en avance de phase (b) par rapport à $s(t)$.

Remarque 1 : le raisonnement concerne deux signaux de même fréquence. Dans le cas contraire, nous ne pouvons plus utiliser la notion de déphasage.

Remarque 2 : nous pouvons tracer $s(t)$ et $s'(t)$ en fonction du temps ou en fonction de ωt . Dans ce dernier cas, nous pouvons lire directement le déphasage sur l'axe des abscisses.

Nous voyons donc que la différence de phase $\phi - \phi'$ s'interprète physiquement comme étant, à une constante multiplicative près, le retard du signal $s'(t)$ sur le signal $s(t)$.

Dérivateur (montage)

Le montage dérivateur ou différentiateur à amplificateur opérationnel est :

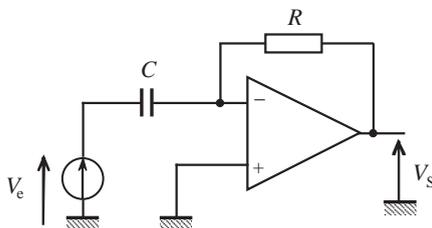


Figure D.7 Montage dérivateur à amplificateur opérationnel

L'expression de la tension de sortie est : $V_s = -RC \frac{dV_e}{dt}$

Désaccentuation (voir préaccentuation)

Descente (temps de)

Dans un système électronique, lorsque l'entrée qui est à une valeur logique supposée égale à 1 (ou zéro), est soudainement ramenée à zéro (ou à 1), la sortie supposée à l'état logique 1 ne peut pas revenir instantanément à zéro. En effet, des phénomènes de diffusion dans les semi-conducteurs se produisent avec des durées de vie spécifiques à chaque cas.

Souvent, la tension ou le courant deviendrait nul en suivant une décroissance exponentielle avec une constante de temps τ . Le temps de descente t_d (fall time) est égal à : $t_d = 2.2\tau$. Ce temps est le temps mis pour que la sortie évolue entre 90 % et 10 % de l'excursion maximale en sortie.

Détection d'enveloppe (démodulation)

La détection d'enveloppe permet de démoduler un signal modulé en amplitude avec porteuse conservée. Le circuit de base est formé d'une diode et d'un filtre passe bas.

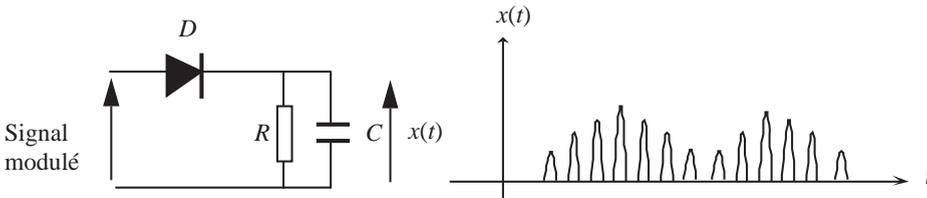


Figure D.8 Démodulateur d'enveloppe et sortie après la diode en l'absence du condensateur

Si m est inférieur à 100 % et si l'amplitude est suffisante pour pouvoir négliger dans un premier temps la tension seuil de la diode, la diode qui est à l'origine du redressement élimine de la partie négative du signal modulé.

Pour chaque alternance positive, si l'amplitude maximale de l'alternance est plus élevée que la tension aux bornes du condensateur, celui-ci commence par se charger, puis, dès que la tension maximale est atteinte, le condensateur se décharge à travers la résistance R du circuit.

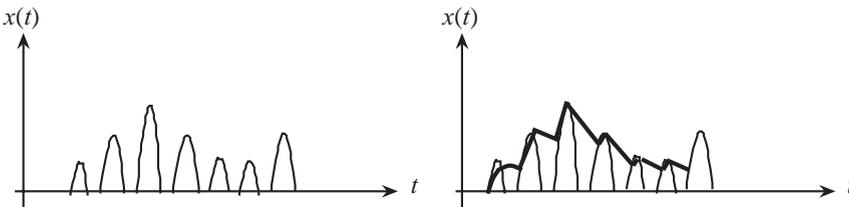


Figure D.9 Principe de la détection par diode et filtre RC

La condition sur la constante de temps du circuit pour que la détection se fasse correctement est :

$$\frac{2\pi}{\omega_0} \ll RC \ll \frac{2\pi}{\omega_m}$$

ω_0 et ω_m sont respectivement les pulsations de la porteuse et du signal modulant.

Détection quadratique

Soit une diode à jonction idéale, utilisée dans le montage suivant :

On pose : $v_0 = \frac{kT}{q}$ et on suppose que

$$E \ll v_0 \text{ et } \frac{1}{C\omega} \approx 0.$$

Dans ces conditions, on a : $i = I_s \left(e^{\frac{v}{v_0}} - 1 \right)$

Comme $|v| \ll |v_0|$, on peut écrire : $e^{\frac{v}{v_0}} \approx 1 + \frac{v}{v_0} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{v_0^2} + \dots$

Soit $i \approx I_s \left[\frac{v}{v_0} + \frac{1}{2} \frac{v^2}{v_0^2} \right]$ et, sachant que $v = E \cos(\omega t)$:

$$i = I_s \left(\frac{E}{v_0} \cos \omega t + \frac{E^2}{2v_0^2} \cos^2 \omega t \right) ; \text{ or : } \cos^2(\omega t) = \frac{1}{2} (\cos(2\omega t) + 1)$$

$$i = I_s \left(\frac{E^2}{4v_0^2} + \frac{E}{v_0} \cos(\omega t) + \frac{E^2}{4v_0^2} \cos(2\omega t) \right)$$

Le micro-ampèremètre va indiquer un courant continu égal à i (les composantes alternatives étant supposées court-circuitées par le condensateur C). On a donc :

$$i = I_s \frac{E^2}{4v_0^2}$$

Le courant détecté par la diode est proportionnel au carré de la tension d'attaque, pour les faibles valeurs de cette tension ($E \ll V_0 = \frac{kT}{q} = 26 \text{ mV}$).

On a réalisé une détection quadratique, proportionnelle à la puissance (et non à la tension) du générateur d'attaque. En particulier, le courant détecté va doubler pour une augmentation de 3 dB de la tension alternative d'entrée.

Détection synchrone (voir démodulation cohérente)

Déterministes (signaux)

Un signal déterministe est un signal dont l'évolution en fonction du temps peut être modélisée par une fonction mathématique dite certaine. Un tel signal est parfaitement déterminé à chaque instant par cette fonction : c'est un signal déterministe.

L'information est par définition inconnue pour celui qui la découvre. Les signaux connus d'avance (déterministes) pris seuls ne transportent pas d'informations utiles, ils ne constituent pas de ce fait une représentation correcte des signaux réels : ils sont donc très utiles pour tester et analyser un système électronique. On peut citer à titre d'exemple un signal sinusoïdal ou exponentiel.

Diac

Un diac est un composant qui ressemble au point de vue fonctionnement au *triac*, il s'agit d'un thyristor bidirectionnel qui peut commander un courant dans un sens ou dans l'autre, suivant l'ordre donné par la tension à ses bornes. Prenons par exemple un diac d'une tension d'amorçage (claquage) V_a .

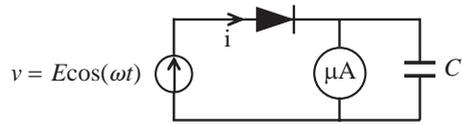


Figure D.10 Détection quadratique simple

Soit la tension qu'il reçoit est inférieure à V_a , dans ce cas aucun courant ne passe.

Soit la tension qu'il reçoit atteint la tension d'amorçage dans l'un ou l'autre sens : dans ce cas la jonction entre dans sa zone d'avalanche (fonctionnement en Zener) et il se met à conduire, un courant passe dans le sens imposé par V_a . Le diac ne devient donc conducteur qu'à partir d'une certaine tension positive ou négative (V_a).

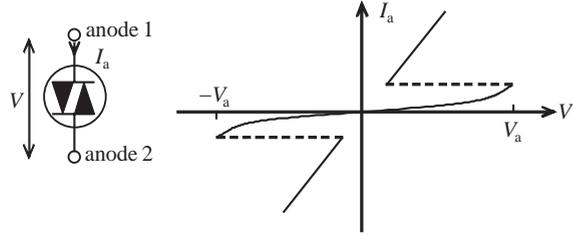


Figure D.11 Symbole et caractéristiques courant-tension d'un diac

Le circuit équivalent est donc deux diodes Zener montées en tête-bêche. La tension redescend ensuite, mais le diac reste conducteur, sauf si l'intensité devient trop faible. Pour désamorcer le diac, il faut que le courant qui circule devienne inférieur à une valeur minimale.

Diffusion des porteurs dans les semi-conducteurs

Lorsque, dans un cristal, les électrons et les trous ne sont pas uniformément répartis, ou si la température n'est pas uniforme, l'énergie cinétique des porteurs par unité de volume n'est pas uniforme. Il apparaît alors un phénomène de diffusion des porteurs, des régions de forte concentration aux régions à faible concentration, ou des régions à haute température vers celles de basse température. Les courants de diffusion des porteurs à travers une surface à l'intérieur des semi-conducteurs sont proportionnels aux gradients de concentration des porteurs :

$$\vec{J}_n = q D_n \times \overrightarrow{\text{grad } n} \quad \text{et} \quad \vec{J}_p = -q D_p \times \overrightarrow{\text{grad } p}$$

D_n, D_p sont respectivement les coefficients de diffusion des électrons et des trous. On a :

$$D_n = \mu_n \times \frac{KT}{q} \quad \text{et} \quad D_p = \mu_p \times \frac{KT}{q}$$

μ est la mobilité des porteurs de charges, dans le cas du silicium, on a :

$$\text{Valeurs, numériques : } \begin{cases} \mu_n = 0,14 ; \mu_p = 0,05 \text{ en m}^2/\text{Vs} \\ D_n = 0,003 \text{ m}^2/\text{s} ; D_p = 0,001 \text{ m}^2/\text{s} \end{cases}$$

Digit binaire

Le *digit* binaire qui a donné le nom digital est souvent appelé bit. En réalité il faut distinguer le bit d'information (voir entropie) et le digit binaire qui prend la valeur logique zéro ou 1.

Diode à jonction

Les diodes de redressement sont les diodes les plus connues. On trouve des diodes au silicium, à l'arséniure de gallium, au phosphore d'indium et plusieurs autres variétés.

En polarisation directe, le courant de la jonction PN croît exponentiellement en fonction de la tension, alors qu'en polarisation inverse, le courant est négligeable.

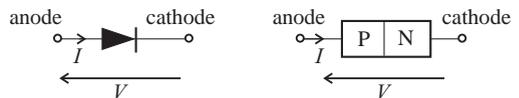


Figure D.12 Représentation symbolique de la diode et jonction PN

Ce comportement est proche de celui d'un composant électronique idéal, appelé diode, équivalent à un court-circuit en polarisation directe ($V > 0$)

et à un circuit ouvert en polarisation inverse ($V < 0$). Le comportement de la diode à jonction idéale est donné par : $I = I_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$

Polarisation directe

Pour les faibles tensions directes, le courant suit la loi : $I = I_s \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right)$

Pour les courants moyens on a : $I = I_s \left(e^{\frac{qV}{nkT}} - 1 \right)$, avec $1 < n < 1,5$ pour le silicium.

Les caractéristiques courant-tension d'une diode à jonction au silicium, tracées pour deux températures sont :

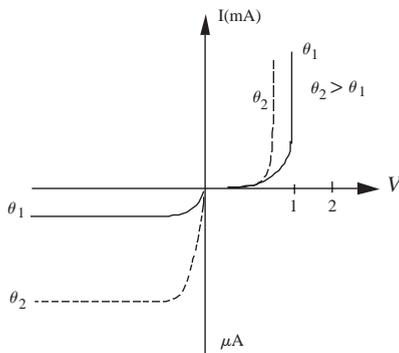


Figure D.13 Caractéristiques courant-tension d'une diode à jonction

Schéma équivalent

Si la diode est polarisée en direct par une tension V_0 , créant un courant I_0 à travers la jonction. Superposons à cette tension une tension variable $v = dV$ de faible amplitude. Cette tension v crée une variation $i = dI$ obtenue par différentiation de la relation :

$$dI = I_s e^{\frac{qV_0}{kT}} \frac{q}{kT} dV, \text{ si } V_0 > 0,1 \text{ V, on a } e^{\frac{qV_0}{kT}} \gg 1$$

On a donc : $dI \approx I_0 \frac{q}{kT} dV$ ou $dV = \frac{kT}{qI_0} dI$, que l'on écrit : $v = \frac{kT}{qI_0} i$

Si l'on écrit la loi d'Ohm en petits signaux : $v = R_d i$, on définit une résistance dynamique de la diode à jonction, valable en petits signaux, au point de polarisation (V_0, I_0), de valeur R_d :

Valeur numérique :

$$\frac{kT}{q} = 26 \text{ mV à } 300 \text{ K soit :}$$

$$R_d = \frac{26}{I_0}, I_0 \text{ en mA et } R_d \text{ en } \Omega$$

Capacité équivalente : capacité de diffusion

La relation liant le courant i à la tension v est :

$$i = \frac{v}{R_d} + C \frac{dv}{dt} \text{ avec : } C = C_j + C_{\text{diff}}$$

C_j est la capacité de jonction ou de transition et C_{diff} est la capacité de diffusion. Le deuxième terme est prépondérant en polarisation directe, et vaut :

$$C_{\text{diff}} = K T_F \frac{q I_0}{k T} = \frac{K \cdot T_F}{R_d}$$

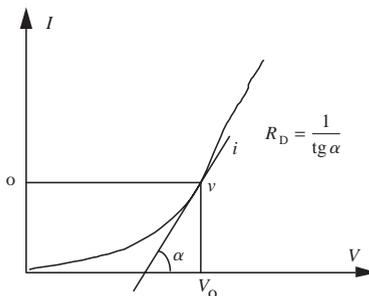


Figure D.14 Caractéristiques courant tension d'une diode à jonction

Les petites variations de courant i et de tension v sont modélisées par un schéma équivalent de la diode à jonction. Il s'agit donc d'un modèle de la diode pour des petits signaux.



Figure D.15 Schéma équivalent d'une diode polarisée en direct

Polarisation inverse

La largeur de la zone de transition dépend de la tension externe appliquée. Si la tension inverse appliquée à la diode $-V$ est augmentée de $-dV$, la zone de charge d'espace (zone de transition) augmente et on déduit la capacité de transition C_j : $C_j = \frac{dQ}{d|V|}$ avec : $|V| > 0$

En posant $V_0 = -V$ (point de polarisation), on obtient : $C_j(V_0) = \frac{C_{j0}}{\sqrt{1 + \frac{V_0}{V_b}}}$

C_{j0} est la capacité de transition pour $V_0 = 0$ V. Cela n'est valable que pour une jonction abrupte. Pour une jonction à profil de dopage linéaire, on a : $C_j(V_0) = \frac{C_{j0}}{\left(1 + \frac{V_0}{V_b}\right)^{\frac{1}{3}}}$

On a donc obtenu l'équivalent d'une capacité (en petits signaux) électriquement variable par une tension de commande V_0 . Une diode utilisant cette propriété est appelée *varicap* ou *varactor* selon l'utilisation.

Il existe différents types de diodes : diodes de redressement, pont à diodes, diodes électroluminescentes ou LED, photodiodes, diodes Zener, diodes varicap et diodes lasers.

Dipôle

Nous appelons dipôle un élément électrique capable ou non de fournir de l'énergie, communiquant avec l'extérieur seulement par deux bornes. À tout instant, le courant entrant par une borne est égal au courant sortant par l'autre. Chacune des résistances de la figure D.16, la source de tension de 10 volts ainsi que chacune des sources de courant de la figure constituent un exemple de dipôle.

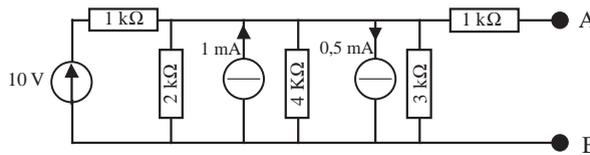


Figure D.16 Circuit électrique avec plusieurs dipôles

Dirac (Impulsion de)

Pour comprendre le principe de l'impulsion de Dirac, on prend la fonction porte et on suppose que la durée temporelle est très brève. Une telle fonction présente les propriétés suivantes :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \pi(t) dt = 1$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \pi(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t \neq 0 \\ \infty & \text{pour } t = 0 \end{cases}$$

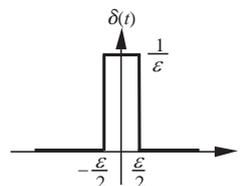


Figure D.17 Fonction porte de durée brève

Pour représenter la limite de $\pi(t)$, on définit l'impulsion de Dirac $\delta(t)$:

$$\delta(t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \pi(t) \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = 1$$

Une définition précise de l'impulsion de Dirac peut se faire dans le cadre de la théorie des distributions. On parle, alors, de distribution de Dirac et on écrit :

$$\delta(t - t_0) = \begin{cases} 0 & \text{si } t \neq t_0 \\ \infty & \text{si } t = t_0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_0) dt = 1$$

Physiquement, l'impulsion de Dirac ne peut pas être obtenue puisque cette impulsion très brève (nulle) est pourvue cependant d'une énergie non nulle.

Dirac (peigne de)

La transformée de Fourier de l'impulsion de Dirac donne :

$$TF[\delta(t)] = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\sin(\pi \tau f)}{\pi \tau f} = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin(x)}{x} = 1$$

Le spectre d'une impulsion de Dirac contient toutes les fréquences avec la même amplitude, c'est un spectre continu et constant appelé peigne de Dirac.

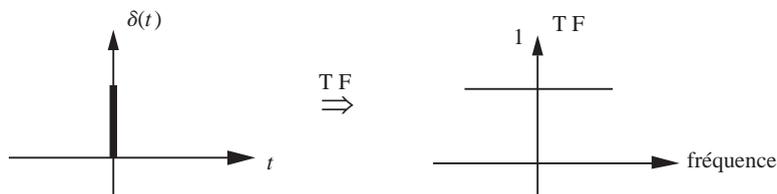


Figure D.18 Représentation temporelle et spectre de l'impulsion de Dirac

Discrète (voir Transformée de Fourier discrète)

Discrets (signaux à temps : voir échantillonnage)

Soit un signal analogique $s(t)$ à variation continue dans le temps. Si l'on échantillonne ce signal à une période T_e en prélevant ses valeurs à intervalles de temps réguliers $T_e, 2T_e, 3T_e, \dots$ le signal échantillonné s'écrit :

$$s_e(t) = \sum_n s(nT_e) \delta(t - nT_e)$$

avec $\delta(t - nT_e)$ qui représente la fonction *peigne de Dirac*.

En considérant une période d'échantillonnage normalisée ($T_e = 1$), on obtient la suite de valeurs $\{s(n)\}$ appelée signal discret.

La création de signaux discrets s'obtient donc soit par échantillonnage de signaux continus, soit par algorithme : formule mathématique ou automate (programme informatique).

Discriminateur à circuit oscillant

Le schéma de principe de la détection d'un signal FM par limiteur discriminateur est :

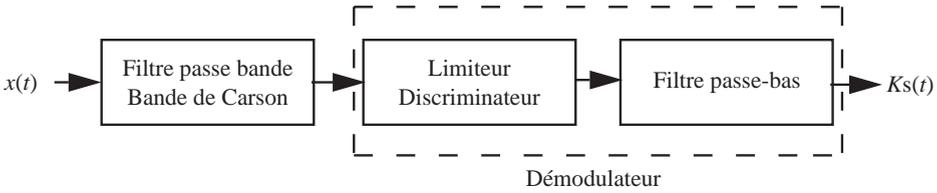


Figure D.19 Schéma synoptique d'un démodulateur FM à limiteur discriminateur

Il est possible de réaliser une démodulation de fréquence en utilisant un circuit oscillant parallèle « circuit bouchon » dont la fréquence de résonance est légèrement décalée par rapport à la fréquence de la porteuse.

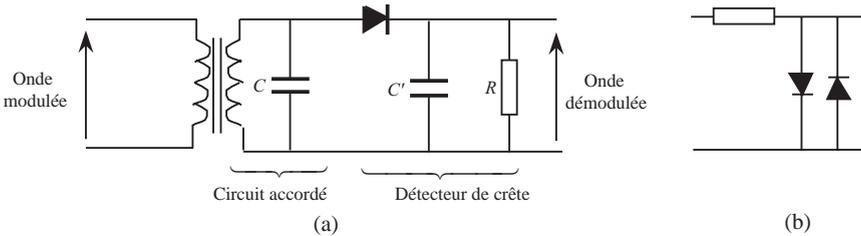


Figure D.20 Démodulateur à circuit bouchon (a) et limiteur à deux diodes (b)

Le circuit oscillant joue le rôle d'un discriminateur : circuit chargé de convertir les variations de fréquence en variations de tensions. La modulation de fréquence à l'émission est transformée en modulation d'amplitude à la réception.

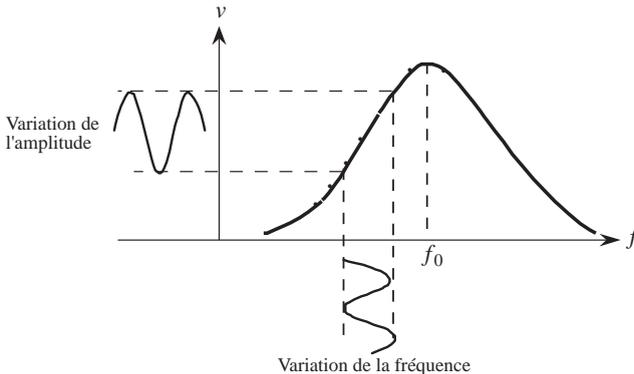


Figure D.21 Courbe de résonance et transformation de la modulation FM en modulation AM

Un discriminateur est souvent précédé d'un limiteur qui permet d'écrêter le signal reçu de façon à égaliser les amplitudes.

Le principe du discriminateur consiste à réaliser l'opération dérivation en utilisant la partie montante de la fonction de transfert du circuit résonnant : un signal modulé en fréquence à

l'entrée se trouve dérivé :

$$s(t) = S \cos(\omega_0 t + m \sin(\omega t))$$

$$s'(t) = \frac{ds(t)}{dt} = -S[\omega_0 + m \cos(\omega t)] \sin[\omega_0 t + m \sin(\omega t)]$$

$$s'(t) = S' \sin[\omega_0 t + m \sin(\omega t)]$$

La dérivée $s(t)$ du signal modulé en fréquence $s'(t)$ reste un signal modulé en fréquence mais son amplitude varie en fonction de la fréquence.

$$S' = -S(\omega_0 + m) \cos(\omega t)$$

La mesure de l'enveloppe du signal dérivé permet de retrouver le signal modulant.

Discriminateur de TRAVIS

Le discriminateur de TRAVIS utilise deux circuits résonnants montés tête-bêche et accordés respectivement sur les fréquences f_1 et f_2 de part et d'autre de la fréquence porteuse f_0 . Les courbes de sélectivité se combinent et fournissent la caractéristique souhaitée.

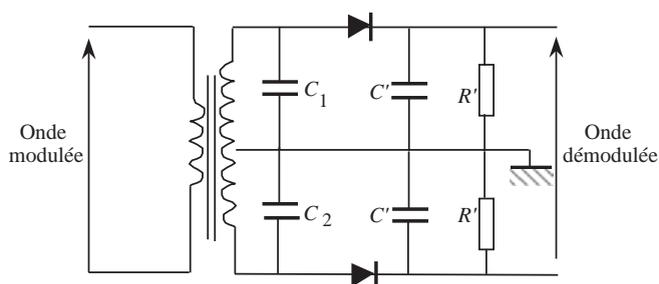


Figure D.22 Discriminateur de TRAVIS

La linéarité se trouve accrue. Si l'on note $Q = Q_1 = Q_2$ le coefficient de qualité de chaque circuit oscillant, la meilleure linéarité est obtenue pour :

$$\frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1} = \frac{\sqrt{2}}{2Q}$$

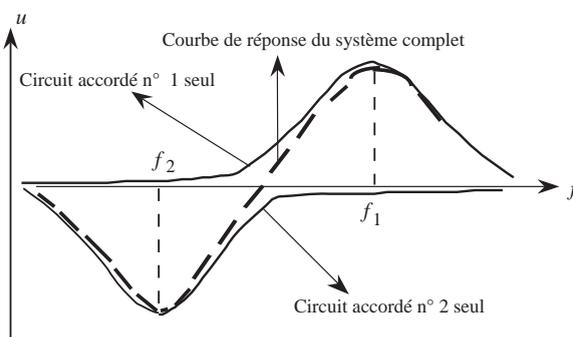


Figure D.23 Augmentation de la linéarité pour le discriminateur de TRAVIS

D'autres types de discriminateur peuvent être utilisés pour la réception FM. Le plus connu est le discriminateur de phase ou discriminateur de Foster-Seely et les circuits modifiés (discriminateur de Weiss).

Distorsion d'un signal gain-fréquence

On sait, d'après l'étude des *séries et transformées de Fourier*, que tout signal peut se ramener à l'addition de fonctions sinusoïdales. La linéarité d'un système impose que toutes les fréquences passent en conservant les modules et les phases. Le non-respect de cette condition implique une distorsion du signal de sortie. Cette distorsion, appelée distorsion gain fréquence, est bien connue et se résume de la façon suivante.

Si l'on fait varier uniquement la fréquence d'un signal sinusoïdal injecté à l'entrée d'un système, l'amplitude du signal de sortie varie à partir de certaines fréquences. Cette variation est accompagnée d'un déphasage qui varie lui aussi en fonction de la fréquence.

La bande passante est déterminée par la différence entre la fréquence la plus élevée et la fréquence la plus faible pour lesquelles le gain en sortie chute de trois décibels.

Distorsion non linéaire

Ce type de distorsion ne permet plus de conserver la forme sinusoïdale en sortie pour une excitation à l'entrée sinusoïdale. C'est le cas par exemple pour l'amplificateur en classe B. La distorsion de croisement implique un changement de la forme du signal de sortie. Le signal ainsi obtenu peut être décomposé en série de Fourier.

Quelle que soit l'origine de la distorsion, pour une entrée sinusoïdale $e(t) = E \cos(\omega t)$, la sortie est donnée par :

$$s(t) = S_0 + S_1 \cos(\omega t - \phi_1) + S_2 \cos(2\omega t - \phi_2) + \dots + S_n \cos(n\omega t - \phi_n)$$

On définit le taux de distorsion harmonique par :

$$TDH = K = \frac{\sqrt{S_2^2 + S_3^2 + \dots + S_n^2}}{S_1} \times 100$$

Dopage

Semi-conducteur extrinsèque

L'utilisation des semi-conducteurs dans la plupart des composants électroniques se fait dans un état dit dopé (semi-conducteur extrinsèque).

Semi-conducteur de type N-Donneur

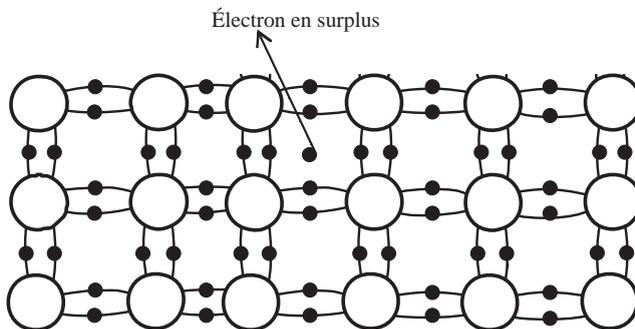


Figure D.24 Schématisation des liaisons d'un semi-conducteur de type N

Supposons par exemple que dans un semi-conducteur très pur (1 atome d'impureté inclus pour 10⁹ atomes de semi-conducteur), on introduise volontairement un corps pentavalent (métalloïde : phosphore, arsenic, antimoine) dans une proportion (taux de dopage) d'un atome « d'impureté » pour 10⁵ à 10⁸ atomes de semi-conducteurs.

L'électron en surplus n'est que faiblement lié à l'atome pentavalent, et à la température ambiante, il est libre dans le semi-conducteur (à cause de l'agitation thermique) et participe à la conduction. Le semi-conducteur extrinsèque ainsi constitué est dit de type N. L'impureté dans ce cas est appelée donneur.

Remarque : la neutralité globale du semi-conducteur est bien sûr conservée, à chaque électron libre dans le cristal, correspondant un ion positif d'impureté dans le même cristal.

Semi-conducteur de type P-Accepteur

Introduisons maintenant dans le semi-conducteur intrinsèque, en faible quantité, un corps trivalent (par exemple bore, aluminium, gallium ou indium). Les atomes de cette « impureté » vont se substituer à ceux du semi-conducteur, donnant la situation de la figure suivante.

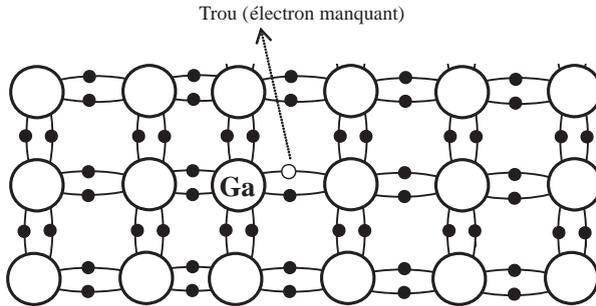


Figure D.25 Schématisation des liaisons d'un semi-conducteur de type P

Une lacune apparaît dans la liaison covalente, à l'endroit de chaque atome accepteur. À la température ambiante, cette lacune est comblée par un électron voisin sous l'effet de l'agitation thermique, formant un trou positif dans le cristal, libre de se déplacer à l'intérieur de celui-ci. On trouve donc pratiquement autant de trous libres que d'atomes accepteurs. La neutralité du cristal est conservée globalement. Le semi-conducteur ainsi créé est de type P.

Doubleur de tension

Soit le montage de la figure suivante, l'entrée est constituée d'une tension triangulaire (ou sinusoïdale) de grande amplitude. On peut négliger la tension seuil de la diode V_0 devant la valeur crête E de la tension d'entrée.

On suppose que les condensateurs sont initialement déchargés. Le circuit formé par la diode D_1 et le condensateur C_1 permet de verrouiller la tension aux bornes de la diode D_1 au dessus de zéro.

Le condensateur C_1 se charge donc à : $v_{C1}(t) = -E$.

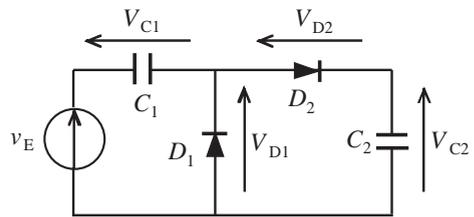


Figure D.26 doubleur de tension dit « doubleur de Schenkel »

La tension aux bornes de D_1 est : $v_{D1}(t) = v_e(t) + E$.
 Le circuit formé par la diode D_2 et le condensateur C_2 permet quant à lui de verrouiller la tension aux bornes de la diode D_2 au dessous de zéro.
 Le condensateur C_2 se charge donc à : $v_{C2}(t) = +2E$.
 La tension aux bornes de D_2 est : $V_{D2}(t) = V_{D1}(t) - v_{C2}(t) = v_e(t) - E$.
 En prenant la sortie aux bornes du condensateur C_2 , le montage ainsi réalisé représente un doubleur (ou multiplicateur par deux) de la tension. On peut associer un certain nombre de cellules pour obtenir un multiplicateur par 4 ou par 8 de la valeur crête de la tension d'entrée.

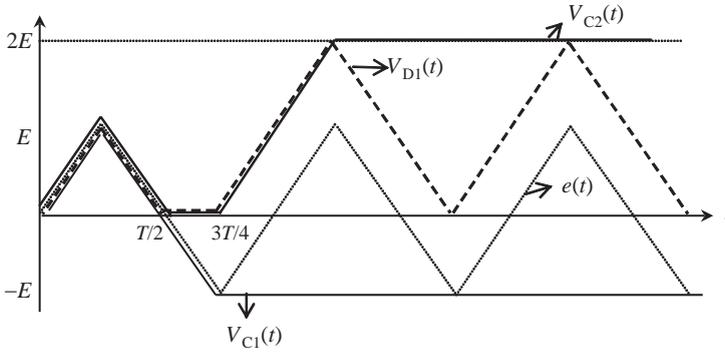


Figure D.27 Allures des tensions dans le cas d'un doubleur de tension

Drain commun

Soit le montage suivant, supposons que les condensateurs de liaison C_1 et C_2 ont des valeurs de capacités très élevées, et se comportent de ce fait comme des courts-circuits à la fréquence de travail considérée. Cherchons à déterminer le gain en tension à vide A_{V0} , le gain en tension en charge A_V , l'impédance d'entrée Z_e et l'impédance de sortie Z_S .

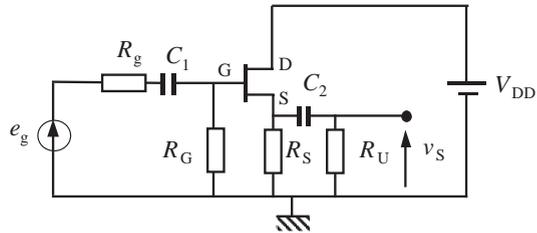


Figure D.28 Transistor FET en drain commun

Schéma équivalent

Le drain, étant relié à la borne positive (+) de l'alimentation, se trouve à la masse en alternatif. Nous obtenons le schéma équivalent suivant :

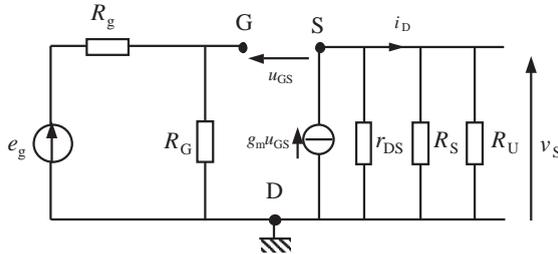


Figure D.29 Schéma équivalent du montage drain commun

Gain en tension à vide

On note la conductance de source G_S et la conductance drain-source g_{ds} :

$$G_S = \frac{1}{R_S} \quad \text{et} \quad g_{ds} = \frac{1}{r_{ds}}$$

La résistance R_G étant souvent élevée, l'amplification à vide A_{V0} devient :

$$A_{V0} = \frac{v_s}{v_e} = \frac{u_{sd}}{u_{gd}} = \frac{g_m}{G_S + g_m + g_{DS}} = \frac{g_m R_S}{1 + (g_m + g_{DS})R_S}$$

Généralement, g_{DS} est nettement plus petit que g_m et que G_S , l'amplification A_{V0} devient :

$$A_{V0} = \frac{g_m}{G_S + g_m} = \frac{g_m R_S}{1 + g_m R_S}$$

Impédance d'entrée

L'impédance d'entrée du transistor seul étant considérée comme infinie, l'impédance d'entrée du montage est simplement égale à R_G .

Impédance de sortie

La résistance entre G et S étant infinie, il n'y a aucune réaction de la sortie sur l'entrée et la tension entre la grille et le drain est nulle : $u_{GD} = 0$, ce qui fait que : $u_{GS} = -u_{SD}$.

L'admittance de sortie est :

$$Y_s = \frac{i_s}{u_{sd}} = G_S + g_{ds} + g_m \approx G_S + g_m$$

Dans le cas particulier : $g_m R_S \gg 1$, alors $Y_s = g_m$.

Gain en charge

L'amplificateur se met sous la forme d'un quadripôle avec une impédance d'entrée Z_e , une impédance de sortie Z_s et une source de tension commandée en tension $A_{V0}u_{GS}$. Le gain en charge devient :

$$A_V = \frac{v_s}{u_{GS}} \times \frac{u_{GS}}{e_g} = \frac{R_U}{R_U + Z_s} \times A_{V0} \times \frac{Z_e}{Z_e + R_g}$$

$$A_V = \frac{R_U}{R_U + Z_s} \times \frac{Z_e}{Z_e + R_g} \times \frac{g_m R_S}{1 + g_m R_S}$$

Drain (voir effet de champ)**Droite de charge**

Dans un montage à transistors, la droite de charge en sortie est donnée par l'équation qui régit les deux grandeurs en sortie du transistor : courant et tension. On distingue donc deux types de droites de charge : droite de charge statique et droite de charge dynamique. Étudions le cas typique du montage à transistor bipolaire en émetteur commun découplé.

Droite de charge statique

En continu, l'équation qui relie le courant I_C à la tension V_{CE} est donnée par la loi d'Ohm :

$$V_{CC} = R_C I_C + V_{CE} + R_E I_C, \text{ soit : } I_C = \frac{V_{CC}}{R_C + R_E} - \frac{V_{CE}}{R_C + R_E}$$

Il s'agit d'une droite de pente négative : $-1/R_C$, appelée droite de charge statique. Cette droite est le lieu de tous les points de fonctionnement du montage. Pour un courant de base I_{B0} imposé par le circuit formé par V_{CC} , R_1 et R_2 , le point de fonctionnement N est le point qui se trouve à l'intersection entre la droite de charge statique et la caractéristique de sortie du transistor donnée pour I_{B0} .

Droite de charge dynamique

En alternatif, le condensateur de découplage C_E annule l'effet de la résistance R_E , l'équation qui relie le courant i_C du transistor à la tension v_{CE} est donc donnée par la loi d'Ohm :

$$v_{CE} = - (R_C // R_U) i_C \text{ soit : } i_C = - \frac{v_{CE}}{R_C // R_U} = -v_{CE} \frac{(R_C + R_U)}{R_C R_U}$$

Il s'agit d'une droite de pente négative $-1 / (R_C // R_U)$ appelée droite de charge dynamique. Cette droite doit passer par le point de fonctionnement du montage.

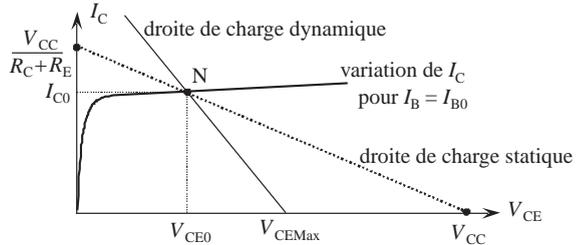
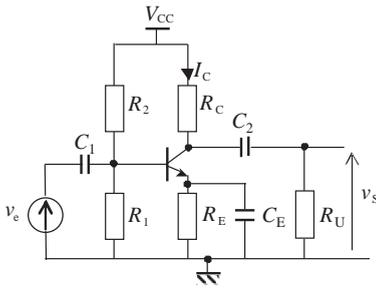


Figure D.30 Montage émetteur commun découplé et caractéristiques de sortie



E

En majuscule, cette lettre représente souvent un champ électrique ou une force électromotrice. En minuscule, cette lettre représente une force électromotrice.

Échantillonnage

La première étape dans le processus de numérisation d'un signal analogique (cas du son ou de l'image) consiste à *échantillonner* ce signal. Cette opération correspond à la *discrétisation* du temps appliqué au signal analogique.

Un signal échantillonné est un signal dont l'amplitude varie de manière discontinue avec le temps. Son amplitude est égale à celle du signal analogique à tous les instants d'échantillonnage nT_e et vaut 0 ailleurs. Ce signal est donc constitué d'une suite d'échantillons espacés de T_e , qui est la période d'échantillonnage.

La question qui se pose est : combien de fois par seconde devons-nous relever les valeurs successives du signal pour pouvoir le restituer fidèlement en sortie ? Nous comprenons intuitivement que plus le nombre d'échantillonnages par seconde est élevé, meilleure est la restitution du signal.

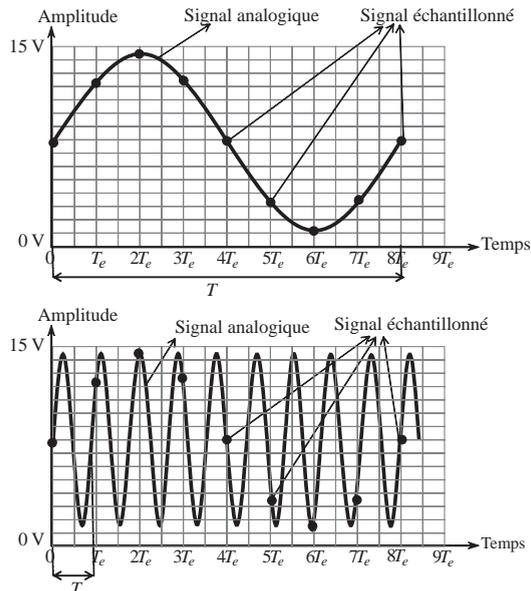


Figure E.1 Échantillonnage correct en haut et échantillonnage ne respectant pas le théorème de Shannon en bas

Théorème de Shannon

La limite inférieure de la fréquence d'échantillonnage est confirmée mathématiquement par le théorème de Shannon :

« Un signal analogique $x(t)$ ayant un spectre passe bas s'étendant jusqu'à la fréquence limite f_{max} est entièrement restitué si la fréquence d'échantillonnage est supérieure ou égale au double de f_{max} ».

Pour un signal quelconque, il suffira d'appliquer ce théorème à toutes ses composantes spectrales, qui sont par définition des sinusoides.

$$f_e = \frac{1}{T_e} \geq 2 f_{max}$$

La cadence d'échantillonnage d'un signal doit être au moins deux fois plus élevée que la plus haute fréquence contenue dans le signal à échantillonner. Ce résultat signifie aussi bien sûr qu'un signal doit voir son spectre limité pour pouvoir être échantillonné : il y a toujours un filtre électronique *passé-bas* devant un échantillonneur.

Exemples : le son téléphonique est contenu dans la bande théorique maximale de 300 – 3,4 kHz. L'harmonique la plus élevée est donc à la fréquence de 3,4 kHz. Pour restituer correctement toutes les harmoniques, on utilise une fréquence d'échantillonnage de 8 kHz, donc supérieure à 6,8 kHz. Par contre, pour la musique de qualité qui exige une bande passante qui s'étend de 20 Hz à 20 kHz, l'échantillonnage standard pour les CD se fait à 44,1 kHz.

Mathématiquement, on démontre que dans le cas contraire, on obtient un repliement de spectre. La figure précédente présente un signal sinusoïdal à une fréquence f_1 et un autre signal sinusoïdal à une fréquence f_2 , tous les deux échantillonnés avec la même fréquence d'échantillonnage f_e . On respecte la condition de Shannon pour le premier signal, mais pas pour le deuxième. On constate que dans le deuxième cas, on récupère la même sortie que le premier, ce qui fausse le résultat. En fait, le résultat obtenu est « comme si l'on avait échantillonné un signal à la fréquence f_1 ».

Échantillonneur bloqueur

L'opération de conversion d'un signal analogique en numérique (voir CAN) n'est pas instantanée, elle dure de quelques nanosecondes à quelques millisecondes. Le rôle d'un échantillonneur bloqueur (E/B) est de maintenir constante l'amplitude de l'échantillon prélevé tous les T_e durant le temps nécessaire à sa conversion. T_e représente la période d'échantillonnage. En général, on garde le signal bloqué durant un temps supérieur au temps de conversion. Parfois l'échantillonneur-bloqueur est intégré au convertisseur analogique numérique.

Principe de l'échantillonnage-blocage

Réaliser un échantillonneur bloqueur consiste à associer un interrupteur à une capacité. La capacité joue le rôle d'élément mémoire, l'interrupteur est là pour réactualiser la valeur mémorisée ou bien l'isoler vis-à-vis de l'entrée, c'est le cas par exemple du montage donné à la figure 6.

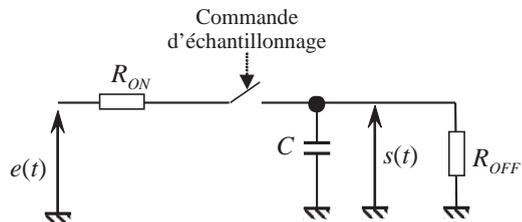


Figure E.2 Schéma de principe d'un échantillonneur bloqueur

Interrupteur fermé

Pendant la phase d'échantillonnage, l'interrupteur K est fermé, le condensateur se charge et la sortie à ses bornes $s(t)$ suit les variations de l'entrée $e(t)$. On transmet donc directement l'entrée sur la sortie. On dit que l'on est en phase d'échantillonnage (*Sample*).

Interrupteur ouvert

L'interrupteur est ouvert et le condensateur conserve sa charge. La sortie reste constante et égale à la dernière valeur transmise du signal d'entrée. On dit que l'on est en phase de blocage ou de maintien (*Hold*). La figure suivante montre l'évolution du signal de sortie durant les différentes phases de fonctionnement.

L'utilisation d'un interrupteur et d'un condensateur introduit des limitations en termes de rapidité et de maintien :

Présence d'une résistance d'entrée R_{ON}

Cette résistance due aux circuits en amont limite la possibilité du suivi de la tension. En effet la capacité se charge au travers de cette résistance. On obtient donc une constante de temps de charge : $\tau_{\text{charge}} = R_{ON} C$. La transition de l'état échantillonné à l'état bloqué n'est donc pas instantanée car elle nécessite un temps de réaction de l'interrupteur T_{ON} .

Présence d'une résistance de sortie R_{OFF}

Cette résistance due aux circuits en aval introduit une limitation du maintien de la tension lors de la phase de blocage due à la décharge de la capacité dans cette résistance. On obtient donc une constante de temps de décharge : $\tau_{\text{décharge}} = R_{OFF} C$. Durant cette phase, la capacité va se décharger progressivement à travers sa propre résistance de fuite et à travers la résistance R_{OFF} et provoquer une variation de la charge aux bornes de la capacité.

On voit apparaître les deux limitations d'un échantillonneur bloqueur :

- sa vitesse de fonctionnement qui est liée à la constante de charge (limitation de la fréquence d'échantillonnage),
- sa capacité à maintenir l'échantillon va être liée à la constante de décharge (limitation de la résolution obtenue).

Amélioration du montage précédent

Pour s'affranchir des effets des résistances amont et aval de l'échantillonneur bloqueur, on peut rajouter en entrée et en sortie des montages suiveurs, connus pour leur résistance d'entrée quasi-infinie et leur résistance de sortie très faible. Mais l'emploi d'amplificateurs opérationnels introduit une erreur d'*offset* qui va décaler la tension de sortie par rapport à la tension d'entrée. De plus, le gain d'un suiveur n'est jamais égal à 1, il est légèrement inférieur à 1, ce qui provoque une incertitude sur la quantification.

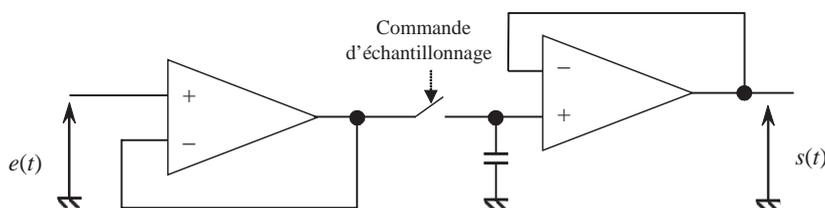


Figure E.3 Échantillonneur bloqueur utilisant deux montages suiveurs

Exemple d'un montage réel

Une amélioration possible du montage précédent consiste d'une part à reboucler la sortie sur l'entrée pour diminuer l'effet du décalage de la tension d'offset et d'autre part à éviter les saturations des amplificateurs opérationnels.

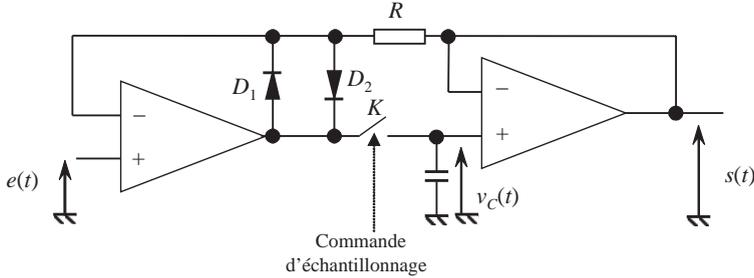


Figure E.4 Schéma réel d'un circuit intégré d'un échantillonneur bloqueur

Échelon unité (ou échelon de Heaviside)

L'échelon unité est défini par :

$$u(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } t > 0 \\ 0 & \text{pour } t < 0 \end{cases}$$

La valeur à l'origine ($t = 0$) est ici choisie égale à 1 mais ce choix est arbitraire.

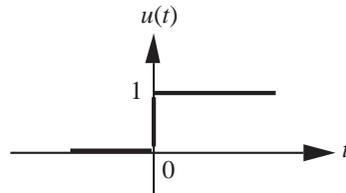


Figure E.5 Représentation temporelle de la fonction échelon unité

Cette fonction est intéressante à plusieurs égards :

- elle modélise l'établissement de manière instantanée d'un régime continu, d'où son rôle dans l'étude des régimes transitoires des systèmes (réponse indicielle),
- la fonction échelon unité est un moyen commode d'exprimer les discontinuités de première espèce d'une fonction.

En effet, si une fonction $f(t)$ est continue sauf en des points t_i où elle subit des sauts finis $f(t_i^+) - f(t_i^-) = \Delta_i$, on peut écrire $f(t)$ comme étant la somme :

$$f(t) = f_C(t) + f_S(t).$$

où $f_C(t)$ est une fonction continue et $f_S(t)$ est une fonction des sauts :

$$f_S(t) = \sum_i \Delta_i u(t - t_i).$$

En outre, la multiplication de $f(t)$ par $u(t)$ permet de rendre un signal représenté par $f(t)$ causal, c'est-à-dire nul en dehors d'un intervalle. C'est le cas de tout signal physique qui n'existe qu'à partir d'un temps t_0 considéré généralement comme origine des temps.

ECL (Emitter Coupled Logic)

Ce sigle anglais signifie « logique non saturée à couplage par émetteurs ». Il définit une famille technologique de portes logiques. Dans cette famille, les circuits travaillent en régime linéaire et non en saturé-bloqué.

Réservée au traitement ultra-rapide, mais délicate d'emploi à cause des problèmes d'interconnexion, cette famille de composants est souvent utilisée au cœur des circuits complexes.

Écrêteur

Le montage de la figure ci-dessous représente un écrêteur (limiteur) polarisé.

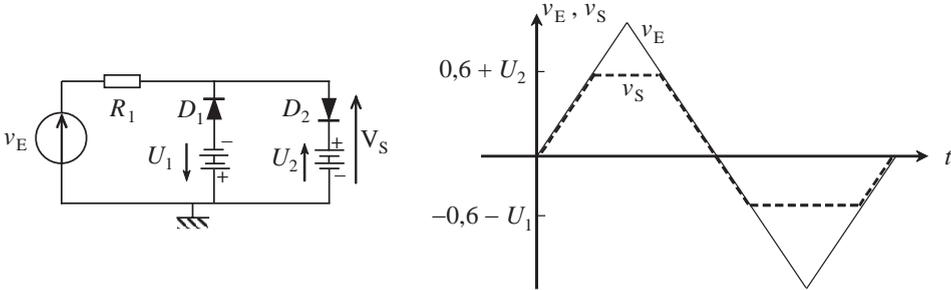


Figure E.6 Montage écrêteur et tensions d'écrêtage

On peut ajuster le niveau auquel une tension sera limitée en utilisant une diode et une tension de polarisation. La diode D_1 ne peut conduire que si la tension à ses bornes atteint sa tension seuil. Dans ce cas, la tension de sortie est fixée par :

$$V_s = -0,6\text{V} - U_1$$

Le même raisonnement est fait pour la deuxième branche contenant la deuxième diode D_2 .

Écrêteur (amplificateur)

Si dans le montage « amplificateur inverseur » on place une diode Zener en parallèle avec la résistance du circuit de réaction comme indiqué à la figure E7, l'effet non linéaire introduit par la diode produit également un écrêtage.

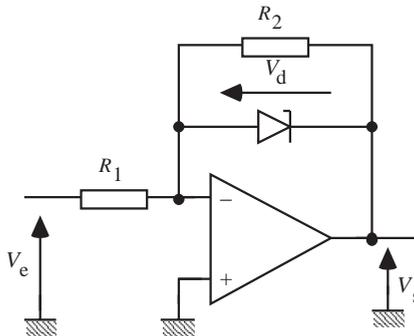


Figure E.7 Exemple d'un montage amplificateur écrêteur

- lorsque la diode est bloquée c'est-à-dire V_d comprise entre $-V_z$ et V_0 ($V_0 = 0,6\text{V}$ pour une diode au silicium), le montage fonctionne en amplificateur de gain $-R_2/R_1$,

- lorsque la diode conduit en inverse, elle est assimilable à une source de tension constante. Comme V_s est égale à $-V_d$, alors $V_s = V_z$.
- lorsque la diode conduit en direct, elle est assimilable à un court-circuit. V_s est alors pratiquement égale à 0.

Électricité

Le mot électricité provient du mot grec « elektron » qui signifie ambre. Le premier scientifique à s'être intéressé aux phénomènes électriques et magnétiques fut le philosophe Thalès de Milet (-625 à -545).

En fait, tous les vrais progrès technologiques de notre civilisation sont dus à l'électricité. La lumière, l'informatique, Internet, l'électronique médicale sont maintenant devenus indispensables. De même, l'utilisation et la maîtrise des ondes électromagnétiques est primordiale, que ce soit pour les radars, la radio, la télévision, la téléphonie mobile ou même les micro-ondes.

Électrique (voir champ électrique)

Électroluminescente (diode)

Une diode électroluminescente (DEL ou son acronyme LED en anglais : *Light Emitting Diode*) est une diode à semi-conducteur, qui sous l'effet d'une polarisation directe adéquate (lorsqu'elle est traversée par un courant) émet de la lumière visible (rouge, vert...) ou invisible (infrarouge...). Le courant nécessaire à l'illumination est faible (dizaine de mA) et il est nécessaire de placer une résistance en série avec la diode pour limiter l'intensité du courant et éviter de brûler la diode. Ce type de diode est utilisé dans de nombreux appareils : témoin marche-arrêt pour les appareils électroniques, télécommande à infrarouge, affichage des panneaux lumineux, *afficheur 7 segments...*

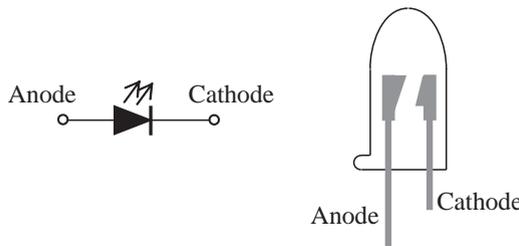


Figure E.8 Symbole d'une diode électroluminescente et aspect du composant

Une LED produit un rayonnement monochromatique à partir d'une transformation d'énergie. C'est lors de la recombinaison d'un électron et d'un trou qu'il y a émission d'un photon. En effet, la transition d'un électron entre la bande de conduction et la bande de valence peut être radiative et s'accompagne de l'émission d'un photon.

L'énergie du photon créé est donnée par :

$$h\nu = E_i - E_f \text{ (eV)}$$

ν représente la fréquence du photon émis, la longueur d'onde λ est indépendante de la tension de polarisation. Son expression est :

$$\lambda = \frac{c \times h}{E_g \times q} \quad \text{avec } c \text{ qui est la vitesse de la lumière.}$$

$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$: constante de Planck,
 $q = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$: charge élémentaire,
 $c = 2,997 \times 10^8 \text{ m/s}$: célérité de la lumière,
 $E_g = E_C - E_V \text{ eV}$: gap.

λ est déterminée par la largeur de la bande interdite et dépend donc du matériau utilisé. Pour obtenir l'infrarouge, le matériau adapté est l'arséniure de gallium (GaAs) dopé avec du silicium ou du zinc.

On trouve de nombreux types de diodes aux spécificités différentes (longueur d'onde, économie, puissance de sortie, tension directe, temps de commutation...).

Les principaux matériaux sont : arséniure de gallium, arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs), arséniure phosphore de gallium (GaAsP), nitrure de gallium (GaN), arséniure de gallium, séléniure de zinc (SnSe), nitrure de gallium-indium (InGaN), carbure de silicium (SiC).

Couleur	Longueur d'onde (nm)	Tension de seuil (V)	Semi-conducteur utilisé
IR	$\lambda > 760$	$\Delta V < 1,63$	AlGaAs
Rouge	$610 < \lambda < 760$	$1,63 < \Delta V < 2,03$	AlGaAs, GaAsP
Orange	$590 < \lambda < 610$	$2,03 < \Delta V < 2,10$	GaAsP
Jaune	$570 < \lambda < 590$	$2,10 < \Delta V < 2,18$	GaAsP

Propriétés électroniques

I_F : courant direct continue maximal (*Peak Forward Current*),

I_{FM} : courant maximal de pointe, ce courant dépend de la fréquence du signal,

V_F : tension directe (*Forward Voltage*),

$V_{R \max}$: tension inverse maximale pouvant être appliquée,

$I_{R \max}$: courant inverse maximal pouvant être appliqué (*Reverse Current*),

λ_d : longueur d'onde dominante.

Électromagnétisme (voir Maxwell)

L'électromagnétisme est l'étude des phénomènes résultant de l'interaction des courants électriques et des champs magnétiques et décrit les phénomènes régis par les forces électriques et magnétiques, qui sont intimement liées.

L'électromagnétisme est dû à James Clerk Maxwell (1831-1879), physicien et scientifique écossais qui, à travers les quatre équations fondamentales dites « Équations de Maxwell », réunit sous une même théorie l'ensemble des phénomènes électriques et magnétiques. Cela regroupe une très grande quantité de phénomènes : électrostatique, magnéto-statique, électrocinétique, électrodynamique, électronique et électrotechnique.

Électron (voir atome)

L'électron est la particule qui a donné son nom à l'électronique. Il s'agit de la plus petite particule principale constituant la matière.

Un atome comporte autant d'électrons (de charges négatives) que de protons (charges positives), de sorte que la charge électrique de l'atome reste neutre. Les électrons sont répartis en couches successives, ou niveaux d'énergie qui sont représentés souvent comme des nuages qui enveloppent le noyau (on peut estimer la probabilité de présence) et non des particules qui gravitent autour du noyau, ce qui veut dire des trajectoires connues.

Électron-volt

En physique des particules, l'électron-volt (symbole eV) est l'unité utilisée pour mesurer l'énergie : c'est l'énergie acquise dans le vide par un électron accéléré sous l'effet d'une différence de potentiel de un volt. Ainsi, on a :

$$1 \text{ eV} = 1 \times (1,602 \times 10^{-19} \text{ coulomb}) \times (1 \text{ volt}) = 1,602 \times 10^{-19} \text{ joule}$$

Or, 1 eV représente l'énergie cinétique acquise par l'électron, on peut donc déterminer la vitesse de l'électron :

$$1 \text{ eV} = \frac{1}{2} \times m_e v^2, \quad \text{soit : } v = \sqrt{\frac{2 \text{ eV}}{m_e}}, \quad m_e \text{ étant la masse de l'électron}$$

Cette unité est très faible. Souvent, quand on travaille avec des énergies élevées (accélérateur de particules ou fusion thermonucléaire), on utilise les multiples de cette unité : le keV = 10^3 eV, le MeV = 10^6 eV et le GeV = 10^9 eV.

Électrostatique

L'électrostatique est l'étude des phénomènes dus aux charges électriques au repos. La force coulombienne dérivée des équations de Maxwell permet de calculer les effets électrostatiques sur des charges électriques au repos.

Le champ électrique créé par une charge électrique Q (en coulombs) situé à une distance d (en mètres) est donné par :

$$E = \frac{8,99 \times 10^9}{d^2} \times Q \quad \text{en volts par mètre.}$$

La force de Coulomb subie par une charge électrique q (en coulombs) est :

$$\vec{F} = q \times \vec{E} \quad \text{en coulombs.}$$

Dans un milieu quelconque de permittivité relative ϵ_r , deux charges électriques q et q' situées à une distance d l'une par rapport à l'autre, exercent l'une sur l'autre une force de coulomb F dont l'intensité est :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \times \frac{qq'}{d^2} \quad \text{en coulombs.}$$

Si les deux charges q et q' sont du même signe, l'effet de la force est répulsif, sinon cet effet est attractif.

Émetteur (voir transistor)

Émetteur (voir radio)

Émetteur commun (montage)

Considérons le montage émetteur commun de la figure suivante.

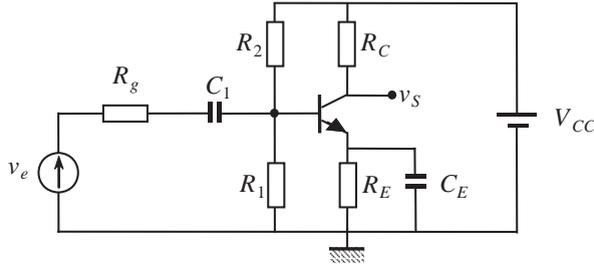


Figure E.9 Montage émetteur commun découplé

Schéma équivalent

Nous appelons : $Z_E = \frac{R_E}{1 + j R_E C_E \omega}$ et $R_P = R_1 // R_2 = \frac{R_1 \times R_2}{R_1 + R_2}$

Notons Z_E l'impédance équivalente vue côté émetteur ($Z_E = R_E // C_E$), le schéma équivalent est obtenu en appliquant le théorème de superposition. En effet, pour l'alternatif petits signaux, nous passivons la source de tension continue V_{CC} , ce qui revient à la remplacer par un court-circuit. Le théorème de Thévenin nous permet de simplifier le schéma équivalent de la figure (a) pour obtenir la figure (b). Les expressions suivantes permettent de passer de la figure générale à la figure simplifiée.

$$e' = e = v_e \times \frac{R_p}{R_p + R_g}, \quad R'_{\text{éq}} = \frac{R_p \cdot R_g}{R_p + R_g} \quad \text{et} \quad R_{\text{éq}} = R'_{\text{éq}} + r_{BE}$$

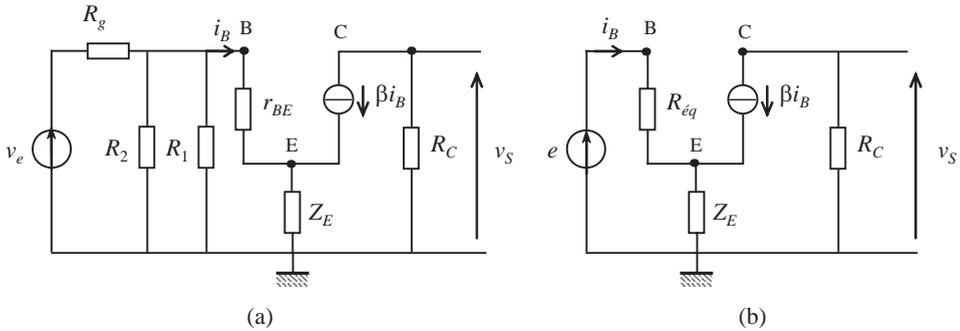


Figure E.10 Schéma équivalent (a) et schéma équivalent simplifié (b)

Gain en tension

Sur le schéma de la figure E10 (b), nous avons :

$$\frac{v_s}{e} = \frac{-\beta R_C}{R_{\text{éq}} + (\beta + 1) \times \left(\frac{R_E}{1 + j R_E C_E \omega} \right)} = \frac{-\beta R_C (1 + j R_E C_E \omega)}{R_{\text{éq}} (1 + j R_E C_E \omega) + (\beta + 1) R_E}$$

$$\begin{aligned} \frac{v_s}{e} &= \frac{-\beta R_C}{R_{\text{éq}} + (\beta + 1)} R_E \times \frac{1 + j R_E C_E \omega}{1 + (j R_E C_E \omega) \times \frac{R_{\text{éq}}}{R_{\text{éq}} + (\beta + 1)} R_E} \\ &= \frac{-\beta R_C}{R_{\text{éq}} + (\beta + 1)} R_E \times \frac{1 + j \frac{\omega}{\omega_1}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_2}} \end{aligned}$$

Les deux pulsations caractéristiques ω_1 et ω_2 sont :

$$\begin{aligned} \omega_1 = 2\pi f_1 &= \frac{1}{R_E C_E} \quad \text{et} \quad \omega_2 = 2\pi f_2 = \frac{1}{R_E C_E} \times \frac{R_{\text{éq}} + (\beta + 1) R_E}{R_{\text{éq}}} \\ \omega_2 &= \omega_1 \times \left(1 + \frac{(\beta + 1) R_E}{R_{\text{éq}}} \right) \end{aligned}$$

En tenant compte de l'expression de la tension e en fonction de l'entrée v_e , nous obtenons :

$$\frac{v_s}{v_e} = \frac{R_P}{R_P + R_g} \times \frac{-\beta R_C}{R_{\text{éq}} + (\beta + 1) R_E} \times \frac{1 + j \frac{f}{f_1}}{1 + j \frac{f}{f_2}} \quad \text{avec : } f_2 > f_1$$

Le gain peut donc se mettre sous la forme : $A_V = \frac{v_s}{v_e} = -A_m \times \frac{1 + j \frac{f}{f_1}}{1 + j \frac{f}{f_2}}$

Énergie

Lorsque, dans un conducteur, les porteurs de charges sont soumis à un champ électrique, ces porteurs se trouvent en mouvement, ce qui leur procure une certaine énergie cinétique. Ils cèdent cette énergie au cours de collisions multiples qu'ils subissent durant leur trajet. Le conducteur s'échauffe et nous parlons dans ce cas d'échauffement par *effet Joule*. L'échauffement traduit la quantité d'énergie dissipée par le conducteur.

Soit $u(t)$ la différence de potentiel entre le point A et le point B à un instant déterminé et soit $i(t)$ le courant qui circule entre A et B au même instant. Nous parlons dans ce cas de grandeurs électriques instantanées, la puissance instantanée est :

$$p(t) = u(t) \cdot i(t) \quad \text{exprimée en watts (W)}$$

Cette puissance représente le taux (en joules par seconde), auquel l'énergie est transférée. Il est donc possible de déterminer, pendant l'intervalle du temps considéré « Δt », la quantité d'énergie dissipée.

$$W = \int_0^{\Delta t} p(t) dt = \int_0^{\Delta t} u(t) \times i(t) dt$$

Remarque : ne pas confondre l'unité de la puissance, qui est le watt, notée « W » et l'énergie ou travail qui est souvent désigné en physique par la lettre « W ».

Énergie emmagasinée (voir condensateur et bobine)

Entrance

L'entrée d'un circuit numérique est une caractéristique qui représente le nombre de circuits élémentaires pouvant être accordés à chacune de ses entrées.

Entropie d'une source d'information

Une source d'information peut émettre n messages qui correspondent à des quantités d'informations différentes. Pour caractériser cette source, on utilise la notion de quantité d'information moyenne associée à un message émis par cette source. Prenons pour cela un résultat noté S , pris parmi un certain nombre de résultats possibles : $(S_1, S_2, S_3, \dots, S_n)$. À chaque résultat possible, on associe une probabilité $(p_1, p_2, p_3, \dots, p_n)$, avec :

$$\sum_{i=1}^n p_i = p_1 + p_2 + \dots + p_n = 1$$

Il en résulte que chaque résultat S de la source d'information apporte une certaine quantité d'information donnée par :

$$I_{S_i} = \log_2 \left(\frac{1}{p_i} \right)$$

On définit l'entropie de la source, notée $H(S)$, comme étant la moyenne pondérée des quantités d'information. Il s'agit donc de la quantité d'information qu'apporte, en moyenne, une réalisation :

$$H(S) = \sum_{i=1}^n p_i \log_2 \left(\frac{1}{p_i} \right) = \sum_{i=1}^n p_i I_i$$

Cette définition est utilisée en électronique numérique pour numériser une source en utilisant le minimum possible de bits sans perte d'information.

On montre que l'entropie d'une source pouvant délivrer n messages passe par une valeur maximale lorsque tous les messages sont équiprobables.

Exemple n° 1

Prenons comme exemple une source binaire avec : $S \in \{0, 1\}$, avec : $p(0) = x$ et $p(1) = 1 - x$. Dans ce cas, l'entropie devient :

$$H(S) = \sum_{i=1}^n p_i \log_2 \left(\frac{1}{p_i} \right) = x \log_2 \left(\frac{1}{x} \right) + (1 - x) \log_2 \left(\frac{1}{1 - x} \right)$$

$$H(S) = -x \log_2(x) - (1 - x) \log_2(1 - x)$$

Si l'on étudie cette fonction et que l'on trace l'évolution de $H(x)$ en fonction de x , on obtient le résultat de la figure.

On constate que l'entropie est maximale lorsque les résultats sont équiprobables. On retrouve ici le résultat attendu : une source qui annonce des événements certains ($p = 1$) n'apporte aucune information avec $H(S) = 0$.

Prenons deux cas particuliers :

La probabilité $p(0) = x = 0,5$ et $p(1) = 0,5$. L'entropie est donc : $H(S) = 1$ bit/digit. Autrement dit chaque digit apporte une quantité d'information égale à 1 bit.

La probabilité $p(0) = x = 0,6$ et $p(1) = 0,4$. L'entropie est donc :

$$H(S) = \sum_{n=1}^2 p_i \log \left(\frac{1}{p_i} \right) = 0,6 \times 0,7371 + 0,4 \times 1,322 = 0,97 \text{ bit/digit}$$

Autrement dit, chaque digit apporte une quantité d'information inférieure à 1 bit.

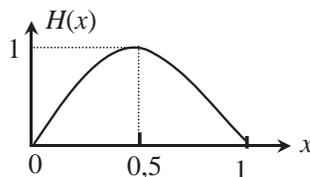


Figure E.11 Évolution de $H(x)$ en fonction de x

Exemple n° 2

Prenons comme autre exemple une source quaternaire :

$$S \in \{a, b, c, d\} \quad \text{avec : } p(a) = 0,5, p(b) = 0,25, p(c) = p(d) = 0,125$$

Dans ce cas, l'entropie devient :

$$\begin{aligned} H(S) &= \sum_{i=1}^n p_i \log_2 \left(\frac{1}{p_i} \right) \\ &= 0,5 \log_2 \left(\frac{1}{0,5} \right) + 0,25 \log_2 \left(\frac{1}{0,25} \right) + 2 \times \left(0,125 \log_2 \left(\frac{1}{0,125} \right) \right) \end{aligned}$$

$$H(S) = 0,5 + (0,25 \times 2) + 2 \times (0,125 \times 3) = 1,75 \text{ bits/digit}$$

On remarque que, dans ce cas, l'annonce des résultats S apporte en moyenne 1,75 bits d'information. On peut associer à cette source un codage binaire classique :

$a \rightarrow 00, b \rightarrow 01, c \rightarrow 10$ et $d \rightarrow 11$. La longueur moyenne des mots à émettre est donc 2 bits. On peut modifier le codage en choisissant des longueurs différentes mais en associant les mots courts aux événements les plus probables et les mots longs aux événements les moins probables. On peut ainsi espérer réduire la longueur moyenne L_m des mots : $a \rightarrow 1, b \rightarrow 01, c \rightarrow 001$ et $d \rightarrow 000$.

$$L_m = \sum_{i=1}^n p_i l_i = (0,5 \times 1) + (0,125 \times 2) + (0,125 \times 3) + (0,125 \times 3) = 1,75 \text{ bits}$$

Ici, le code proposé est optimal car : $L_m = H(S) = 1,75$ bits. En réalité, on a : $L_m \geq H(S)$. Enfin, elle sert à connaître sur combien de bits au minimum on peut coder un fichier, ce qui est très utile pour savoir quelle limite on peut espérer atteindre pour les algorithmes de compression. Il existe des algorithmes optimaux, c'est-à-dire qui compressent le fichier en un fichier d'entropie minimale.

Enveloppe (voir détection d'enveloppe)**EPRM (Erasable Programmable Read Only Memory : voir ROM)**

Une EPROM est une mémoire morte (PROM), à accès aléatoire et à lecture seule, elle peut être effacée avant d'être reprogrammée. Généralement, le circuit intégré possède une fenêtre de quartz permettant de laisser passer des rayons ultra violets qui proviennent d'un effaceur ou brûleur d'EPROM (*Prommer*). Le principe consiste à reconstituer les liaisons sous l'effet de l'exposition du circuit aux rayons. Dans ce cas, tous les bits de la mémoire sont à nouveau à 1.

Souvent, le circuit intégré d'une mémoire non volatile contient des microprogrammes qui sont nécessaires au fonctionnement d'un ordinateur ou d'un autre appareil programmé.

Trois groupes de signaux s'avèrent nécessaires :

- les adresses,
- les données,
- les commandes ou contrôles.

Les principales broches de contrôle du bus de commande d'une EPROM sont :

CE (Chip Enable) ou CS (Chip Select) représente l'entrée de sélection du circuit. Souvent, un niveau bas (0 logique) sur cette broche met en service cette EPROM. Un niveau haut (1 logique) sur cette broche met les 8 sorties en haute impédance

OE (Output Enable) ou RD (Read) est une commande qui permet de contrôler l'activité des amplificateurs de sortie. Un niveau bas (0 logique) sur cette broche entraîne la lecture du contenu de l'EPROM sur 8 fils, à condition que le CE soit au « 0 » logique. Dans certain type d'EPROM cette broche peut recevoir la tension de programmation en mode de programmation uniquement. Un niveau haut (1 logique) sur cette broche met les 8 sorties en haute impédance.

PGM/WR : permet d'écrire dans l'EPROM (utilisé lors de la programmation).

Variantes

EEPROM ou E2PROM : c'est une PROM effaçable électriquement.

EPROM FLASH : c'est une PROM effaçable électriquement de toute la capacité de la mémoire, donc plus rapide à effacer que les EEPROM.

ET (porte logique, opérateur ou fonction)

La fonction (ou porte logique) ET ou AND en anglais est utilisée pour obtenir un niveau de sortie à l'état haut « 1 » si tous les niveaux d'entrée sont à « 1 ».

Il faut un niveau logique haut « 1 » sur la première entrée de la porte ET un niveau logique haut « 1 » sur la deuxième entrée ET un niveau logique haut « 1 » sur la troisième entrée... Il peut y avoir deux, trois ou plusieurs entrées.

Remarque : lorsque nous lisons l'équation logique, nous ne disons pas « S égal E_1 fois E_2 fois E_3 » mais « S est égale à E_1 et E_2 et E_3 ».

E_1	E_2	E_3	S
0	0	0	0
0	0	1	0
0	1	0	0
0	1	1	0
1	0	0	0
1	0	1	0
1	1	0	0
1	1	1	1

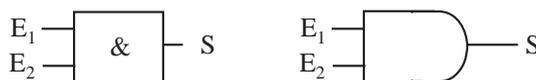


Figure E.12 Symboles de la porte logique ET

Extrinsèque (voir dopage)

Un semi-conducteur est dit extrinsèque s'il est dopé en faible proportion par des atomes de type donneur ou de type accepteur. On dit alors que le semi-conducteur est de type N ou de type P.

Ergodique

Un processus aléatoire est ergodique de degré n , si sa valeur moyenne statistique de degré n est égale à sa valeur moyenne temporelle de degré n .

$$E [x^n] = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n p(x) dx = \bar{x}_n = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{+T/2} x^n(t) dt$$



F

En minuscule, cette lettre représente le symbole de la fréquence mais en majuscule, c'est le symbole de l'unité de la capacité électrique (farad) en système international qui est désigné.

Facteur de forme (voir par exemple redressement)

Le facteur de forme F_f d'une *signal périodique* représente le rapport entre la valeur efficace de ce signal et sa valeur moyenne. Si le signal considéré est une tension $v(t)$, on a :

$$F_f = \frac{V_{efficace}}{V_{moyenne}}$$

Facteur de puissance (voir puissance)

Dans un circuit électrique, un dipôle parcouru par un courant électrique sinusoïdal et soumis à une différence de potentiel, le facteur de puissance F est le cosinus du déphasage qui existe entre le courant $i(t)$ et la différence de potentiel $v(t)$.

Dans le cas général, il n'y a pas forcément une relation simple entre le facteur de puissance et le cosinus d'un angle. La définition dans le cas général est :

$$F = \frac{P}{S} = \frac{\text{puissance absorbée par le récepteur}}{\text{puissance apparente}}$$

Facteur de qualité (voir aussi bobine et condensateur)

Le facteur de qualité d'un circuit résonant représente le rapport de la tension efficace obtenue en sortie à la résonance par rapport à la tension efficace en entrée.

Prenons le cas du circuit *RLC* série (résonance série).

L'inductance L_S emmagasine à la pulsation de résonance ω_0 de l'énergie électromagnétique et le condensateur emmagasine de l'énergie électrostatique. Le coefficient de qualité devient :

$$Q = Q_L = \frac{L_S \omega_0}{R_S} = \frac{\frac{1}{C_S \omega_0^2} \omega_0}{R_S} = \frac{1}{R_S C_S \omega_0} = Q_C$$

Le coefficient de qualité du circuit peut être donné en fonction de l'inductance ou de la capacité. ω_0 est la pulsation de résonance qui correspond à un minimum de la valeur de l'impédance Z du circuit.

Farad (voir condensateur)

FET (*Field effect transistor*)

Les transistors à effet de champ (TEC ou FET en anglais) sont des transistors utilisés pour réaliser des amplificateurs à grandes résistances d'entrées, des sources de courant ou des

résistances variables commandées en tensions. Le principe de fonctionnement est le suivant : considérons un FET à jonction canal N (J.FET) tout à fait schématique, constitué d'un barreau cylindrique de semi-conducteur de type N entouré d'une zone de semi-conducteur de type P. Les extrémités de la zone centrale N sont reliées l'une au drain, l'autre à la source. La zone P est reliée à la grille (figure).

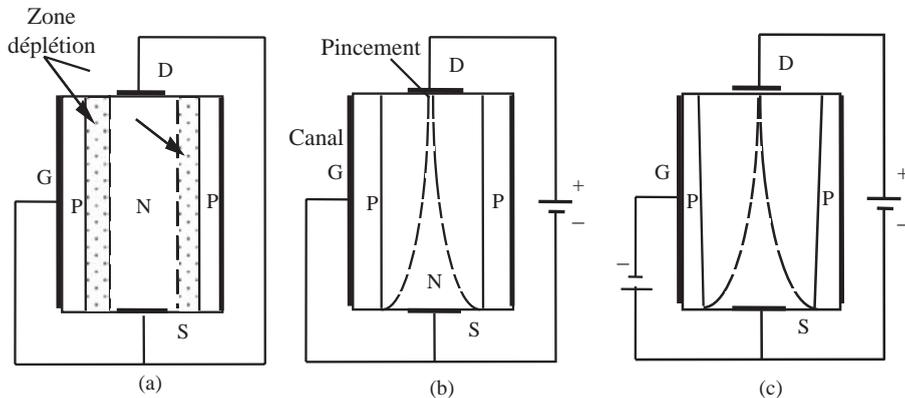


Figure F.13 Principe de fonctionnement d'un transistor à effet de champ

Si toutes les électrodes sont au même potentiel, la zone N centrale et la zone P périphérique forment une jonction PN non polarisée.

Si la grille est au même potentiel que la source ($U_{GS} = 0$), et que l'on porte le drain à un potentiel positif par rapport à la source ($U_{DS} > 0$), un courant I_D circule du drain vers la source (sens inverse du déplacement des électrons).

En augmentant la tension U_{DS} , la largeur de la zone de déplétion au niveau du drain atteint un maximum qu'elle ne dépasse plus. Cela se produit pour une tension grille-drain, particulière, appelée tension de pincement U_P , ($U_P < 0$). Le courant I_D devient maximal et prend la valeur particulière notée I_{DSs} .

Portons maintenant la grille à un potentiel négatif par rapport à la source, en fixant par exemple $U_{GS} = -1$ V. Lorsque U_{DS} croît, la zone de déplétion croît, mais nous atteignons plus rapidement la tension qui provoque le pincement au niveau du drain : figure.

Lorsque la tension U_{DS} dépasse la tension de pincement U_P , l'évolution du courant I_D est donnée par l'équation suivante :

$$I_D = I_{DSs} \cdot \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P}\right)^2$$

Grandeurs caractéristiques et schéma équivalent

Dans la zone de pincement qui est la zone de fonctionnement normal du transistor à effet de champ, nous définissons les éléments ci-dessous

- La transconductance ou pente g_m :

$$g_m = \left(\frac{\Delta I_D}{\Delta U_{GS}}\right) U_{DS} = cte \quad \text{soit :} \quad g_m = \frac{dI_D}{dU_{GS}} = -\frac{2I_{DSs}}{U_P} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P}\right) \text{ en siemens}$$

Cette pente est maximale lorsque $U_{GS} = 0$, elle est alors égale à :

$$g_{mo} = -\frac{2I_{DSs}}{U_P} \quad \text{d'où :} \quad g_m = g_{mo} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P}\right) = g_{mo} \frac{\sqrt{I_D}}{\sqrt{I_{DSs}}} \text{ en siemens}$$

- La résistance drain-source r_{ds} :
La résistance de sortie entre le drain et la source est :

$$r_{ds} = \left(\frac{\Delta U_{DS}}{\Delta I_D} \right)_{U_{GS}=cte} \text{ en ohms}$$

- La résistance grille-source r_{gs} :
La résistance d'entrée d'un transistor à effet de champ est la résistance d'une jonction PN polarisée en inverse. Cette résistance est donc très élevée et nous pouvons la considérer comme résistance infinie.

Le schéma équivalent en alternatif est celui de la figure suivante :

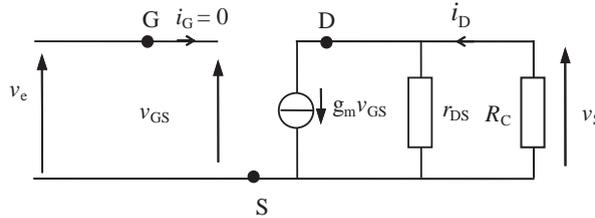


Figure F.14 Schéma équivalent d'un transistor à effet de champ

FET en résistance variable

Un transistor à effet de champ à jonction (JFET) se comporte comme une résistance différentielle commandée en tension. En effet, en régime d'accroissements, autour de la tension drain source nulle, la résistance différentielle est donnée par :

$$r_{ds} = \frac{-U_p}{2I_{DSS}} \left[1 - \left(\frac{U_{GS}}{U_p} \right)^\alpha \right]^{-1} = R_0 \left[1 - \left(\frac{U_{GS}}{U_p} \right)^\alpha \right]^{-1} \text{ avec } 0,5 \leq \alpha \leq 1$$

I_{DSS} étant le courant maximal obtenu pour une tension $U_{GS} = 0$ et U_p est la tension de pincement.

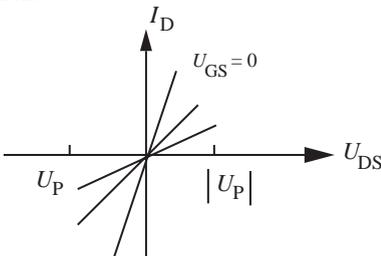


Figure F.15 Caractéristiques $I_D = f(U_{DS})$ pour $U_{GS} = cte$

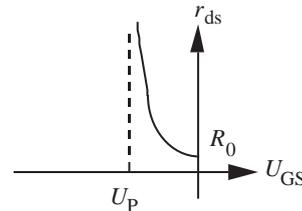


Figure F.16 Variation de la résistance r_{ds} en fonction de U_{GS}

FFT (transformée de Fourier rapide)

La transformée de Fourier rapide FFT (*Fast Fourier Transform*) relative aux signaux numériques peut aussi être appliquée à des signaux analogiques. Il s'agit en fait d'un algorithme qui permet de calculer la transformée de Fourier discrète.

Fibre optique

Une fibre optique sert au guidage des ondes. Les domaines d'applications sont : la télécommunication, la transmission numérique (ordinateurs) et la transmission analogique (vidéo...). Par rapport aux moyens de transmissions classiques (lignes bifilaires, câbles coaxiaux, guides rectangulaires ou circulaires...), la transmission par fibre optique présente des avantages incontestables :

- débits d'informations élevés ,
- faibles atténuations,
- petites dimensions et faible poids,
- grande flexibilité,
- insensibilités aux parasites électriques et magnétiques,
- excellente isolation électrique.

La fibre optique la plus simple consiste en deux cylindres concentriques de matériaux diélectriques d'indices différents n_1 et n_2 . Le cœur de la fibre de diamètre $2a$ et d'indice n_1 permet à l'onde lumineuse de se propager en se réfléchissant sur la gaine qui doit avoir un indice de réfraction n_2 plus faible que n_1 .

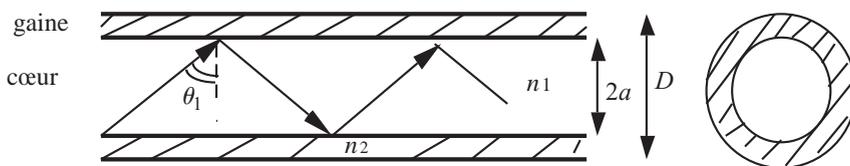


Figure F.17 Coupe d'une fibre optique

La loi de Snell-Descartes caractérise le passage d'un milieu d'indice n_1 à un milieu d'indice n_2 par un rayon lumineux ayant un angle d'incidence θ_1 . Le rayon réfracté dans le milieu 2 aura un angle de réfraction θ_2 . Si l'angle d'incidence θ_1 est supérieur à un angle limite θ_ℓ , l'onde lumineuse se réfléchit complètement.

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad \text{et} \quad \sin(\theta_\ell) = \frac{n_2}{n_1}$$

Ouverture numérique

L'ouverture numérique caractérise l'angle maximal sous lequel le plan d'entrée de la fibre doit recevoir le rayon lumineux pour que celui-ci se propage dans la région du cœur.

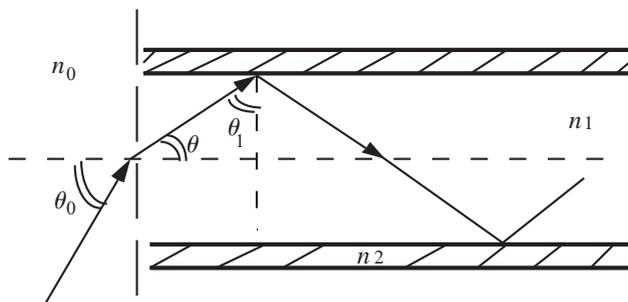


Figure F.18 représentation des angles pour comprendre l'ouverture numérique

Condition de la propagation

$$n_0 \sin(\theta_0) = n_1 \sin(\theta) \text{ et } n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\pi/2) \text{ avec : } \theta_1 = \frac{\pi}{2} - \theta \text{ et } \sin(\theta_1) = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\sin(\theta_0) = \frac{n_1}{n_0} [\sin(\pi/2) \cos(\theta_1) + \cos(\pi/2) \sin(\theta_1)] = \frac{n_1}{n_0} \cos(\theta_1)$$

$$\sin(\theta_0) = \frac{n_1}{n_0} [1 - \sin(\theta_1)^2]^{1/2} = \frac{n_1}{n_0} \left(1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2\right)^{1/2}$$

$$\text{L'ouverture numérique est donc : } \text{ON} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{n_0}$$

Profil d'indice

Deux possibilités se présentent :

- fibre à saut d'indice ou à profil d'indice rectangulaire : n_1 et n_2 sont distincts,
- fibre à gradient d'indice : l'indice varie graduellement de sa valeur maximale sur l'axe jusqu'à sa valeur la plus faible au bord du fibre. La lumière a une trajectoire qui s'incurve de plus en plus au fur et à mesure qu'elle s'approche de la gaine.

Fibres monomodes et fibres multimodes

Une fibre optique peut laisser se propager différents modes. Si a est très supérieur à λ , un grand nombre de modes peuvent se propager. Cela est un inconvénient et provoque une distorsion de phase. Pour avoir une fibre monomode, le rayon a doit être de l'ordre de grandeur de λ .

Comparé à une fibre multimode, une fibre monomode présente deux avantages :

- une bande passante maximale. Si l'on envoie des impulsions lumineuses, elles seront récupérées avec une certaine distorsion et si cette distorsion devient trop grande, on ne pourra plus reconstituer l'information. Nous comprendrons mieux cet effet sur les illustrations qui suivent.
- une longueur maximale. Il est assez compréhensible que, plus la fibre va être longue, plus ces perturbations vont être observées. Pour une performance attendue, il y aura une longueur maximale définie, en fonction des technologies utilisées.

Filtre coupe-bande de second ordre

La fonction de transfert d'un filtre réjecteur de fréquence symétrique d'ordre deux est :

$$H(p) = K \times \frac{1 + \frac{p^2}{\omega_0^2}}{1 + 2z \frac{p}{\omega_0} + \frac{p^2}{\omega_0^2}}$$

Le module et l'argument de ce filtre sont :

$$|H(j\omega)| = K \times \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right) + 4z^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \text{ et } \varphi = \text{Arctan} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right) - \text{Arctan} \left(\frac{2z \frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}\right)$$

Cette fonction permet d'éliminer une faible bande de fréquence. En théorie, la pulsation de réjection est donnée par ω_0 . Pour obtenir un filtre réjecteur de bande, on peut additionner les contributions d'un filtre passe-bas et d'un filtre passe-haut.

Filtres électriques (voir aussi Butterworth, Bessel, Cauer, Chybycheff, Fonction de transfert, Bode, Nyquist)

Le filtrage d'un signal électrique est l'opération qui consiste à séparer les composantes spectrales de ce signal selon leurs fréquences. D'une manière générale, on peut considérer un filtre comme un circuit qui apporte une modification de l'amplitude et (ou) de la phase des composantes spectrales d'un signal. Le filtre est donc un sélecteur de fréquence et la bande de fréquence transmise s'appelle la *bande passante* du filtre.

Filtre idéal

Un filtre idéal transmet sans déformation tout signal dont la fréquence appartient à la bande passante, dans ce cas le rapport de l'amplitude du signal de sortie sur l'amplitude du signal d'entrée reste une constante. On peut classer les filtres en quatre catégories suivant les fréquences qui sont favorisées et les fréquences qui sont atténuées.

Le filtre passe-bas laisse passer les fréquences inférieures à la fréquence de coupure f_C définie comme la fréquence pour laquelle l'amplitude du signal est atténuée de -3 dB.

Le filtre passe-haut favorise le passage des fréquences supérieures à la fréquence de coupure f_C .

Le filtre passe-bande laisse passer le signal dont la fréquence est comprise entre la fréquence de coupure basse f_{CB} et la fréquence de coupure haute f_{CH} .

Le filtre coupe-bande ou réjecteur de bande est un filtre qui laisse passer toutes les fréquences sauf les fréquences comprises à l'intérieur d'un intervalle (f_{CB}, f_{CH}) .

Quel que soit le filtre choisi, les définitions précédentes concernent un cas simple idéal qui est irréalisable en pratique.

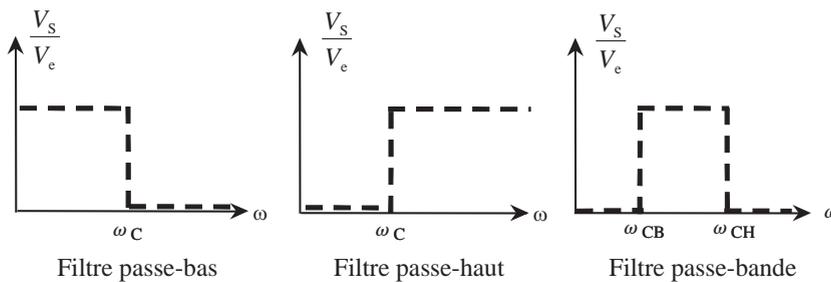


Figure F.19 Évolution du gain en fonction de la fréquence : cas de filtres idéaux

Filtre passe-bas de premier ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-bas de premier ordre simple est :

$$H(p) = H(j\omega) = \frac{K}{1 + \tau p} = \frac{K}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}}, \quad \text{avec : } \omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

Le module et l'argument de ce filtre sont :

$$|H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad \text{et} \quad \varphi = -\text{Arctan}(\omega\tau)$$

Filtre passe-bas de second ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-bas de second ordre est donnée par :

$$H(p) = K \times \frac{1}{1 + 2z \frac{p}{\omega_0} + \frac{p^2}{\omega_0^2}}$$

Le module et l'argument de ce filtre sont :

$$|H(j\omega)| = K \times \sqrt{\frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right) + 4z^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} \text{ et } \varphi = -\text{Arctan} \left(\frac{2z \frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right)$$

Filtre passe-bande de second ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-bande de fréquence symétrique est :

$$H(p) = K \times \frac{\frac{p}{\omega_0}}{1 + 2z \frac{p}{\omega_0} + \frac{p^2}{\omega_0^2}}$$

Le module et l'argument de ce filtre sont :

$$|H(j\omega)| = K \times \frac{\omega}{\omega_0} \times \sqrt{\frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right) + 4z^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} \text{ et } \varphi = \frac{\pi}{2} - \text{Arctan} \left(\frac{2z \frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right)$$

Filtre passe-haut de premier ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-haut de premier ordre simple est :

$$H(p) = H(j\omega) = K \times \frac{\tau p}{1 + \tau p} = K \times \frac{j \frac{\omega}{\omega_0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}} \text{ avec : } \omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

Le module et l'argument de ce filtre sont :

$$|H(j\omega)| = K \times \sqrt{\frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}} \text{ et } \varphi = \frac{\pi}{2} - \text{Arctan}(\omega\tau)$$

Filtre passe-haut de second ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-haut de second ordre est donnée par :

$$H(p) = K \times \frac{\frac{p^2}{\omega_0^2}}{1 + 2z \frac{p}{\omega_0} + \frac{p^2}{\omega_0^2}}$$

Le module et l'argument de ce filtre sont :

$$|H(j\omega)| = K \times \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \times \sqrt{\frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right) + 4z^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} \text{ et } \varphi = \pi - \text{Arctan} \left(\frac{2z \frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right)$$

Flux magnétique

Le flux magnétique à travers une surface S , noté souvent ϕ ou φ est le produit du *champ magnétique* par la surface équivalente qui lui est perpendiculaire. Il quantifie donc le nombre de lignes de champ magnétique qui passent à travers la surface S .

Si l'on note $\theta = (\vec{S}, \vec{B})$, l'angle entre la normale à la surface et la direction du champ magnétique, on a :

$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$ en webers. Pour B et S constantes, l'expression du flux devient :

$$\Phi = B \times S \cos(\theta) \quad \text{en teslas, } S \text{ surface de la spire en m}^2.$$

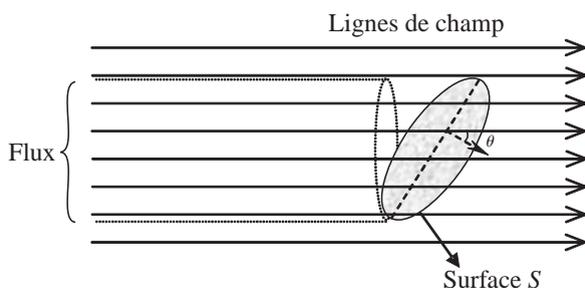


Figure F.20 Représentation du flux magnétique à travers une surface S

FM (voir modulation en fréquences)

Fonction de transfert (voir transfert)

Force contre-électromotrice

La distinction entre *fem* et *fcem* est artificielle. La force contre-électromotrice induite est une force électromotrice induite, mais on insiste sur le sens de cette force qui a pour effet de ralentir la croissance de l'intensité du courant. La *fem* induite qui apparaît aux bornes d'un conducteur ou une spire chaque fois que le flux magnétique $\varphi(t)$ varie, est dirigée telle qu'elle s'oppose à la variation du flux.

Force électromotrice (fem)

La force électromotrice notée souvent par la lettre « e » est la tension à vide d'un générateur.

Force électromotrice induite (voir induction électromagnétique)

La force électromotrice induite est la tension qui apparaît aux bornes d'un conducteur ou d'une spire chaque fois que le flux magnétique $\varphi(t)$ qu'elle embrasse varie avec le temps. Il s'agit d'une application de la loi de Faraday.

La forme locale de l'équation de Maxwell-Faraday est :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{voir calcul vectoriel})$$

Cas d'une bobine soumise un flux φ d'un champ magnétique B :

$$e = -\frac{d\varphi}{dt} \quad \text{en volts, } d\varphi \text{ en webers et } dt \text{ en secondes.}$$

Cas d'un conducteur de longueur ℓ qui se déplace à une vitesse v dans un champ magnétique B :

$$e = B\ell v \text{ en volts, } B \text{ en teslas, } \ell \text{ en mètres et } v \text{ en mètres par seconde.}$$

Forme canonique (voir transformée en z)

Dans le cas d'un système réalisé d'une manière *réursive*, le filtrage d'un signal numérique est caractérisé par sa fonction de transfert :

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{\sum_{m=0}^M b_m z^{-m}}{\sum_{n=0}^N a_n z^{-n}} = H_1(z) \times H_2(z),$$

avec : $H_1(z) = \frac{1}{\sum_{n=0}^N a_n z^{-n}}$ et $H_2(z) = \sum_{m=0}^M b_m z^{-m}$

On peut mettre la structure du filtre sous une forme compacte pour réaliser une équation aux différences d'ordre N . Cette forme est appelée forme canonique du filtre.

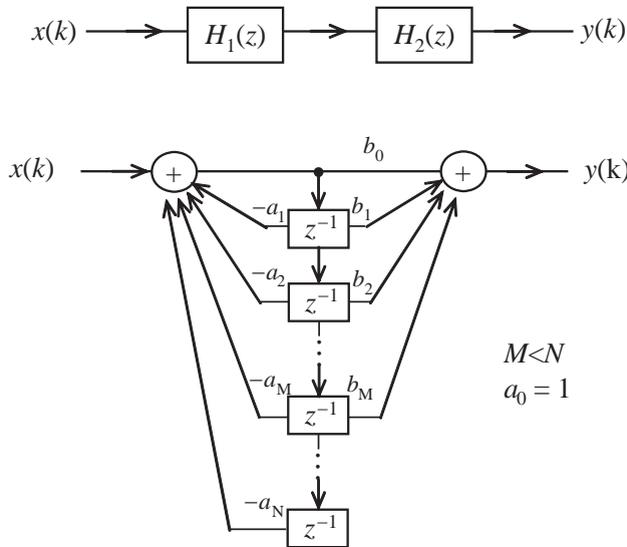


Figure F.21 Forme canonique d'un filtre numérique

Foucault

La force électromotrice induite peut être à l'origine de la circulation d'un courant électrique induit dans un circuit fermé (pièce métallique par exemple). Ce courant est appelé courant de Foucault et l'énergie reçue est dissipée par effet Joule sous forme de chaleur.

La partie métallique est soit fixe dans un champ magnétique qui varie, soit en mouvement dans un champ magnétique fixe.

On peut essayer de minimiser ce phénomène, par exemple dans le cas des transformateurs ou mettre à profil cette chaleur dans le cas du chauffage par induction.

Fourier (série de : voir aussi spectre)

La série de Fourier joue un rôle considérable en électronique puisqu'elle conduit à la notion fondamentale de *spectre*. Le spectre est la représentation graphique d'un signal non plus dans le domaine temporel, mais dans le domaine fréquentiel. L'équivalence entre représentation temporelle et représentation fréquentielle est essentielle pour l'étude du traitement du signal. Un signal périodique de fréquence f et de forme quelconque peut être obtenu en ajoutant à une sinusoïde de fréquence f (fondamentale) des sinusoïdes dont les fréquences sont des multiples entiers de f . Ces signaux ont des amplitudes et des positions de phase appropriées. De même, on peut décomposer toute onde récurrente en une somme de sinusoïdes (fondamentale et harmoniques).

Développement d'une fonction périodique en série de Fourier

Soit $f(t)$ une fonction réelle de la variable t , périodique de période T , admettant un nombre fini de discontinuités par période. Cette fonction peut se mettre sous la forme d'une série de fonctions trigonométriques (sinus et cosinus). Son développement est :

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t))$$

où les coefficients a_0 , a_n et b_n sont calculés par les intégrales :

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) dt, \quad a_n = \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) \times \cos(n\omega t) dt$$

$$\text{et } b_n = \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) \times \sin(n\omega t) dt$$

Le choix de l'intervalle $[t_0, t_0 + T]$ pour le calcul des a_n et b_n est alors arbitraire. On peut aussi choisir par exemple l'intervalle $[t_0 + kT, t_0 + (k + 1)T]$ sans que les coefficients ne changent.

Le terme a_0 représente la composante continue, autrement dit la valeur moyenne de la fonction $f(t)$ sur une période.

Les termes a_1 et b_1 représentent le premier harmonique dit fondamental. Les termes a_n et b_n représentent le n -ième harmonique.

Exemple : on traite à titre d'exemple la fonction dents de scie :

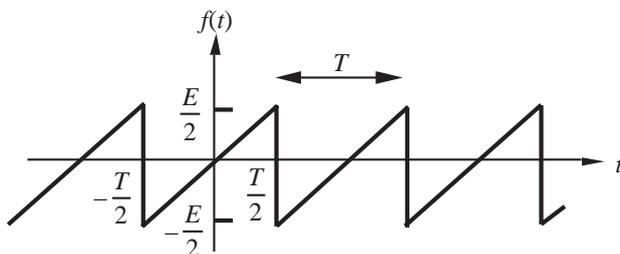


Figure F.22 Représentation temporelle de la fonction dents de scie

Le développement ne contient que des sinus : tous les a_n sont nuls, y compris le terme constant a_0 . Alors :

$$\begin{aligned} \varphi_n &= \pm \frac{\pi}{2} = -\frac{\pi}{2} \operatorname{sgn}(b_n) \text{ [sgn signifie : « signe de »]} \\ C_n &= -C_{-n} \\ b_n &= 2jC_n \\ S_n &= |b_n| = 2|C_n| \end{aligned}$$

b_n peut se calculer sur une demi-période : $b_n = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} f(t) \sin(n\omega t) dt$

$$b_n = \frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \frac{Et}{T} \sin(n\omega t) dt = \frac{4E}{T^2} \int_0^{\frac{T}{2}} t \sin(n\omega t) dt$$

L'intégration par partie donne : $\int u dv = uv - \int v du$ avec : $u = t$ et $dv = \sin(n\omega t) dt$

Il vient : $du = dt$ et $v = -\frac{\cos(n\omega t)}{n\omega}$

d'où : $\int_0^{\frac{T}{2}} t \sin(n\omega t) dt = \left[-t \frac{\cos(n\omega t)}{n\omega} \right]_0^{\frac{T}{2}} + \int_0^{\frac{T}{2}} \frac{\cos(n\omega t)}{n\omega} dt$

on a : $b_n = -\frac{2E}{n\pi} \cos(n\pi)$; $b_{2k} = -\frac{2E}{2k\pi}$ et $b_{2k+1} = +\frac{2E}{(2k+1)\pi}$

D'où le développement :

$$f(t) = \frac{2E}{\pi} \left[\sin(\omega t) - \frac{1}{2} \sin(2\omega t) + \frac{1}{3} \sin(3\omega t) + \dots + \frac{(-1)^{n+1}}{n} \sin(n\omega t) + \dots \right]$$

Spectre d'une fonction périodique (voir spectre)

Le spectre de l'exemple précédent est le suivant :

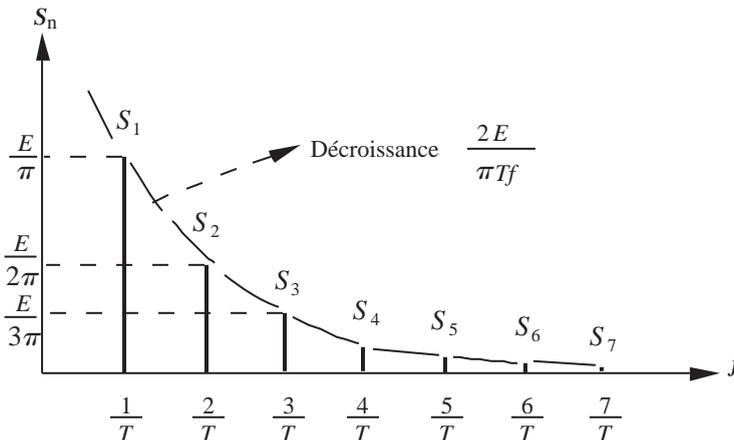
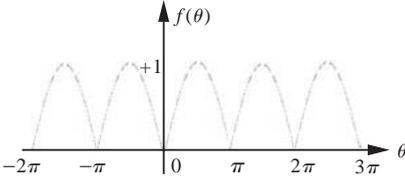
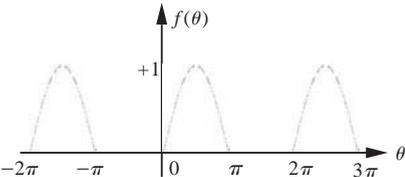
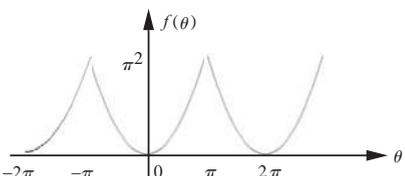
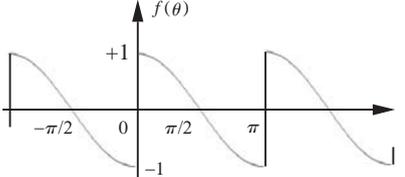
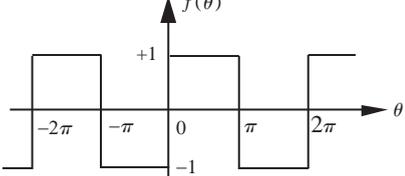
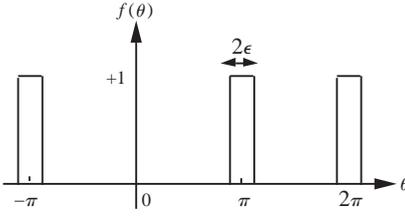
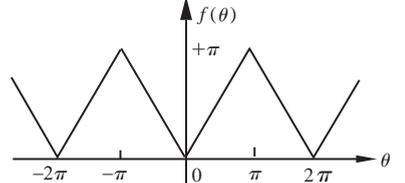
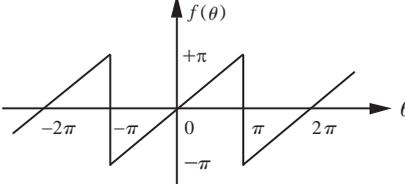
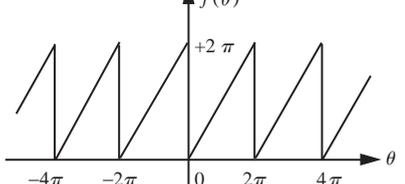


Figure F.23 Spectre en amplitude de la fonction dents de scie

Fourier (série de Fourier des principales fonctions)

Les développements en série de Fourier des principales fonctions rencontrées en électronique sont réunis dans le tableau ci-dessous :

Représentation graphique de la fonction	Fonction et son développement en série de Fourier
	$f(\theta) = \sin(\theta) \quad \text{pour } -\pi < \theta < +\pi$ <hr/> $\frac{2}{\pi} - \frac{4}{\pi} \left[\left(\frac{\cos(2\theta)}{3} + \frac{\cos(4\theta)}{15} + \frac{\cos(6\theta)}{35} + \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \begin{cases} \sin(\theta) & 0 < \theta < \pi \\ 0 & \pi < \theta < 2\pi \end{cases}$ <hr/> $\frac{1}{\pi} + \frac{\sin(\theta)}{2} - \frac{2}{\pi} \left[\left(\frac{\cos(2\theta)}{3} + \frac{\cos(4\theta)}{15} + \frac{\cos(6\theta)}{35} + \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \theta^2 \quad \text{pour } -\pi < \theta < +\pi$ <hr/> $\frac{\pi^2}{3} - 4 \left[\left(\frac{\cos(\theta)}{1} - \frac{\cos(2\theta)}{2^2} + \frac{\cos(3\theta)}{3^2} - \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \begin{cases} \cos(\theta) & 0 < \theta < \pi \\ -\cos(\theta) & \pi < \theta < 2\pi \end{cases}$ <hr/> $\frac{8}{\pi} \left[\left(\frac{\sin(2\theta)}{3} + \frac{\sin(4\theta)}{15} + \frac{3 \sin(6\theta)}{35} + \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \begin{cases} +1 & 0 < \theta < \pi \\ -1 & \pi < \theta < 2\pi \end{cases}$ <hr/> $\frac{4}{\pi} \left[\left(\frac{\sin(\theta)}{1} + \frac{\sin(3\theta)}{3} + \frac{\sin(5\theta)}{5} + \dots \right) \right]$

Représentation graphique de la fonction	Fonction et son développement en série de Fourier
	$f(\theta) = \begin{cases} 0 & 0 < \theta < \pi - \epsilon \\ 1 & \pi - \epsilon < \theta < \pi + \epsilon \\ 0 & \pi + \epsilon < \theta < 2\pi \end{cases}$ <hr/> $\frac{\epsilon}{\pi} - \frac{2}{\pi} \left[\left(\frac{\sin(\theta) \cos(\theta)}{\sin(3\theta) \cos(3\theta)} - \frac{\sin(2\theta) \cos(2\theta)}{3} + \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \theta = \begin{cases} +\theta & \text{pour } 0 < \theta < \pi \\ -\theta & \text{pour } -\pi < \theta < 0 \end{cases}$ <hr/> $\frac{\pi}{2} - \frac{4}{\pi} \left[\left(\frac{\cos(\theta)}{1} + \frac{\cos(3\theta)}{3^2} + \frac{\cos(5\theta)}{5^2} + \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \theta \text{ pour } -\pi < \theta < \pi$ <hr/> $2 \left[\left(\frac{\sin(\theta)}{1} + \frac{\sin(2\theta)}{2} + \frac{\cos(3\theta)}{3} - \dots \right) \right]$
	$f(\theta) = \theta \text{ pour } 0 < \theta < 2\pi$ <hr/> $\pi - 2 \left[\left(\frac{\sin(\theta)}{1} + \frac{\sin(2\theta)}{2} + \frac{\sin(3\theta)}{3} + \dots \right) \right]$

Fourier (transformée)

L'intégrale de Fourier (ainsi que sa réciproque, la transformée de Fourier) est relative aux signaux de natures quelconques, essentiellement non périodiques. On peut considérer la non-périodicité d'un signal $x(t)$ comme un cas particulier avec une période T qui tend vers l'infini.

L'intégrale de Fourier est : $f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j2\pi ft} dt \right] \times e^{j2\pi ft} df$

On note $F(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j2\pi ft} dt$, appelée transformée de Fourier et si, au lieu d'utiliser la variable f , on utilise la variable $\omega = 2\pi f$ (pour éviter toute confusion entre la fonction $f(t)$ et la variable fréquence), l'intégrale de Fourier s'écrit alors :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega \text{ et } F(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt$$

Les conditions à satisfaire pour obtenir une transformée de Fourier sont :

- $f(t)$ doit être bornée et doit avoir une intégrale finie entre $-\infty$ et $+\infty$,
- $f(t)$ possède un nombre fini de discontinuités ainsi que d'*extrema*.

Décomposition d'un signal quelconque et représentation spectrale

La relation donnée par l'intégrale de Fourier montre que l'on peut interpréter tout signal $f(t) = x(t)$ comme résultant de l'addition d'une infinité de signaux sinusoïdaux, d'amplitude $x(f) df$ et dont les fréquences s'étendent continûment de $-\infty$ à $+\infty$. Mais attention, la notion d'harmonique n'a plus de sens.

Cette notion disparaît lorsque l'on traite des signaux non périodiques (on ne peut plus isoler une composante particulière à la fréquence f).

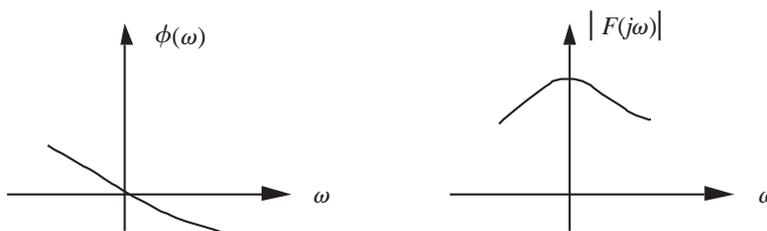


Figure F.24 Spectre de phase et d'amplitude d'un signal non périodique

La connaissance de $f(t)$ permet théoriquement de retrouver $F(j\omega)$ et inversement. La représentation fréquentielle et la représentation temporelle sont donc équivalentes.

$F(j\omega)$ est en général un nombre complexe fonction de la pulsation : $F(j\omega) = A(\omega) + jB(\omega)$.

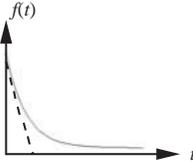
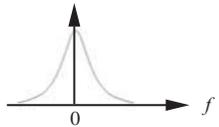
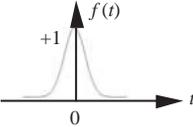
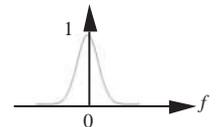
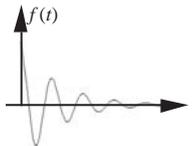
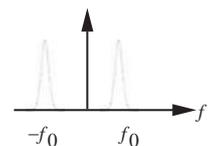
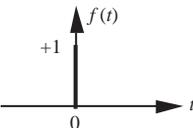
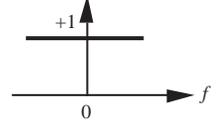
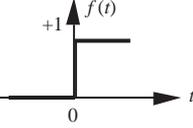
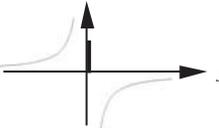
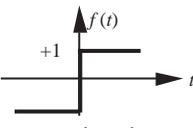
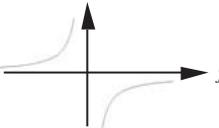
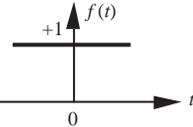
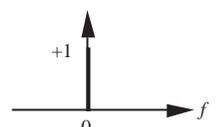
On représente souvent deux courbes différentes : le module en fonction de la pulsation ω ainsi que la phase en fonction de la pulsation ω .

Les spectres d'une fonction quelconque non périodique sont des *spectres continus*.

Fourier (transformée de Fourier des principales fonctions)

Les développements en série de Fourier des principales fonctions rencontrées en électronique sont réunis dans le tableau suivant :

Représentation graphique de la fonction $f(t)$	Transformée de Fourier de la fonction $f(t)$	Spectre
<p>Impulsion rectangulaire</p>	$T \frac{\sin(\pi fT)}{\pi fT}$	
<p>Impulsion triangulaire</p>	$T \left[\frac{\sin(\pi fT)}{\pi fT} \right]^2$	

Représentation graphique de la fonction $f(t)$	Transformée de Fourier de la fonction $f(t)$	Spectre
 <p>Impulsion exponentielle $f(t) = e^{-at}$</p>	$\frac{1}{a + j(2\pi f)}$	
 <p>Impulsion gaussienne $f(t) = e^{-\pi t^2}$</p>	$e^{-\pi f^2}$	
 <p>Cosinusoïde amortie $f(t) = e^{-at} \cos(2\pi f_0 t)$</p>	$\frac{a + j(2\pi f)}{(a + j2\pi f)^2 + (2\pi f_0)^2}$	
 <p>Impulsion unité $\delta(t)$</p>	1	
 <p>Saut unité</p>	$\frac{1}{2} \delta(f) + \frac{1}{j2\pi f}$	
 <p>Fonction signe</p>	$\frac{1}{j\pi f}$	
 <p>Fonction constante</p>	$K\delta(f)$	

Fourier (Transformée de Fourier discrète : TFD)

La transformée de Fourier est relative aux signaux analogiques. Il est nécessaire de la mettre sous une forme appropriée au traitement numérique des signaux. Cette forme est alors appelée transformée de Fourier discrète.

La transformée de Fourier d'un signal numérique $x(k)$ (échantillonné) est :

$$X(f) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x(k) e^{-j2\pi f k}$$

$X(f)$ est périodique de période 1. Le k -ième échantillon du signal est :

$$x(k) = \int_{-1/2}^{1/2} X(f) e^{j2\pi f k} df$$

Puisque la variable continue f est remplacée par une variable discrète : $f = n\Delta f$, soit :

$$x(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{(N/2)-1} X(n) e^{j2\pi f \frac{nk}{N}} \quad \text{avec : } n = \frac{-N}{2}, \frac{-N}{2} + 1, \dots, \frac{N}{2} - 1 \text{ et } \Delta f = \frac{1}{N}$$

La transformée de Fourier (inverse et directe) d'une fonction échantillonnée est une fonction périodique et les relations qui définissent la transformée discrète (TFD) pour un signal apériodique à durée finie N sont :

$$X(n) = \sum_{k=k_0}^{k_0+N-1} x(k) e^{-j2\pi \frac{n}{N} k} \quad \text{avec : } n = \frac{-N}{2}, \frac{-N}{2} + 1, \dots, \frac{N}{2} - 1$$

$$x(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=-N/2}^{(N/2)-1} X(n) e^{j2\pi f \frac{nk}{N}} \quad \text{avec : } k = k_0, \dots, k_0 + N - 1$$

FPGA (Forecasting Programmable Gate Array)

Ce sigle en anglais qui signifie « réseau de portes programmable à la commande » désigne des composants à technologie *RAM*, largement utilisée à l'heure actuelle en électronique numérique. Cette technologie utilise des circuits comportant des réseaux de portes logiques non reliées entre elles. Les liaisons (interconnexions) choisies par l'utilisateur se font par programmation et peuvent même être reconfigurables. Un langage de description ou une saisie de schéma électrique est nécessaire, ce qui permet d'obtenir un fichier de configuration pour le FPGA.

Fresnel (représentation de)

Dans la représentation vectorielle ou cinématique, appelée aussi représentation de Fresnel, le signal $s(t) = S_m \cos(\omega t + \phi)$ est considéré comme la projection, sur l'axe Ox d'un repère orthonormé d'un vecteur \vec{S} , de module S_m , tournant dans le sens trigonométrique à la vitesse angulaire ω , et confondu avec l'axe Ox aux instants :

$$t = -\frac{\phi}{\omega} + 2K \frac{\pi}{\omega} = -\frac{\phi}{\omega} + 2KT.$$

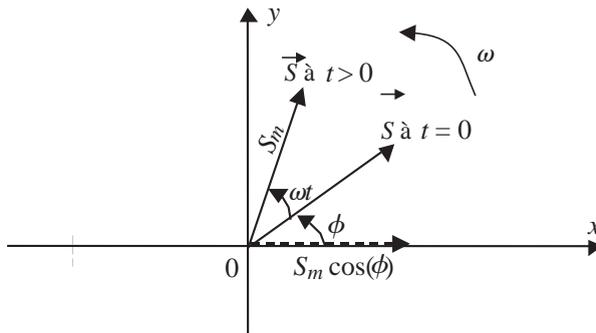


Figure F.25 Représentation de Fresnel pour $\cos(\phi)$ positif.

La situation du vecteur à l'origine des temps définit la phase à l'origine. La phase instantanée est l'angle que fait le vecteur à un instant quelconque avec l'axe Ox : $\omega t + \phi$.

Somme de deux vecteurs de même pulsation

Représentons par exemple deux vecteurs tensions \vec{u}_1 et \vec{u}_2 à l'instant $t = 0$:

$$u_1(t) = U_1 \cos(\omega t + \phi_1) \quad \text{et} \quad u_2(t) = U_2 \cos(\omega t + \phi_2)$$

Cherchons maintenant la somme de ces deux vecteurs (figure F12). Cette figure est représentative de $u = U \cos(\omega t + \phi)$ à l'instant $t = 0$.

Les composantes du vecteur somme sont :

$$U \cos(\phi) = U_1 \cos(\phi_1) + U_2 \cos(\phi_2) \quad \text{et} \quad U \sin(\phi) = U_1 \sin(\phi_1) + U_2 \sin(\phi_2)$$

Le module (amplitude) du vecteur somme, est donné en appliquant le théorème de Pythagore :

$$U = \sqrt{U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)}$$

La tangente de la phase à l'origine est obtenue en faisant le rapport des composantes :

$$\tan(\phi) = \frac{U_1 \sin(\phi_1) + U_2 \sin(\phi_2)}{U_1 \cos(\phi_1) + U_2 \cos(\phi_2)}$$

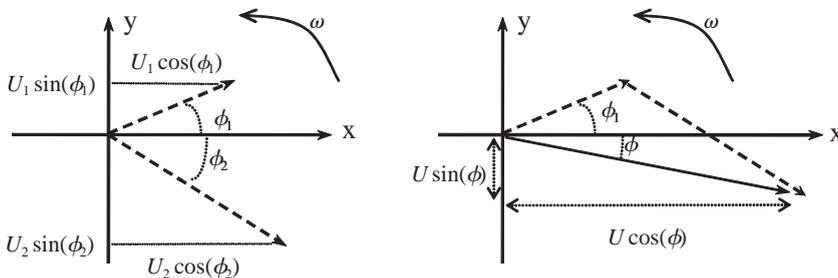


Figure F.26 Représentation de Fresnel de deux vecteurs tensions et de leur somme

Dérivation et intégration par rapport au temps

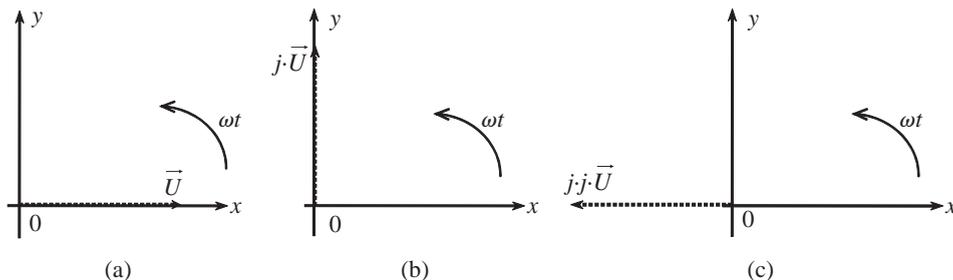


Figure F.27 Effet de la dérivation (b) et de l'intégration (c)

$$\frac{d}{dt} \cos(\omega t + \phi) = -\omega \sin(\omega t + \phi) = \omega \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right)$$

La dérivation se traduit en représentation de Fresnel par une rotation de $+\pi/2$ et une multiplication du module du vecteur par la quantité ω . Inversement, l'intégration se traduit par une rotation de $-\pi/2$ et une division du module par la quantité ω .

Fréquence

La fréquence représente le nombre de fois qu'une fonction (courant, tension ou puissance) se répète identiquement à elle-même en une seconde. Il s'agit donc pour un signal *périodique* du nombre de périodes par seconde. L'unité est le hertz (anciennement cycle par seconde).

$f = \frac{1}{T}$, avec T qui représente la période exprimée en secondes

Fréquence de coupure (voir aussi Bode)

La fréquence de coupure, notée souvent f_C est par définition la fréquence pour laquelle le gain d'un filtre exprimé en décibel chute de -3 dB. Cette atténuation par rapport au gain maximal correspond en linéaire à une division par $\sqrt{2}$ du module de la fonction de transfert.

Fréquence de transition (voir amplificateur opérationnel)

Front descendant (voir horloge)

Front montant (voir horloge)

FSK (voir modulation numérique FSK)

Fusible

Un fusible est un composant (organe) de protection utilisé en génie électrique, qui s'ouvre (devient non conducteur), lorsque le courant qui circule devient excessif dans un circuit. Il protège en cas de défaut. Son nom vient du fait qu'il fonctionne par fusion d'un filament lorsque le courant dépasse une valeur spécifique pendant un temps précis.



Désigne souvent la conductance d'un composant ou d'une association de composants électriques. Mais on utilise aussi cette lettre pour désigner le gain en décibels d'un montage.

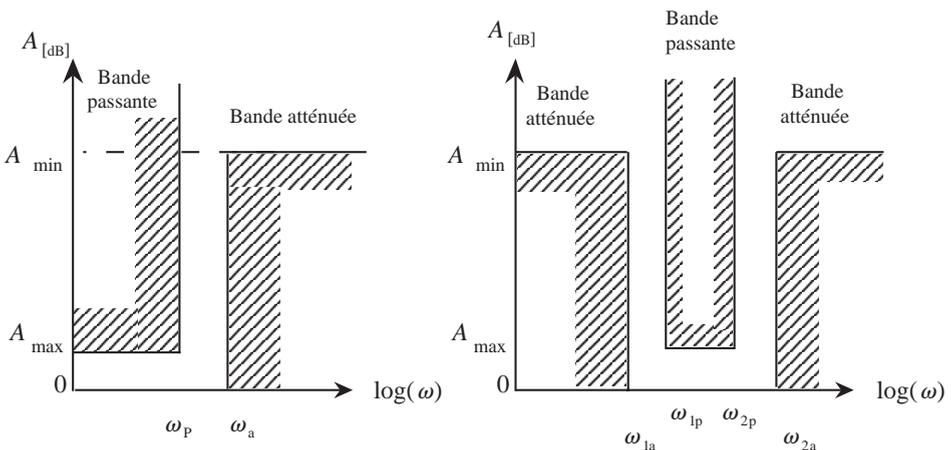
Gabarit

Le passage entre la bande passante et la bande coupée d'un filtre n'est pas brutal mais la transition se fait d'une manière progressive. On définit un gabarit en module et (ou) en phase qui précise les limites à l'intérieur desquelles les transitions du filtre réel doivent se situer.

On préfère utiliser le gabarit d'atténuation ou d'affaiblissement noté A qui est exprimé en dB en fonction du logarithme de la pulsation (ou fréquence). Ce gabarit représente l'inverse du module de la fonction de transfert. Dans la *bande passante* l'atténuation doit rester inférieure à une *valeur maximale* A_{\max} . Par contre, dans la *bande coupée*, l'atténuation doit rester supérieure à une *valeur minimale* A_{\min} . Sur la figure G.1, sont présentés les quatre gabarits des différents filtres. Les indices a et p signifient respectivement atténuée et passante. La sélectivité d'un filtre exprime la raideur de la bande de transition. Plus le filtre s'approche du filtre idéal et plus sa sélectivité se rapproche de l'unité. On définit la sélectivité S du filtre réel par :

$$\text{passe-bas : } S = \frac{\omega_p}{\omega_a} = \frac{f_p}{f_a} \quad \text{passe-bande : } S = \frac{\omega_{2p} - \omega_{1p}}{\omega_{2a} - \omega_{1a}} = \frac{f_{2p} - f_{1p}}{f_{2a} - f_{1a}}$$

$$\text{passe-haut : } S = \frac{\omega_a}{\omega_p} = \frac{f_a}{f_p} \quad \text{coupe-bande : } S = \frac{\omega_{2a} - \omega_{1a}}{\omega_{2p} - \omega_{1p}} = \frac{f_{2a} - f_{1a}}{f_{2p} - f_{1p}}$$



(a) Filtre Passe-bas

(b) Filtre Passe-bande

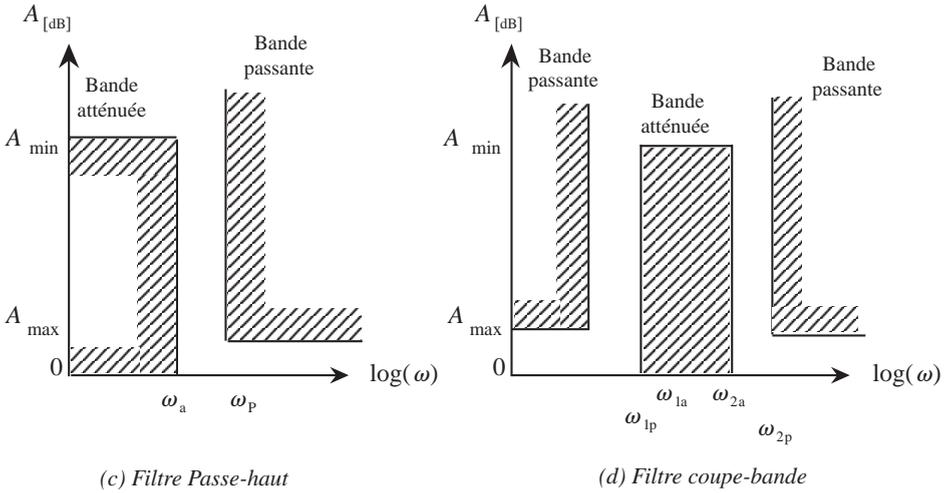


Figure G.1 Gabarits d'atténuations de différents filtres

Normalisation de la fréquence

Toutes les courbes d'affaiblissement d'un même type de filtre peuvent être comparées en normalisant la fréquence (ou la pulsation) par rapport à une fréquence (ou pulsation) caractéristique f_0 (ou ω_0). On obtient des fréquences relatives notées en majuscules :

$$F = \frac{f}{f_0} \quad \text{et} \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0}$$

La variable de Laplace $p = j\omega$ est elle-même normalisée et devient une variable notée en majuscule $P = j\Omega$.

Gain (voir décibel)

Le gain d'un montage électronique est le rapport entre la grandeur du signal en sortie et celle du signal en entrée. Ainsi, le gain en tension G_V ou le gain en courant G_I sont :

$$G_V = 20 \log \left(\frac{V_S}{V_E} \right) \quad \text{et} \quad G_I = 20 \log \left(\frac{I_S}{I_E} \right), \quad \text{exprimé en décibels}$$

Le gain en puissance d'un montage est :

$$G_P = 10 \log \left(\frac{P_S}{P_E} \right), \quad \text{exprimé en décibels}$$

Ce gain est maximal lorsqu'il y a une adaptation d'impédances : autrement dit, l'impédance d'entrée Z_e du montage est égale au complexe conjugué de l'impédance du générateur qui attaque Z_g et l'impédance de sortie du montage Z_S est égale au complexe conjugué de l'impédance de charge Z_C .

Gain en boucle fermée (voir réaction)

Gain en boucle ouverte (voir réaction)

Gain unitaire (voir fréquence de transition)

Pour les amplificateurs opérationnels, le gain unité est le gain en tension obtenu en boucle ouverte (voir réaction, asservissement) à une fréquence dite *fréquence de transition*. Une définition analogue s'applique pour les transistors à la fréquence de transition, c'est le gain en courant β qui devient égal à l'unité.

Générateurs de courant en parallèle

Considérons deux dipôles constitués par la mise en parallèle de deux générateurs de courant (I_1, R_1) et (I_2, R_2). Calculons maintenant le dipôle équivalent ($I_{\text{éq}}, R_{\text{éq}}$).

En appliquant la première loi de Kirchhoff, le courant de court-circuit est égal à la somme algébrique des courants produits par chacune des sources. La conductance équivalente est égale à la somme des conductances internes des différents générateurs de courant.

$$I_{\text{éq}} = \sum_{k=1}^n I_k \quad \text{et} \quad G_{\text{éq}} = \sum_{k=1}^n G_k$$

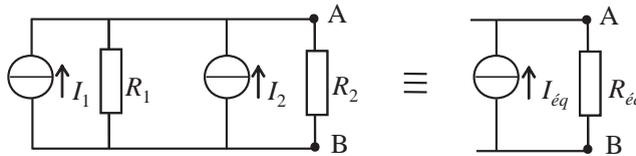


Figure G.2 Association en parallèle de deux générateurs de courants.

Généralisation : l'association en parallèle de n générateurs de courant de résistances internes R_k et de courants I_k est équivalente à un générateur de courant unique, dont la conductance équivalente est la somme des n conductances et le courant équivalent est égal à la somme algébrique des courants produits par chaque source.

Générateur de fonctions

Il est souvent nécessaire de disposer d'un générateur de fonctions capable de délivrer un signal carré, triangulaire ou sinusoïdal à fréquence et amplitude variables. Le développement de la micro-électronique permet la réalisation de circuits intégrés à sorties multiples. Le signal sinusoïdal est obtenu grâce à l'emploi de conformateurs à diodes. Ces montages permettent la conversion triangle-sinus.

La solution la plus simple qui permet d'obtenir une forme triangulaire, consiste à réaliser deux sources de courants qui chargent et déchargent alternativement un condensateur C .

On note I_1 le courant de charge et I_2 le courant de décharge. Supposons l'interrupteur K_1 fermé, le courant I_1 charge le condensateur, la tension v à ses bornes croît linéairement avec le temps. Lorsqu'elle atteint la valeur maximale V_m , l'interrupteur K_1 s'ouvre et K_2 se ferme, le condensateur se décharge linéairement à courant constant I_2 . Lorsque la tension aux bornes du condensateur atteint la valeur minimale V_m , K_2 s'ouvre et K_1 se ferme et le processus continue.

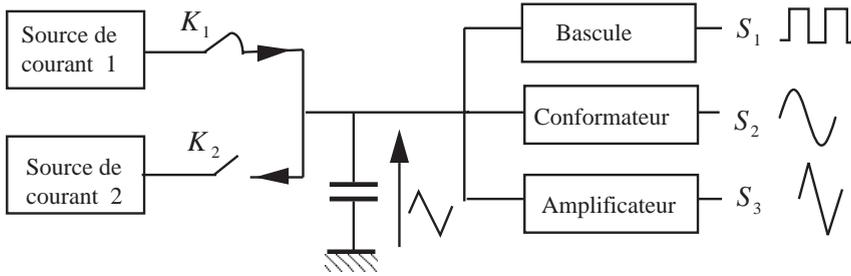


Figure G.3 Schéma de principe d'un générateur de fonctions

La commande des interrupteurs K_1 et K_2 se fait en utilisant deux comparateurs de tensions. La tension $v(t)$ ainsi obtenue est de forme triangulaire. Cette tension est disponible à la sortie d'un étage tampon adaptateur d'impédance. L'utilisation d'une bascule permet de disposer d'un signal rectangulaire, l'introduction d'un conformateur à diodes réalise la conversion triangle-sinus.

La charge initiale du condensateur est $Q_m = CV_m$, le courant I_1 charge le condensateur, au bout d'un temps t , la charge devient :

$$q = Cv = Q_m + I_1t = CV_m + I_1t \quad \text{soit : } v = V_m + \frac{I_1}{C}t$$

Les durées de charge et de décharge sont données par :

$$T_1 = \frac{C}{I_1} (V_M - V_m) \quad \text{et} \quad T_2 = \frac{C}{I_2} (V_M - V_m)$$

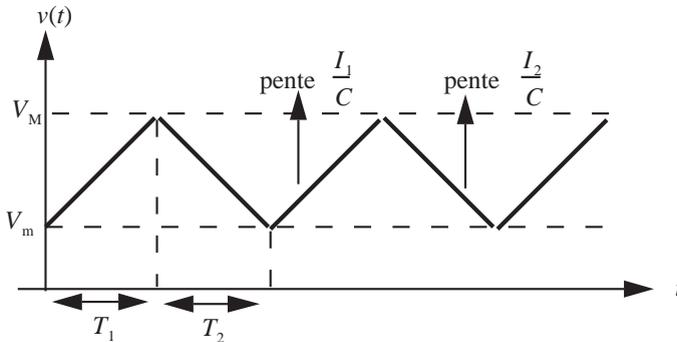


Figure G.4 Charge et décharge d'un condensateur à courants constants

Si les deux courants I_1 et I_2 ont la même valeur, la tension triangulaire est symétrique.

Transformation d'un signal triangulaire en signal sinusoïdal

Il existe plusieurs façons de transformer un signal triangulaire en un signal sinusoïdal. Le principe découle de celui, plus général, qui consiste à approcher une fonction donnée quelconque au moyen de petits segments. La caractéristique de transfert U_S en fonction de U_e doit être du type arc sinus. Le schéma de principe de l'une des réalisations possibles est donné à la figure suivante G5.

On admet dans un premier temps, que les diodes sont idéales et, par conséquent que le passage de l'état bloqué à l'état passant se fait brutalement.

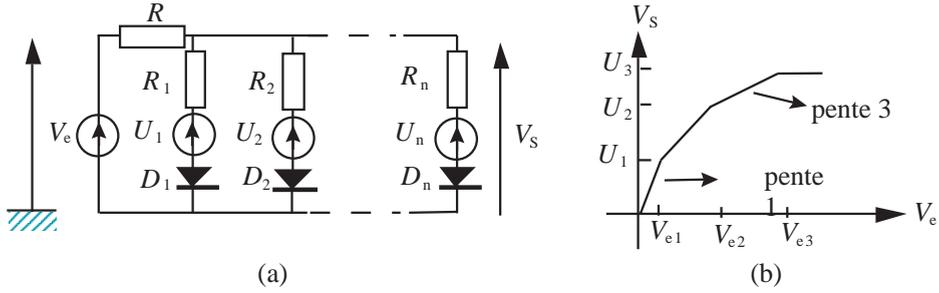


Figure G.5 Conformateur à diodes et caractéristique de transfert $V_s = f(V_e)$

Faisons croître linéairement la tension d'entrée ; tant que la tension U_1 n'est pas atteinte, la tension de sortie reproduit la tension d'entrée : la pente numéro un de la caractéristique de transfert se réduit à l'unité.

Si l'on suppose que $U_1 < U_2 < U_3 \dots < U_n$, pour une tension de sortie comprise entre U_1 et U_2 , la diode D_1 conduit. En appliquant le théorème de superposition, on obtient :

$$V_s = \frac{R_1}{R + R_1} V_e + \frac{R_1}{R + R_1} U_1$$

Le même raisonnement s'applique pour une tension de sortie comprise entre U_2 et U_3 . D_2 entre en conduction et la tension de sortie devient :

$$V_s = \frac{R_1 // R_2}{R + (R_1 // R_2)} V_e + \frac{R_2 // R}{R_1 + (R_2 // R)} U_1 + \frac{R_1 // R}{R_2 + (R_1 // R)} U_2$$

On remarque que la pente change (diminue) à chaque cassure.

$$\text{pente 1} = 1, \quad \text{pente 2} = \frac{R_1}{R_1 + R}, \quad \text{pente 3} = \frac{R_1 // R_2}{R + (R_1 // R_2)}$$

En réalité, la commutation bloquée passante d'une diode ne peut se faire d'une façon brutale : cela a pour conséquence de lisser les courbes au niveau des cassures.

Pour tenir compte des non-idéalités des diodes, les fabricants de circuits intégrés remplacent souvent une diode par une paire de transistors NPN et PNP.

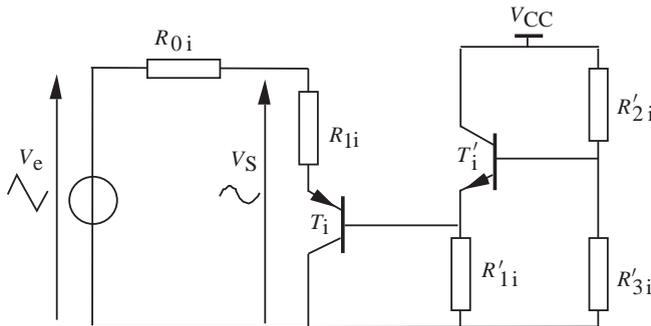


Figure G.6 Circuit équivalent à une diode

La tension de référence qui permet le changement de la pente est réalisée par un diviseur de tension R'_{2i} et R'_{3i} . La combinaison T_i et T'_i permet d'améliorer le lissage des cassures et d'obtenir, de ce fait, une tension de sortie presque sinusoïdale en améliorant le taux de distorsion harmonique.

Générateurs de tensions en série

Considérons deux dipôles constitués par la mise en série de deux générateurs de tension. Calculons maintenant le dipôle équivalent : $(E_{\text{éq}}, R_{\text{éq}})$.

En appliquant la deuxième loi de Kirchhof, la tension développée entre A et B est égale à la somme algébrique des tensions produites par chacune des sources. La résistance équivalente est égale à la somme des résistances internes des générateurs de tension.

$$E_{\text{éq}} = \sum_{k=1}^n E_k \quad \text{et} \quad R_{\text{éq}} = \sum_{k=1}^n R_k$$

E_k est considérée comme positive si elle a le même sens que la tension U .

Généralisation : l'association en série de n générateurs de tension de résistance interne R_k et de force électromotrice E_k est équivalente à un générateur de tension unique dont la résistance équivalente est la somme des n résistances, et la force électromotrice équivalente est la somme algébrique des tensions produites par chaque source.

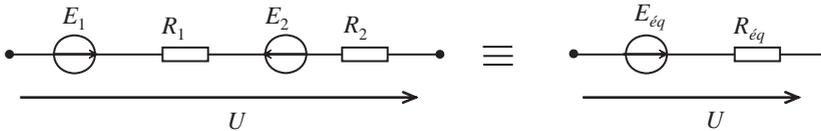


Figure G.7 Association en série de deux sources de tensions

Générateur idéal de courant

Un générateur (source) de courant continu supposé idéal est un générateur qui fixe l'intensité du courant électrique qui le traverse quelle que soit la différence de potentiel à ses bornes. Autrement dit, quelle que soit la charge à ses bornes, à condition que cette charge ne soit pas infinie. Le courant ainsi débité est appelé aussi courant de court-circuit.

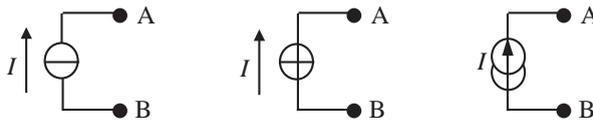


Figure G.8 Nouveaux symboles (à gauche) et ancien symbole d'une source de courant

Comme pour le générateur de tension, en utilisant la convention récepteur, si le produit UI est négatif, le générateur fournit de l'énergie et si le produit UI est positif, le générateur reçoit de l'énergie.

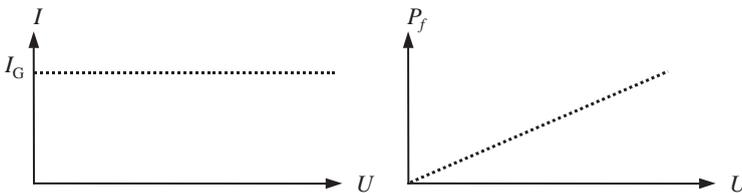


Figure G.9 Variation du courant I et de la puissance fournie P_f en fonction de U

Générateur idéal de tension

Un générateur (source) de tension continue supposé idéal est un générateur qui fournit entre ses bornes une différence de potentiel constante quelle que soit l'intensité du courant qui le traverse. Autrement dit, quelle que soit la charge à ses bornes, à condition que cette charge ne soit pas nulle. Nous appelons aussi la source de tension idéale, une force électromotrice U désignée par l'abrégié « fem ». Nous trouvons souvent dans la littérature française trois types de notation :

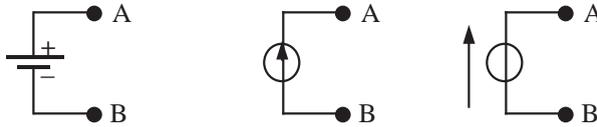


Figure G.10 Différents symboles pour une source de tension

Souvent, pour l'étude des circuits électriques, nous sommes amenés à déterminer la tension entre deux points A et B. Autrement dit, aux bornes d'un dipôle AB. Dans ce cas, nous pouvons choisir la convention récepteur pour laquelle la flèche du courant et la flèche de la tension sont en sens inverse. Nous pouvons aussi choisir la convention d'un générateur (émetteur) pour laquelle la flèche du courant et la flèche de la tension sont dans le même sens.

Avec le schéma de la figure G.11 qui correspond à la convention récepteur, si le produit UI est positif, le générateur reçoit de l'énergie ; si, au contraire, UI est négatif, il en fournit.

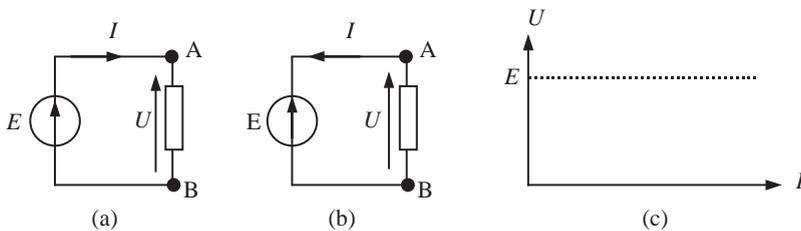


Figure G.11 Source de tension avec la convention récepteur (a), la convention générateur (b) et la caractéristique $U = f(I)$

Supposons maintenant un générateur idéal de tension qui fournit à une charge quelconque un courant I . Nous pouvons tracer la caractéristique tension en fonction du courant : $U = f(I)$ aux bornes de la charge. Cette caractéristique se réduit à une droite parallèle à l'axe des courants et d'abscisse à l'origine égale à E , ce qui représente la valeur de la tension fournie par la source.

La puissance P_f fournie par le générateur est égale à la puissance dissipée par la charge. Cette puissance varie proportionnellement avec l'intensité du courant qui circule dans le circuit.

$$U = U_A - U_B = \text{constante et } P_f = P_{\text{dissipée}} = U \times I = E \times I$$

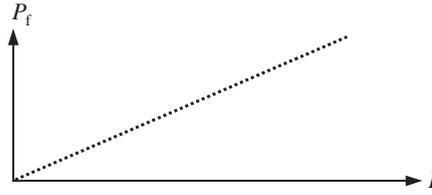


Figure G.12 Variation de la puissance fournie en fonction du courant débité

Générateur réel de courant

Un générateur de courant réel présente toujours une résistance interne de fuite de courant. Cette résistance R_g est présentée en parallèle avec le générateur idéal. Le courant total I qui traverse le dipôle est égal à la somme du courant dans la résistance interne R_g et du courant I_g fourni par le générateur.

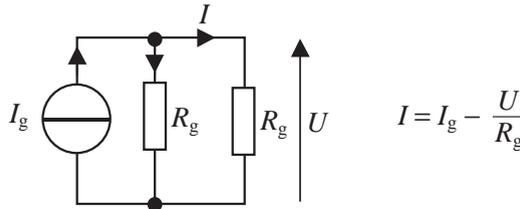


Figure G.13 Générateur réel de courant débitant dans une résistance R

La caractéristique courant-tension s'établit (comme pour le générateur de tension réel) en ajoutant l'intensité I_g à celle traversant la résistance R pour une différence de potentiel fixée. Nous prenons la convention générateur pour la source de courant et la convention récepteur pour la résistance R, lorsque la source est utilisée pour alimenter une résistance R. Le point M représentatif de l'état du circuit, de coordonnées (U, I) se trouve à l'intersection de la caractéristique de la source :

$$I = I_g - \frac{U}{R_g} \quad \text{et de la droite d'équation : } I = \frac{U}{R}$$

Le point d'intersection de la caractéristique avec l'axe des abscisses donne une tension notée $U_V = R_g I_g$ qui représente la tension à vide de la source de courant.

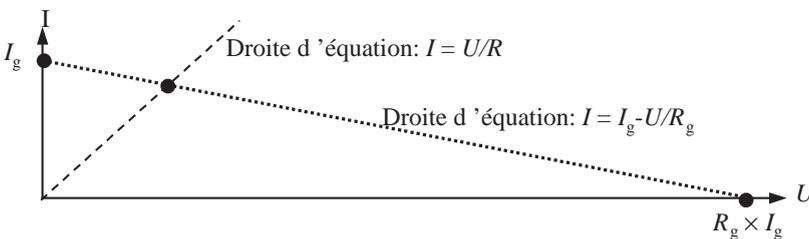


Figure G.14 Caractéristiques courant-tension d'un générateur réel de courant

Remarque : il faut voir que souvent, la notion de résistances internes n'a aucune réalité physique, pas plus que les sources idéales auxquelles elles sont associées pour représenter les sources réelles. Ces représentations permettent de modéliser le comportement des sources vis-à-vis de l'extérieur. La résistance interne traduit un phénomène physique qui limite l'énergie tirée d'une source.

Générateur réel de tension

Un générateur réel de tension possède souvent une résistance interne R_g placée en série avec le générateur idéal de tension E_g . La tension qui apparaît entre les deux bornes du dipôle est égale à la somme algébrique de la tension fournie par le générateur E_g et de la chute de tension produite par le passage du courant I circulant dans la résistance interne.

Selon le choix arbitraire du sens du courant, le dipôle ainsi constitué a pour équation l'une des deux relations suivantes :

$$U = E_g + R_g I, \quad \text{c'est le cas de la figure (a)}$$

$$U = E_g - R_g I, \quad \text{c'est le cas de la figure (b)}$$

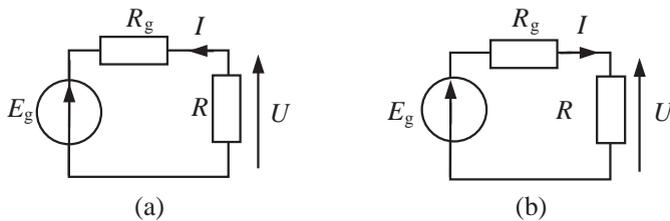


Figure G.15 Générateur réel de tension chargé par une résistance R

La caractéristique courant-tension du générateur réel s'obtient facilement en ajoutant algébriquement la caractéristique courant-tension du générateur idéal ($U = E_g$) et celle de la résistance interne ($R_g I$) à intensité I fixée. Si nous choisissons la convention générateur, la caractéristique est représentée par la droite d'équation :

$$U = E_g - R_g I \text{ qui passe par les deux points : } \left(U = 0, I = I_{CC} = \frac{E_g}{R_g} \right) \text{ et } (U = E_g, I = 0)$$

I_{CC} est appelé le courant de court-circuit de la source.

Si nous utilisons la convention générateur pour la source et la convention récepteur pour la résistance, lorsqu'une source réelle de tension débite dans une résistance R , La tension U et le courant I doivent vérifier :

$$U = E_g - R_g I \quad \text{et} \quad U = RI$$

Le point M de coordonnées (U, I) est représentatif de l'état du circuit. Il se trouve à l'intersection de la caractéristique : $U = E_g - R_g I$ et de la droite d'équation : $U = RI$.

Ce point est appelé *point de repos* ou *point de fonctionnement* du circuit. Parfois, pour des circuits complexes, si nous superposons une tension continue et une tension alternative, pour éviter des confusions, nous pouvons mettre *des indices zéro* (U_0, I_0) à la place de (U, I) .

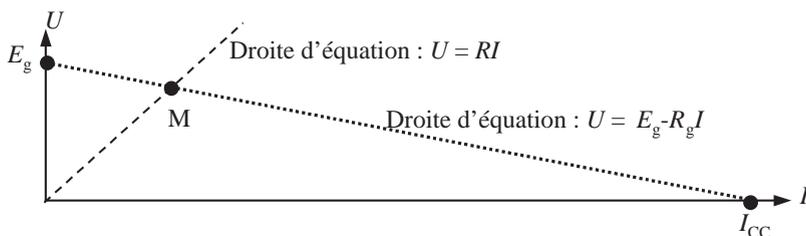


Figure G.16 Caractéristiques tension-courant d'un générateur réel de tension

GRAF CET

Le GRAFCET est une méthode graphique qui permet de décrire le fonctionnement d'un séquenceur. Cette méthode permet souvent de résoudre sans ambiguïté de nombreux problèmes d'automatisme. Il est composé :

- d'étapes auxquelles sont associées des actions,
- de transitions définissant les conditions d'évolution du système,
- d'arcs orientés symbolisant les chemins possibles entre étapes.

Si l'on prend le cas d'un chariot avec un déplacement à gauche, un déplacement à droite, on peut élaborer par exemple le GRAFCET ci-contre.

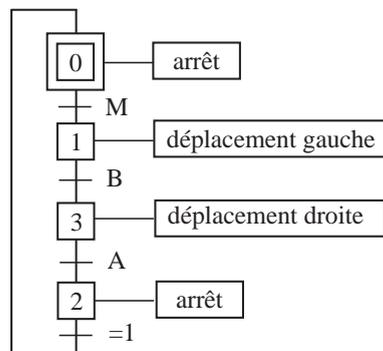


Figure G.17 GRAFCET simple pour un chariot à deux sens de déplacement

Graëtz (pont)

Un pont de Graëtz est un circuit formé de quatre diodes de redressement qui permettent d'obtenir un redressement double alternance à partir d'un transformateur simple (sans point milieu). Seules les diodes pour lesquelles la différence de tension entre l'anode et la cathode dépasse la tension de seuil sont conductrices.

Pour l'alternance négative, D_1 et D_3 conduisent, les deux autres diodes sont bloquées. Pour l'alternance positive, D_2 et D_4 conduisent, les deux autres diodes sont bloquées.

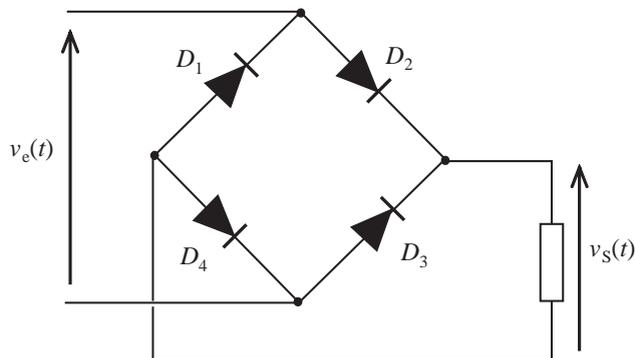


Figure G.18 Pont de Graëtz à diodes

D'autres variantes de ce pont existent. On peut citer le pont de Graëtz « tout thyristors » en monophasé ou en triphasé. On peut aussi utiliser des ponts mixtes qui présentent un meilleur facteur de puissance.

Gray

Le codage en binaire réfléchi, connu souvent sous le nom de code Gray, possède la particularité suivante : le passage au nombre suivant n'engendre le changement que d'un seul *digit*. Ainsi, l'alternance des 0 et des 1 se fait selon un effet miroir par rapport au code binaire naturel.

Code décimal	0	1	2	3	4	5	6	7
Code binaire naturel	000	001	010	011	100	101	110	111
Code Gray	000	001	011	010	110	111	101	100

L'avantage de ce code par rapport au codage binaire naturel est d'éviter les transitoires parasites. Prenons par exemple un codage sur 3 bits, le passage de 3 à 4 peut générer en codage naturel des états transitoires parasites.

Code décimal	3			4			
Code binaire naturel	011	→	111	→	101	→	100
Code Gray	010			→			110

Il existe des décodeurs qui admettent en entrée un nombre binaire naturel et qui donnent en sortie son équivalent en code binaire réfléchi.

Grille (voir FET)

Grille commune (voir aussi FET)

Le montage grille commune, qui est peu utilisé, est le suivant :

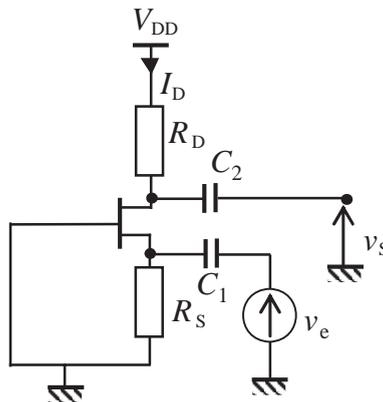


Figure G.19 Montage grille commune

Si l'on suppose que les condensateurs sont des courts-circuits à la fréquence de travail, les principaux résultats de ce montage sont :

$$\text{Impédance d'entrée : } Z_e \cong \frac{R_S}{1 + g_m R_S}$$

$$\text{Impédance de sortie : } Z_S \cong R_D$$

$$\text{Amplification en tension : } A_V = \frac{V_S}{V_e} \cong g_m R_D$$

Guidées (ondes)

Étudions la propagation des ondes électromagnétiques dans une direction privilégiée par un système de guidage constitué par une ou plusieurs surfaces métalliques parallèles à la direction de propagation que nous appelons Oz .

Afin de simplifier l'étude, nous supposons le cas particulier d'un régime sinusoïdal. Commençons par chercher les solutions des équations de Maxwell. Les équations du champ électrique et du champ magnétique s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_0(x, y) e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \\ \vec{H} = \vec{H}_0(x, y) e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \end{cases}$$

où γ est la constante de propagation dans le guide. Cette constante est généralement différente de la constante de propagation de l'onde libre qui se propagerait dans un milieu diélectrique indéfini de mêmes constantes ϵ et μ que celui remplissant le guide.

Nous séparons dans les expressions des champs les composantes longitudinales (parallèles à Oz : indices z) et les composantes transversales (perpendiculaires à Oz : indices T).

$$\begin{cases} \vec{E}_0 = \vec{E}_T + E_Z \vec{k} \\ \vec{H}_0 = \vec{H}_T + H_Z \vec{k} \end{cases} \quad \vec{k} \text{ étant le vecteur unitaire suivant } Oz.$$

Si l'on note : $k = \omega/v$ ou $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$, avec k qui est la constante de phase d'une onde plane se propageant dans un milieu diélectrique parfait de constantes ϵ et μ , et en supposant $k^2 + \gamma^2$ différent de zéro, nous pouvons écrire : E_x, E_y, H_x et H_y en fonction de E_z et H_z :

$$\begin{cases} E_x = -\frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(\gamma \frac{\partial E_Z}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial H_Z}{\partial y} \right) \\ E_y = \frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(-\gamma \frac{\partial E_Z}{\partial x} + j\omega\mu \frac{\partial H_Z}{\partial x} \right) \\ H_x = \frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(j\omega\epsilon \frac{\partial E_Z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_Z}{\partial x} \right) \\ H_y = -\frac{1}{\gamma^2 + k^2} \left(j\omega\epsilon \frac{\partial E_Z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_Z}{\partial y} \right) \end{cases}$$

Cela donne : $\begin{cases} \Delta_T E_Z + (\gamma^2 + k^2) E_Z = 0 \\ \Delta_T H_Z + (\gamma^2 + k^2) H_Z = 0 \end{cases}$: $\Delta_T E_Z$ est le laplacien transversal.

Si $k^2 + \gamma^2$ est différent de zéro, les ondes peuvent être considérées comme la superposition de deux types d'ondes :

- une onde pour laquelle $E_z = 0$, dite transverse électrique,
- une onde pour laquelle $H_z = 0$, dite transverse magnétique.

La constante de propagation $\pm\gamma$ de ces ondes guidées est différente de la constante de propagation $\pm k$ de l'onde plane de même fréquence se propageant dans un milieu de mêmes constantes ε et μ mais indéfini. Cela montre que ces ondes guidées se déplacent à une vitesse différente de celle des ondes planes égale à $v = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ et que la longueur d'onde de l'onde guidée sera également différente de celle de l'onde plane.

Guide d'onde (voir mode TE, TM, TEM, ondes guidées)

Guide d'onde rectangulaire

Étudions le mode de propagation TE_{10} que l'on utilise généralement dans un guide rectangulaire.

Solution de l'équation aux dérivées partielles

Pour étudier la propagation d'un guide rectangulaire on doit résoudre l'équation aux dérivées partielles :

$$\Delta_T U + k_C^2 U = 0$$

$$U = E_z \text{ dans le cas d'un mode TM}$$

$$U = H_z \text{ dans le cas d'un mode TE}$$

$$k_C^2 = k^2 + \gamma^2 \quad \text{avec : } k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$$

On résout cette équation en cherchant généralement des solutions particulières de la forme :

$$U(x, y) = f(x) \cdot g(y)$$

L'équation précédente devient : $\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} g + \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} = -k_C^2 f g$.

Cette équation est valable quels que soient x et y . Or chaque membre de cette égalité ne peut être une constante, l'un n'est fonction que de x et l'autre n'est fonction que de y . On a donc :

$$\begin{cases} \frac{1}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = -k_{Cx}^2 \\ \frac{1}{g} \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} = -k_{Cy}^2 \end{cases} \quad \text{avec : } k_{Cx}^2 + k_{Cy}^2 = k_C^2$$

Ces équations sont parfaitement connues et admettent des solutions de la forme :

$$\begin{cases} f(x) = A \cos(k_{Cx}x) + B \sin(k_{Cx}x) \\ g(y) = C \cos(k_{Cy}y) + D \sin(k_{Cy}y) \end{cases}$$

La solution générale de l'équation différentielle s'écrit :

$$U = [A \cos(k_{Cx}x) + B \sin(k_{Cx}x)] [C \cos(k_{Cy}y) + D \sin(k_{Cy}y)]$$

Mode TE dans les guides rectangulaires

Considérons un guide rectangulaire, l'axe Oz est l'axe de propagation et on suppose que a est supérieur à b : $a > b$.

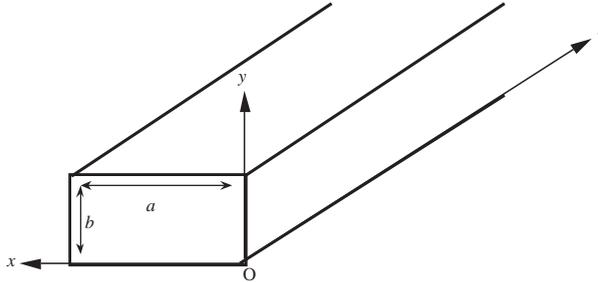


Figure G.20 Guide rectangulaire

Expressions des champs

Dans le cas d'un mode TE, cela revient à prendre $E_z = 0$ et par conséquent U devient égale à H_z . Nous obtenons donc la solution générale suivante :

$$H_z = [A \cos(k_{Cx} \cdot x) + B \sin(k_{Cx} \cdot x)] [C \cos(k_{Cy} \cdot y) + D \sin(k_{Cy} \cdot y)]$$

La condition aux limites nous impose sur les parois :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \text{ pour } x = 0 \text{ et pour } x = a \text{ et ceci } \forall y \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \text{ pour } y = 0 \text{ et pour } y = b \text{ et ceci } \forall x \end{cases}$$

Les deux équations précédentes montrent que $E_x = 0$ pour $x = 0$ et pour $x = a$. De même, $E_y = 0$ pour $y = 0$ et pour $y = b$. Cela se traduit par :

$$\begin{cases} A \sin(k_{Cx}x) + B \cos(k_{Cx}x) = 0 \text{ en } x = 0 \text{ et en } x = a \\ C \sin(k_{Cy}y) + D \cos(k_{Cy}y) = 0 \text{ en } y = 0 \text{ et en } y = b \end{cases}$$

Nous obtenons $B = D = 0$ et $\begin{cases} k_{Cx} = \frac{m\pi}{a} \\ k_{Cy} = \frac{n\pi}{b} \end{cases}$ m et n sont deux entiers

d'où :

$$\begin{cases} H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \\ k_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \end{cases}$$

En supposant les termes $e^{j\omega t}$ et $e^{-\gamma z}$ sous-entendus. Nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_X = j \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{k_{C_y}}{k_C^2} H_0 \cos(k_{C_X} x) \sin(k_{C_y} y) \\ E_Y = -j \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{k_{C_X}}{k_C^2} H_0 \sin(k_{C_X} x) \cos(k_{C_y} y) \\ E_Z = 0 \\ H_X = \frac{\gamma k_{C_X}}{k_C^2} H_0 \sin(k_{C_X} x) \cos(k_{C_y} y) = -\frac{E_Y}{Z_{TE}} \\ H_Y = \frac{\gamma k_{C_y}}{k_C^2} H_0 \cos(k_{C_X} x) \sin(k_{C_y} y) = -\frac{E_X}{Z_{TE}} \\ H_Z = H_0 \cos(k_{C_X} x) \cos(k_{C_y} y) \end{array} \right.$$

À partir de ces équations, nous aurons les configurations des champs de n'importe quel mode TE_{MN} dont il existe une double infinité de solutions. Chaque solution dépend du couple (m, n) choisi.

Ces expressions montrent qu'une onde TE ne peut avoir à la fois m et n nuls, car alors toutes les composantes seraient nulles. Mais les modes TE_{10} et TE_{01} existent.

Conditions de propagation

Des configurations des champs telles que celles que nous venons de décrire ne peuvent exister que si la fréquence de l'onde se propageant dans le guide est supérieure à la fréquence de coupure qui est, rappelons-le :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{C_{mn}} = \frac{v}{2\pi} k_{C_{mn}} = \frac{v}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \\ \lambda_{C_{mn}} = \frac{2\pi}{k_{C_{mn}}} = \frac{2ab}{\sqrt{(mb)^2 + (na)^2}} \end{array} \right.$$

Chaque mode TE est caractérisé par un couple (m, n) et possède une fréquence de coupure qui lui est propre. En particulier, le mode TE_{10} est le mode qui a la petite fréquence de coupure. C'est pour cette raison qu'il est appelé le mode dominant.



H (Henry)

C'est l'unité de l'inductance d'une bobine en système international. C'est aussi l'unité de la mutuelle inductance qui existe entre deux bobines.

$$1 \text{ H} = \frac{1 \text{ V} \cdot \text{S}}{1 \text{ A}} \quad \text{ou} \quad 1 \text{ H} = \frac{1 \text{ Wb}}{1 \text{ A}}$$

Hacheur

Un hacheur est un convertisseur statique qui permet de régler la tension ou le courant dans la charge (récepteur) à partir d'une source de tension continue fixe. Il s'agit donc d'un convertisseur continu-continu qui sert dans les *alimentations à découpage* et pour alimenter des moteurs à courant continu dont on veut faire varier la vitesse. Il existe deux familles de hacheurs :

- les hacheurs directs comportant des interrupteurs sans avoir besoin d'un élément de stockage d'énergie. C'est le cas des hacheurs séries, des hacheurs parallèles, des hacheurs en ponts, des hacheurs multiniveaux ou des hacheurs réversibles en courant.
- les hacheurs indirects contenant des interrupteurs et un élément de stockage d'énergie. C'est le cas des hacheurs à stockage inductif ou des hacheurs à stockage capacitif.

Hall (capteurs)

On trouve essentiellement deux types de capteurs :

- capteur à effet Hall qui donne un signal lorsqu'il détecte un champ magnétique : c'est un teslamètre,
- capteur à effet Hall qui donne un signal lorsqu'il détecte un courant électrique : c'est un capteur de courant et non un *ampèremètre*.

Hall (effet)

L'effet Hall, découvert en 1879 par Edwin Herbert Hall, désigne l'apparition d'un champ électrique transversal et, par suite, d'une différence de potentiel V_H dans un matériau baignant dans un champ magnétique et parcouru par un courant électrique.

Soit un matériau parallélépipédique (métal ou semi-conducteur) parcouru par un courant électrique I ; si l'on applique une induction magnétique B perpendiculaire au sens du passage du courant, les charges qui se déplacent à une vitesse v sont soumises à la *force de Lorentz* :

$$\vec{F} = q \vec{v} \wedge \vec{B}.$$

Il en découle qu'une face de ce matériau se charge négativement (excès d'électrons) tandis que la face opposée se charge positivement (déficit d'électrons), créant ainsi un champ électrique \vec{E} perpendiculaire au courant et au champ magnétique : $\vec{E} = -\vec{v} \wedge \vec{B}$.

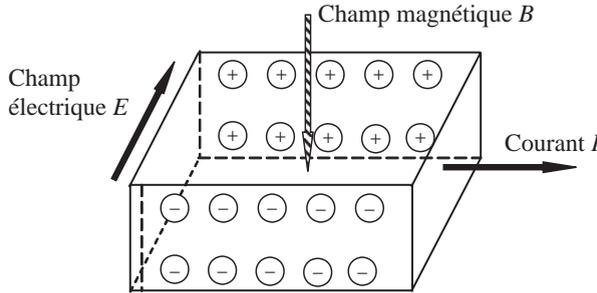


Figure H.1 Principe de l'effet Hall

Hamming (codage)

Le code de Hamming est un code correcteur d'erreurs qui sert à la détection et à la correction des erreurs simples lors de transmission numérique.

En effet, les données peuvent subir l'influence des perturbations électromagnétiques, du bruit de quantification, etc. Pour corriger ces erreurs, on peut rajouter un nombre r de bits de parité au k bits de données :

$$\underbrace{d_1 d_2 d_3 \dots d_k}_{k \text{ bits de données}} \quad \underbrace{p_1 p_2 p_3 \dots p_r}_{r \text{ bits de parité}}$$

Pour corriger x erreurs, il faut :

$$2^r \geq C_n^0 + C_n^1 + C_n^2 + \dots + C_n^x \quad \text{avec : } n = k + r$$

Exemple : pour corriger une erreur, si $k = 4$ bits de données, on émet n bits : $d_1 d_2 d_3 d_4 p_1 \dots p_r$, avec : $n = r + 4$ et $r = 3$.

Le mot transmis sera composé de 7 bits : $d_1 d_2 d_3 d_4 p_1 p_2 p_3$

Pour retrouver l'erreur, on choisit par exemple :

$$\begin{cases} p_1 = d_1 \oplus d_2 \oplus d_3 \\ p_2 = d_2 \oplus d_3 \oplus d_4 \\ p_3 = d_1 \oplus d_2 \oplus d_4 \end{cases} \quad \oplus \text{ est le OU exclusif}$$

On peut utiliser une représentation matricielle :

$$\begin{aligned} (d_1, d_2, d_3, d_4, p_1, p_2, p_3) &= (d_1, d_2, d_3, d_4) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \\ &\quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{matrice génératrice G}} \\ &= (d_1, d_2, d_3, d_4) (g_{ij}) \end{aligned}$$

On reçoit n bits composés de : $(d'_1 d'_2 d'_3 d'_4 p'_1 p'_2 p'_3)$, avec : $n = r + 4$. On utilise les « ' » à cause des erreurs possibles. À la réception, on recalcule $(p''_1 p''_2 p''_3)$ à l'aide des bits reçus $(d'_1 d'_2 d'_3 d'_4)$ et on compare les bits recalculés à $(p'_1 p'_2 p'_3)$.

$$(p''_1 p''_2 p''_3) = (d'_1 d'_2 d'_3 d'_4) \times [H]$$

La comparaison $(p''_1 p''_2 p''_3)$ avec $(p'_1 p'_2 p'_3)$ se fait par le calcul du syndrome d'erreur $(s_1 s_2 s_3)$.

$$(s_1, s_2, s_3) = (d'_1, d'_2, d'_3, d'_4, p'_1, p'_2, p'_3) \begin{pmatrix} \left. \begin{matrix} 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{matrix} \right\} \text{matrice H} \\ \left. \begin{matrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{matrix} \right\} \text{matrice identité} \end{pmatrix}$$

S'il n'y a aucune erreur, $(s_1, s_2, s_3) = (0,0,0)$

Si $d'_1 \neq d_1$, $(s_1, s_2, s_3) = (1,0,1)$ car d_1 intervient dans p_1 et p_3

Si $d'_2 \neq d_2$, $(s_1, s_2, s_3) = (1,1,1)$; si $d'_3 \neq d_3$, $(s_1, s_2, s_3) = (1,1,0)$

Si $d'_4 \neq d_4$, $(s_1, s_2, s_3) = (0,1,1)$; si $p'_1 \neq p''_1$, $(s_1, s_2, s_3) = (1,0,0)$

Si $p'_2 \neq p''_2$, $(s_1, s_2, s_3) = (0,1,0)$; si $p'_3 \neq p''_3$, $(s_1, s_2, s_3) = (0,0,1)$

Harmonique (méthode de la première : voir oscillateur)

Dans un système bouclé (oscillateur), le produit $H_{F0} H_R$ doit être supérieur à 1 pour démarquer les oscillations. En l'absence d'action sur le gain, les oscillations iront en croissant. La tension sinusoïdale à la fréquence f_0 va croître jusqu'à être écrêtée à $\pm V_{sat}$, ces valeurs étant généralement imposées par les tensions d'alimentation. La forme d'onde devient non sinusoïdale. La stabilité d'amplitude se fait au détriment de la forme d'onde puisqu'on met à profil la non-linéarité d'un ou de plusieurs éléments du circuit.

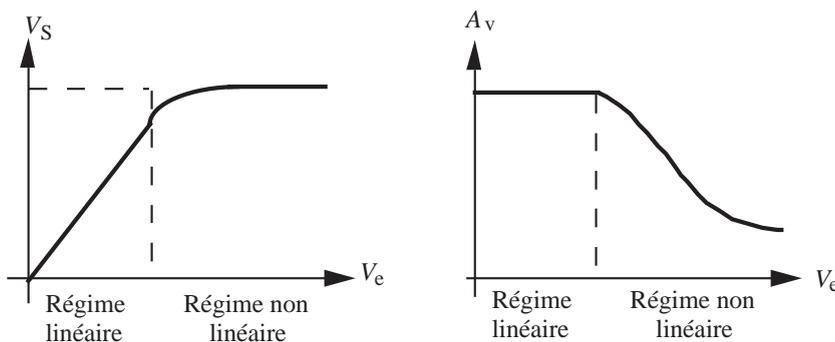


Figure H.2 Allures de la tension de sortie et du gain en fonction de l'amplitude de la tension d'entrée

On ne peut plus utiliser les équations établies en régime linéaire. Par exemple, l'amplification dans le cas de l'oscillateur à pont de Wienn :

$$H_{F0} = A_v = 1 + \frac{R_1}{R_2}$$

La sortie étant périodique mais non sinusoïdale, on la décompose en série de Fourier :

$$v_s(t) = V_{s1} \sin(\omega_0 t) + V_{s2} \sin(2\omega_0 t + \varphi_2) + \dots + V_{sn} \sin(n\omega_0 t + \varphi_n)$$

L'association d'un amplificateur à un circuit sélectif accordé sur le fondamental (premier harmonique) permet de ne considérer, dans la théorie non linéaire, que le signal sinusoïdal de fréquence f_0 . Cette méthode est appelée *méthode du premier harmonique*.

Le schéma synoptique d'un oscillateur peut être représenté en séparant l'élément linéaire H_R de l'élément non linéaire qui est l'amplificateur $H_{F0} = H_{F0}(v)$.

L'amplificateur dépend de l'amplitude V du signal de sortie, il définit l'amplification équivalente c'est-à-dire :

$$H_{F0}(V) = \frac{\text{amplitude du premier harmonique en sortie}}{\text{amplitude du premier harmonique en entrée}}$$

Prenons l'exemple de l'*oscillateur de Wienn* et supposons que la tension de sortie crête à $\pm V_{\text{sat}}$ soit une tension rectangulaire. Le développement en série de Fourier montre que l'amplitude du fondamental est égale à $\frac{4V_{\text{sat}}}{\pi E}$. La condition d'oscillation devient :

$$H_{F0}(v) H_R(\omega) = \frac{4V_{\text{sat}}}{\pi E} \times \frac{1}{3 + j \left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega} \right)} = 1$$

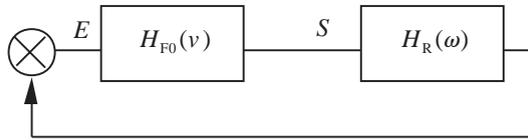


Figure H.3 Schéma de principe d'un oscillateur non linéaire

La partie imaginaire nulle donne $(RC\omega_0)^2 = 1$. On retrouve la même fréquence que précédemment. Pour $\omega = \omega_0$, la tension à l'entrée de l'amplificateur est donnée par :

$$E = \frac{4V_{\text{sat}}}{3\pi}$$

Harmonique (régime)

Le régime harmonique désigne le régime sinusoïdal. Prenons le cas d'un condensateur, par exemple, en régime quelconque le courant et la tension sont liés par : $i = C \frac{du}{dt}$.

En prenant la transformée de Laplace de cette dernière équation, il résulte : $I(p) = CpU(p)$. Si nous introduisons la notion de transformée de Laplace d'une impédance $Z(p)$, il advient :

$$Z(p) = \frac{U(p)}{I(p)} = \frac{1}{Cp}, \quad \text{où } p \text{ représente la variable de Laplace.}$$

Lorsque : $p = j\omega$, nous obtenons : $Z(j\omega) = \frac{1}{jC\omega}$.

Nous remarquons alors facilement que le remplacement de $j\omega$ par p permet le passage du régime harmonique en régime quelconque et inversement.

La fonction de transfert d'un quadripôle est : $H(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \frac{b_0 + b_1 p + \dots + b_m p^m}{a_0 + a_1 p + \dots + a_n p^n}$

En régime sinusoïdal permanent, la variable de Laplace p devient : $p = j\omega$ et la fonction de transfert devient une grandeur complexe qui permet de déterminer le gain et le déphasage pour toutes les fréquences f .

$$\text{si : } e(t) = E_m \sin(\omega t), \quad \text{alors : } s(t) = S_m \sin\{\omega t + \phi(\omega)\}$$

Le gain en amplitude est donné par : $G(\omega) = \frac{S_m}{E_m} = |H(j\omega)|$

Le déphasage entre $s(t)$ et $e(t)$ est donné par : $\phi(\omega) = \text{phase de } s(t) - \text{phase de } e(t)$

Harmoniques (voir spectre)

Hartley (voir oscillateur)

Un exemple d'oscillateur Hartley à transistor à effet de champ est donné à la figure H.4 :

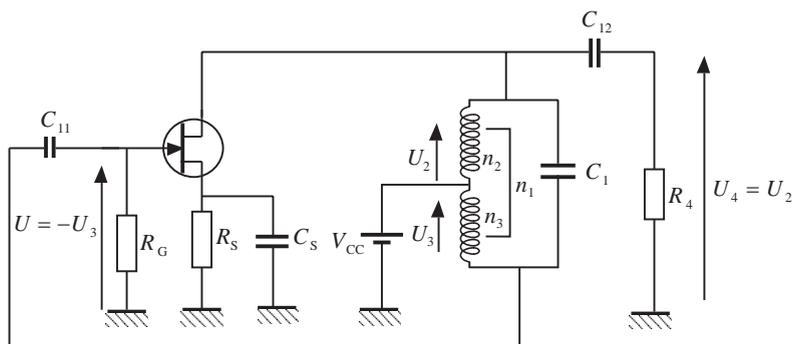


Figure H.4 Oscillateur Hartley à transistor à effet de champ

La bobine d'inductance L_1 (n_1 spires) comporte une prise intermédiaire. Le montage du transistor est un montage source commune. Les condensateurs de liaison C_{11} et C_{12} devront être assimilables à des courts-circuits pour la fréquence d'oscillation.

L'enroulement (1) est formé par la mise en série des deux enroulements (2) et (3) : $n_1 = n_2 + n_3$.

La fréquence des oscillations est donnée par :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C}} \quad \text{avec : } C = C_1 + C_2' + C_3' + C_4' \quad \text{et} \quad C_j' = C_j \left(\frac{n_j}{n_1}\right)^2$$

Les capacités C_2 , C_3 et C_4 représentent les capacités parasites et les capacités des jonctions du transistor (grille-source par exemple) qui se trouvent aux bornes des enroulements (2), (3) et (1). Au démarrage, la condition d'oscillation est :

$$g_m \left\{ \frac{n_1^2}{n_2 n_3} \left(G_1 + \left[\frac{n_2}{n_1} \right]^2 G_2 + \left[\frac{n_3}{n_1} \right]^2 G_3 + \left[\frac{n_4}{n_1} \right]^2 G_4 \right) \right\}$$

Hautes fréquences

La définition des hautes fréquences dépend des composants utilisés. Prenons le cas d'un amplificateur opérationnel classique de fréquence de transition 1 MHz, si l'on réalise un

amplificateur de type inverseur ou non inverseur dont l'amplification A_v vaut 100, d'après la définition de la fréquence de transition, l'amplificateur réalisé ne peut pas fonctionner à des fréquences supérieures à 10 kHz.

$$f_T = A_v \times f_c \quad \text{soit :} \quad f_c = \frac{A_v}{f_T} = \frac{10^6}{100} = 10^4 \text{ Hz}$$

Par contre, un amplificateur à transistor bipolaire d'amplification 100 peut fonctionner à quelques centaines de kilohertz. On peut donc déduire : celles qui sont considérées comme fréquences hautes pour un composant peuvent ne pas l'être pour un autre composant.

Hertz (Hz)

Le hertz (Hz) représente l'unité de la fréquence. Il mesure la fréquence d'un signal périodique dont la période est de une seconde.

On utilise souvent les multiples de cette unité : kilohertz (kHz), mégahertz (MHz) et gigahertz (GHz).

Hétérodyne (voir récepteur)

Hexadécimal (système)

Le système hexadécimal est un système de numération qui utilise la base 16 en exploitant les 10 premiers chiffres arabes puis les 6 premières lettres de l'alphabet : 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 A B C D E F.

Ce format est largement utilisé en informatique car il se convertit facilement avec le binaire, qui est utilisé par les ordinateurs. Le système hexadécimal utilise jusqu'à quatre fois moins de chiffres que le système binaire pour représenter le même nombre.

La conversion de binaire en hexadécimal se fait en regroupant les chiffres (les *bits* ou *digits*) quatre par quatre, ou inversement en remplaçant chaque chiffre hexadécimal par 4 *digits*.

décimal	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
hexadécimal	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	A	B	C	D	E	F
binaire	0000	0001	0010	0011	0100	0101	0110	0111	1000	1001	1010	1011	1100	1101	1110	1111

Prenons l'exemple $(15AACF7)_{\text{hexa}}$, la conversion en décimal s'effectue en calculant :

$$1 \times 16^6 + 5 \times 16^5 + 10 \times 16^4 + 10 \times 16^3 + 12 \times 16^2 + 15 \times 16^1 + 7 \times 16^0 = 22\,719\,735.$$

Un groupe de 4 bits correspond à un chiffre hexadécimal. Ainsi, l'exemple précédent donne :

$$(15AACF7)_{\text{hexa}} = 0001010110101010110011110111$$

Hilbert (transformée)

Si, pour un signal réel $x(t)$, on fait correspondre un signal analytique $\underline{x}(t)$: $\underline{x}(t) = x(t) + j\bar{x}(t)$, la partie imaginaire est obtenue par transformation de Fourier inverse. Si $X(f) = TF[x(t)]$, on a :

$$X(f) = TF[x(t)]$$

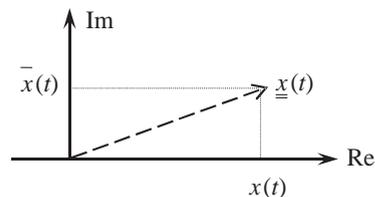


Figure H.5 Principe de la transformée de Hilbert

La transformée de Hilbert du signal $x(t)$ établit un lien entre la partie réelle et la partie imaginaire de la fonction de transfert d'un système causal. Son expression est :

$$\bar{x}(t) = H \{x(t)\} = \frac{1}{\pi t} * x(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau$$

Horloge (clock)

Les circuits numériques ont souvent besoin d'un signal d'horloge. Il s'agit d'un signal carré ou *impulsionnel* à fréquence fixe dont l'amplitude peut prendre deux niveaux logiques, zéro et un. Ce dernier correspond souvent à la tension d'alimentation (+5 V, +12V, +15V...).

L'oscillateur fournissant le signal d'horloge peut être une simple bascule ou plus sophistiqué, en utilisant par exemple un oscillateur à quartz, ce qui assure une bonne stabilité.

Dans les systèmes complexes, on préfère parfois utiliser un oscillateur interne synchronisé sur un signal d'horloge externe, souvent fourni par un oscillateur à quartz.

Noter que les circuits logiques réagissent soit sur le front montant du signal d'horloge, soit sur le front descendant de l'horloge, soit sur le niveau logique.

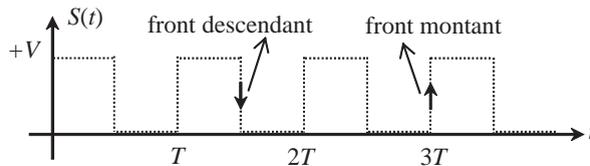


Figure H.6 Représentation d'un signal d'horloge

Hybrides (paramètres : voir quadripôle)

En électronique, les tripôles actifs, comme par exemple le transistor, sont fréquemment transformés en *quadripôle* en choisissant l'une des bornes comme une référence de potentiel. Ils sont mieux caractérisés si nous utilisons les paramètres hybrides h ou paramètres « h ». Dans ce cas, nous exprimons V_1 et I_2 en fonction de I_1 et V_2 , ce qui donne :

$$V_1 = h_{11} I_1 + h_{12} V_2$$

$$I_2 = h_{21} I_1 + h_{22} V_2$$

soit, en utilisant la notation matricielle : $\begin{pmatrix} V_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I_1 \\ V_2 \end{pmatrix}$

$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = [H] \times \begin{pmatrix} I_1 \\ V_2 \end{pmatrix}$, où $[H]$ est la *matrice hybride* h du quadripôle.

h_{11} est l'impédance d'entrée en court-circuit

h_{12} représente le rapport de transfert inverse en tension en circuit ouvert

h_{21} est l'amplification en courant en court-circuit

h_{22} est l'admittance de sortie en circuit ouvert.

Hyperfréquences (voir micro-ondes)

Hystérésis (hystérèse)

La courbe d'aimantation des matériaux ferromagnétiques présente un « cycle d'hystérésis ». Prenons une bobine avec un noyau ferromagnétique initialement non magnétisé ($B = 0$).

- On commence par augmenter l'intensité du courant I qui circule dans la bobine. On constate que l'induction magnétique augmente pour finir par une saturation. Cela se traduit par « aucune augmentation de l'induction magnétique malgré l'augmentation de H ».
- Lorsque l'intensité du courant diminue, la valeur de B diminue, mais ne passe plus par zéro, lorsque I repasse par 0, c'est l'induction rémanente.
- Il faut une certaine intensité en sens inverse pour annuler le champ rémanent. Cette valeur s'appelle champ coercitif.
- Si l'on continue à augmenter I dans le sens inverse, des phénomènes similaires apparaissent. Le cycle complet est appelé cycle d'hystérésis.

Par analogie, en électronique si une entrée notée E produit une sortie notée S , on dira qu'il y a hystérésis lorsque la courbe $S = f(E)$ obtenue à la croissance de E est différente de la courbe obtenue à la décroissance de E . La superposition de ces deux courbes donne une courbe générale appelée cycle d'hystérésis.

C'est le cas par exemple du *comparateur à hystérésis*, utile pour réaliser des oscillateurs à signaux rectangulaires et triangulaires ou pour commander la marche arrêt d'un système régulé.

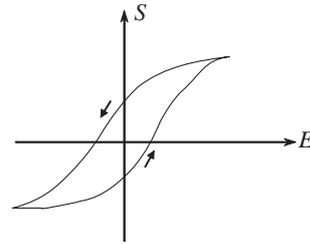


Figure H.7 Courbe d'hystérésis dans le cas général : aller et retour non identiques



I

En minuscule, la lettre i désigne un courant variable en fonction du temps $i(t)$. En majuscule, I désigne soit un courant continu, soit la valeur maximale (crête) d'un courant sinusoïdal. Certains auteurs utilisent I pour les valeurs efficaces. L'unité de courant est l'ampère.

Identification

L'identification consiste à utiliser les connaissances connues et les expériences pratiques (recherche expérimentale) en mesurant l'entrée et la sortie d'un système électronique, pour constituer un modèle mathématique utilisable avec une certaine précision jugée suffisante.

Le modèle, soumis aux mêmes entrées que le système électrique, doit avoir des réponses aussi voisines que possible de celles du système étudié. La connaissance de plusieurs couples entrées-sorties $e(t_0, T)$ et $s(t_0, T)$ permet de trouver un modèle mathématique approprié.

On trouve essentiellement différentes méthodes telles que :

- identification par la méthode des *moindres carrés*,
- identification par filtrage de *Kalman* étendu,
- identification par *corrélation*,
- identification par réponse impulsionnelle,
- identification par réponse harmonique,
- identification par bruit blanc ou pseudo-blanc.

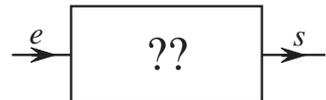


Figure I.1 Système à identifier

IGBT (*Insulated Gate Bipolar Transistor*)

Un IGBT est un transistor bipolaire à grille isolée ou à commande par effet de champ. Il s'agit d'un transistor hybride : transistor MOSFET côté commande et transistor bipolaire côté sortie. L'IGBT est donc commandé par la différence de potentiel entre la grille et l'émetteur qui lui est appliquée. Ce type de transistor allie les avantages des transistors bipolaires (chute de tension relativement faible lorsqu'il est passant et tension de blocage élevée) et les avantages des transistors MOS (commande en tension et faibles temps de commutation) :

- tension élevée de collecteur (tension de l'ordre de 1 000 V),
- courant élevé (centaines d'ampères),
- commutations rapides (dizaines de ns),
- commande en tension et non en courant,
- dissipation à performances égales moins que les autres semi-conducteurs.

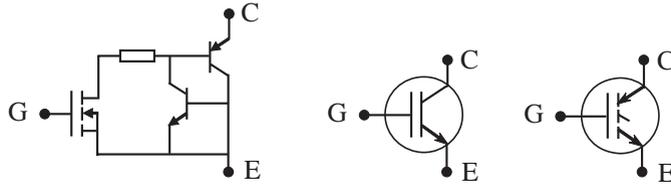


Figure 1.2 Schéma détaillé et symboles d'un IGBT. Le sens de la flèche de l'émetteur indique qu'il s'agit d'un canal N ou d'un canal P

On utilise ces transistors surtout pour la commutation de moyennes et grandes puissances : hacheurs, onduleurs, redresseurs, alimentations à découpages, variateurs de vitesses.

Il existe plusieurs géométries :

- l'IGBT à grille plane (*planar*),
- l'IGBT à grille en tranchée (*trench*), plus compact et généralement plus performant.

Image (fréquence)

Supposons que l'on travaille avec des signaux sinusoïdaux. Lorsque l'on cherche à réaliser un changement de fréquence qui est une opération de translation spectrale analogue à la modulation, on utilise une multiplication du signal utile $e(t) = E \cos(\omega t)$ avec un signal fourni par un oscillateur noté $v(t) = V_0 \cos(\omega_0 t)$.

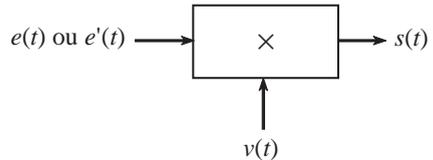


Figure 1.3 Principe du changement de fréquence

La sortie devient :

$$s(t) = e(t) \times v(t) = E \cos(\omega t) \times V_0 \cos(\omega_0 t)$$

$$s(t) = \frac{E V_0}{2} \cos((\omega_0 + \omega) t) + \frac{E V_0}{2} \cos((\omega_0 - \omega) t)$$

Supposons que l'on cherche à obtenir la fréquence intermédiaire FI (voir modulation et récepteur), on doit avoir : $2\pi(f_0 - f) = FI$.

Supposons maintenant que l'on ait un signal parasite qui s'ajoute à $e(t)$, le résultat devient :

$$s'(t) = (e(t) + e'(t)) \times v(t) = E \cos(\omega t) \times V_0 \cos(\omega_0 t) + E' \cos(\omega' t) \times V_0 \cos(\omega_0 t)$$

$$s'(t) = s(t) + \frac{E' V_0}{2} \cos((\omega_0 + \omega') t) + \frac{E' V_0}{2} \cos((\omega' - \omega_0) t)$$

Si la fréquence $f' = 2f_0 + f$, on obtient :

$$s'(t) = s(t) + \frac{E' V_0}{2} \cos((2\omega_0 + \omega) t) + \frac{E' V_0}{2} \cos((\omega_0 - \omega) t)$$

On voit bien que l'on obtient la même fréquence FI produite non par le signal utile seul, mais en plus par le signal parasite, ce qui pose des problèmes au niveau de la démodulation. On parle dans ce cas de fréquence *image*.

Immittance

La fonction de réponse d'un système ou fonction de transfert est une fraction rationnelle de la variable complexe p à coefficients réels. En effet, le système est décrit par une équation intégral-différentielle linéaire à coefficients réels qui devient un système d'équations algébriques par transformation de Laplace.

Lorsque les deux grandeurs constituant les signaux d'entrée et la réponse sont relatives à la même *branche*, l'une étant la tension et l'autre le courant, la fonction de réponse est dite immittance (*impédance* ou *admittance*). S'il s'agit de deux branches différentes, on parle de transmittance.

Immunité contre le bruit (voir portes logiques)

Les champs électriques et magnétiques de l'environnement peuvent induire des signaux parasites, l'immunité au bruit reflète la capacité d'un circuit, d'un dispositif, d'un récepteur... à être insensible à une perturbation indésirable. L'immunité au bruit peut résulter d'un blindage électromagnétique ou de la conception même du circuit. C'est le cas des portes logiques pour lesquels on distingue :

- l'immunité au bruit statique : une tension de bruit que l'on peut superposer au signal d'entrée sans modification du niveau logique de sortie,
- l'immunité au bruit dynamique : un signal perturbateur devra avoir une certaine amplitude et durée pour être pris en compte.

Cela traduit la marge de sécurité que l'on peut observer sans provoquer un changement d'état logique non désiré (marge de sensibilité aux bruits).

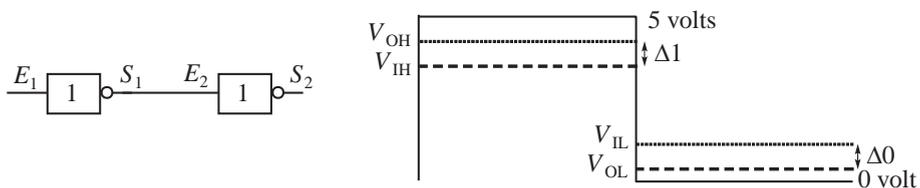


Figure 1.4 Marge de sensibilité aux bruits appliquée aux circuits logiques

Prenons le cas de deux inverseurs de technologie TTL (0 - 5 volts), le constructeur garantit en sortie S_1 la tension V_{OH} pour un niveau logique 1 et V_{OL} pour un niveau logique 0. Mais on a besoin pour l'entrée E_2 de V_{IH} un niveau logique 1 et de V_{IL} pour un niveau logique 0. Cela nous permet d'avoir une immunité contre les perturbations parasites :

$$\Delta 0 = V_{IL} - V_{OL} \quad \text{et} \quad \Delta 1 = V_{OH} - V_{IH}$$

V_{IL} est la tension maximale d'entrée reconnue comme un niveau logique 0.

V_{IH} est la tension minimale d'entrée reconnue comme un niveau logique 1.

V_{OH} est la tension minimale de sortie reconnue comme un niveau logique 1.

V_{OL} est la tension maximale de sortie reconnue comme un niveau logique 0.

Cas de la technologie TTL :

$$V_{OH} = 2,43,4V, V_{OL} = 0,20,4V, V_{IH} = 2V, V_{IL} = 0,8V.$$

Impédance caractéristique (voir quadripôle, ligne de transmission, ondes guidées)

Nous définissons une impédance de charge particulière qui soit égale à l'impédance d'entrée du quadripôle. Il s'agit de l'impédance caractéristique ou impédance itérative notée :

$$Z_U = Z_0.$$

Une définition semblable peut être donnée pour l'impédance de sortie. Nous avons alors :

$$Z_0 = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_0 + Z_{22}} = Z_{22} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_0 + Z_{11}}$$

Cela donne : $Z_0^2 = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}$

La condition de transfert maximal d'énergie devient alors : $R_g = Z_0$.

Remarque : lorsque plusieurs quadripôles sont montés en cascade, le dernier étant chargé par Z_0 , son impédance d'entrée qui est l'impédance de charge de l'avant-dernier quadripôle est égale à Z_0 et ainsi de suite jusqu'au premier. La condition de transfert maximal d'énergie reste toujours : $R_g = Z_0$.

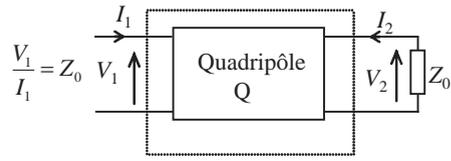


Figure I.5 Modèle avec les impédances caractéristiques Z_0

Impédance complexe (voir aussi admittance)

Soit un réseau électrique en régime sinusoïdal permanent. Considérons un dipôle de ce réseau. En régime sinusoïdal ou harmonique, la tension et le courant sont notés :

$$u(t) = U_{Max} \cos(\omega t + \phi) \quad \text{et} \quad i(t) = I_{Max} \cos(\omega t + \psi).$$

Le rapport de $u(t)$ sur $i(t)$ n'est pas significatif du comportement du dipôle. Ce rapport dépend de l'instant considéré t et peut varier entre 0 et ∞ . En revanche, on sait que la tension et le courant sont représentés par des grandeurs complexes :

$$u(t) = \Re (U_{Max} e^{j\phi} e^{j\omega t}) = \Re (\underline{U} e^{j\omega t}) \quad \text{avec : } \underline{U} = U_{Max} e^{j\phi}$$

$$i(t) = \Re (I_{Max} e^{j\psi} e^{j\omega t}) = \Re (\underline{I} e^{j\omega t}) \quad \text{avec : } \underline{I} = I_{Max} e^{j\psi}$$

Nous définissons l'impédance complexe \underline{Z} comme le rapport de l'amplitude complexe de la tension \underline{U} sur l'amplitude complexe du courant \underline{I} :

$$\underline{Z} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}} = \frac{U_{Max} e^{j\phi}}{I_{Max} e^{j\psi}} = \frac{U_{Max}}{I_{Max}} e^{j(\phi-\psi)} = Z e^{j\theta}$$

avec : $Z = \frac{U_{Max}}{I_{Max}}$ et $\theta = \phi - \psi$

Cette quantité ne dépend plus du temps mais seulement de la nature des éléments constituant le dipôle. L'impédance est donc un nombre complexe qui est le quotient de deux amplitudes complexes. Le module de \underline{Z} est le quotient des amplitudes crêtes (ou efficaces) de la tension et du courant, et son argument est égal à la différence des phases à l'origine. L'inverse de l'impédance s'appelle l'admittance \underline{Y} .

L'impédance \underline{Z} (ou de l'admittance \underline{Y}) était notée sous forme polaire avec un module et un argument, mais nous pouvons aussi les noter sous forme cartésienne :

$$\underline{Z} = R + jX \quad \text{et} \quad \underline{Y} = G + jB$$

L'impédance comporte donc deux termes, l'un réel, l'autre imaginaire. La conformité avec le régime statique impose que la partie réelle soit la résistance R . La partie imaginaire X est appelée la *réactance*. Elles s'expriment toutes les deux en ohms (Ω).

De même, l'admittance se décompose en une somme d'un terme réel noté G qui est appelé conductance ainsi que d'une partie imaginaire notée B et appelée *susceptance*. Elles s'expriment toutes les deux en siemens (S) ou en (Ω^{-1}).

À partir de ce moment, nous allons utiliser la notation standard qui consiste à enlever la barre sous la lettre Z ou sous la lettre Y .

$$\underline{Z} = Z = R + jX \text{ et } \underline{Y} = Y = G + jB$$

Si nous devons préciser les modules, nous utiliserons la notation classique qui consiste à mettre Z ou Y entre deux barres horizontales :

$$\underline{Z} = R + jX = |Z| e^{j\theta}$$

où $|Z|$, désigne le module et θ l'argument de l'impédance complexe.

Impédance d'entrée (voir quadripôle)

L'impédance que présente le quadripôle vis-à-vis de la source est appelée impédance d'entrée Z_e .

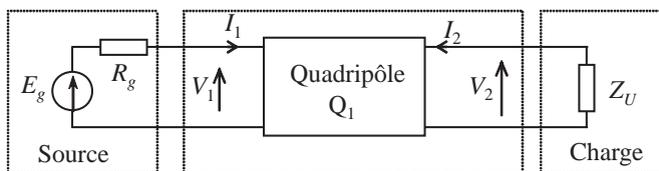


Figure 1.6 Modèle de Thévenin en sortie du quadripôle

Des équations qui régissent le fonctionnement d'un quadripôle, il vient :

$$Z_U I_2 = Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 \text{ ce qui donne : } I_2 = \frac{-Z_{21} I_1}{Z_{22} + Z_U}$$

$$\text{soit : } Z_e = \frac{V_1}{I_1} = Z_{11} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_U}$$

Impédance de sortie (voir quadripôle)

Vis-à-vis de la charge, le quadripôle attaqué par le dipôle source (générateur) se comporte comme un dipôle modélisé par son générateur de Thévenin équivalent.

Le modèle équivalent de Thévenin fait apparaître un générateur E_{TH} en série avec une impédance appelée *impédance de sortie* Z_S . Pour calculer cette impédance il faut passer la source qui attaque le quadripôle en entrée, ce qui revient à court-circuiter la source de tension sans annuler sa propre résistance interne. Nous calculons ensuite l'impédance que voit un générateur placé en sortie lorsque l'impédance de charge Z_U est débranchée :

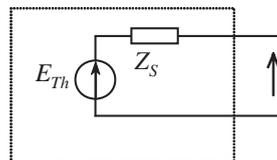


Figure 1.7 Modèle de Thévenin en sortie du quadripôle.

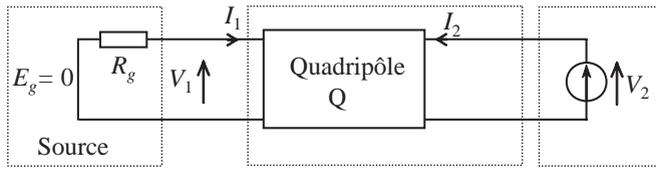


Figure I.8 Méthode de calcul de Z_S

L'impédance de sortie Z_S vaut alors : $Z_S = \frac{V_2}{I_2}$

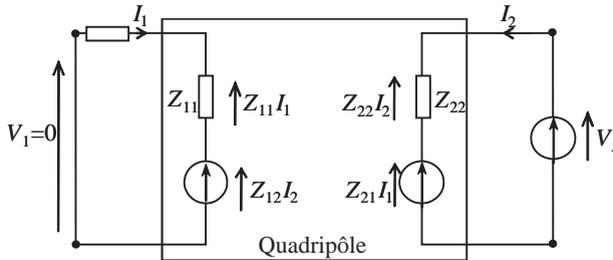


Figure I.9 Méthode de calcul de Z_S d'un quadripôle présenté par sa matrice Z

Si le quadripôle est défini par ses paramètres Z , il résulte : $Z_S = Z_{22} - \frac{Z_{21} Z_{12}}{R_g + Z_{11}}$

Impédance image (voir quadripôle)

Nous savons que l'énergie transmise de la source vers le quadripôle est maximale si $R_g = Z_e$, et que l'énergie transmise du quadripôle vers la charge est maximale en cas d'adaptation d'impédance. $Z_S = Z_U^* \cdot Z_U$ représente le complexe conjugué de Z_U .

Z_U intervient dans l'expression de l'impédance d'entrée Z_e et la valeur de Z_S dépend de R_g . Nous appelons *impédance d'entrée image* Z_{ie} et *impédance de sortie image* Z_{is} les deux impédances telles que Z_{ie} est l'impédance d'entrée du quadripôle lorsque la sortie est chargée par Z_{is} et inversement.

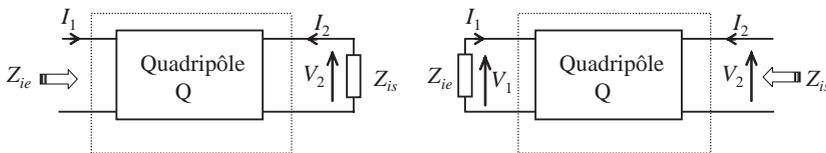


Figure I.10 Modèles avec les impédances images Z_{ie} et Z_{is} .

La condition de transfert d'énergie s'écrit alors : $R_g = Z_{ie}$ et $Z_{is} = Z_U^*$. Les impédances images valent dans ce cas :

$$Z_{ie} = Z_{11} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{is} + Z_{22}} \text{ et } Z_{is} = Z_{22} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{ie} + Z_{11}}$$

Impédance optimale de charge (voir puissance maximale)

Lorsqu'une source de tension d'impédance d'entrée Z_g est chargée par une impédance de charge Z_C , on dit que cette charge est optimale lorsque la puissance fournie par la source à la charge est maximale. Dans ce cas :

$$Z_C = Z_{opt} = Z_g^*, \quad Z_g^* \text{ étant le complexe conjugué de } Z_g$$

Impulsion (voir Dirac)**Impulsionnelle (réponse)**

La réponse impulsionnelle $s(t)$ d'un système linéaire est la réponse à une excitation (tension) d'entrée théorique $e(t) = \delta(t)$ qui représente l'impulsion de Dirac dont la transformée de Laplace est : $E(p) = 1$.

Impulsionnelle (réponse d'un passe-bas de premier ordre)

La fonction de transfert d'un filtre passe-bas de premier ordre simple est :

$$H(p) = H(j\omega) = \frac{K}{1 + \tau p} = \frac{K}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}} \quad \text{avec} \quad \omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

$$|H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

$$\text{et} \quad \varphi = -\text{Arctan}(\omega\tau)$$

La réponse impulsionnelle $s(t)$ pour une tension d'entrée $e(t) = \delta(t)$ est donnée en utilisant la transformée de Laplace :

$$H(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \frac{K}{1 + \tau p}$$

$$\Rightarrow S(p) = H(p)E(p) = \frac{K}{1 + \tau p}$$

En utilisant la table des transformées de Laplace, nous obtenons : $S(p) = \frac{K}{1 + \tau p} = \frac{K}{\tau} \times \frac{1}{\frac{1}{\tau} + p}$

ce qui donne : $s(t) = \frac{K}{\tau} e^{-t/\tau}$

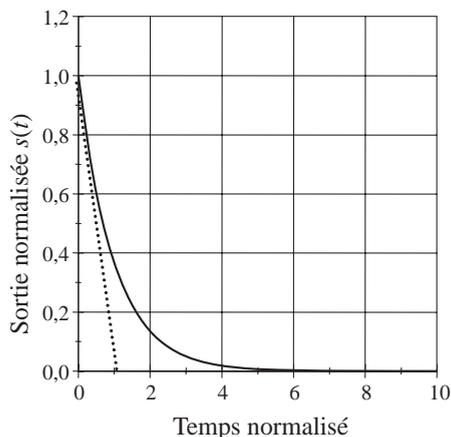


Figure I.11 Réponse impulsionnelle d'un filtre passe-bas de premier ordre

Impulsionnelle (réponse d'un passe-bas de second ordre)

La fonction de transfert d'un filtre passe-bas de second ordre est :

$$H(p) = \frac{K}{1 + 2m \frac{p}{\omega_0} + \frac{p^2}{\omega_0^2}}$$

avec ω_0 qui représente la pulsation propre et m est le coefficient d'amortissement. K est le gain statique obtenu pour des pulsations $\omega \ll \omega_0$. Le coefficient de qualité Q du filtre est donné par : $Q = 1/2m$.

Supposons $E = 1$ et $K = 1$. Le dénominateur est un polynôme de second degré en p . Quatre cas se présentent selon le signe du discriminant.

Régime apériodique ou régime amorti : $m > 1$

Le discriminant est positif, le dénominateur possède deux racines réelles. La fonction de transfert est alors décomposable en deux facteurs de premier ordre.

$$H(p) = \frac{1}{1 + \tau_1 p} \times \frac{1}{1 + \tau_2 p} = \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_1}} \times \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_2}}$$

avec : $\omega_1 = \omega_0(m - \sqrt{m^2 - 1})$ et $\omega_2 = \omega_0(m + \sqrt{m^2 - 1})$.

Le système se ramène à la mise en cascade de deux filtres du premier ordre. La tension d'entrée $e(t) = \delta(t)$ représente l'impulsion de Dirac dont la transformée de Laplace est : $E(p) = 1$. Si l'on note $a^2 = \omega_0^2(m^2 - 1)$, la fonction de transfert devient :

$$H(p) = \frac{\omega_0^2}{(p + m\omega_0)^2 - a^2} = \frac{\omega_0^2}{a} \times \frac{a}{(p + m\omega_0)^2 - a^2}$$

Cette forme d'écriture de la fonction de transfert permet d'utiliser directement la table des transformées de Laplace et de déduire la réponse impulsionnelle :

$$s(t) = \frac{\omega_0^2}{a} e^{-m\omega_0 t} \text{sh}(at)$$

Sachant que :

$$\text{sh}(at) = \frac{e^{at} - e^{-at}}{2}, \quad a^2 = \omega_0^2(m^2 - 1)$$

$$\omega_1 = \omega_0(m - \sqrt{m^2 - 1}), \quad \omega_2 = \omega_0(m + \sqrt{m^2 - 1})$$

Le développement de l'équation précédente de $s(t)$ donne :

$$s(t) = \frac{\omega_0^2}{\omega_1 - \omega_2} (e^{-\omega_2 t} - e^{-\omega_1 t})$$

Régime à faible amortissement : $m < 1$

Pour ce régime à faible amortissement ou oscillatoire amorti (nous disons aussi système pseudo-périodique), le discriminant étant négatif, le polynôme possède donc deux racines

complexes conjuguées, $p = -m\omega_0 \pm j\omega_0\sqrt{1-m^2}$. La fonction de transfert est :

$$H(p) = \frac{\omega_0^2}{(p + m\omega_0)^2 + \omega_0^2(1-m^2)}$$

La réponse impulsionnelle est donnée par : $s(t) = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-m^2}} e^{-m\omega_0 t} \sin(\omega_0 t)$.

Régime critique : $m = 1$

Les deux racines du dénominateur de la fonction de transfert sont réelles et confondues :

$$H(p) = \frac{\omega_0^2}{(p + \omega_0)^2}$$

La réponse impulsionnelle est donnée par : $s(t) = \omega_0^2 t e^{-\omega_0 t}$.

Régime oscillatoire pur : $m = 0$

La réponse impulsionnelle est donnée par : $s(t) = \omega_0 \sin(\omega_0 t)$

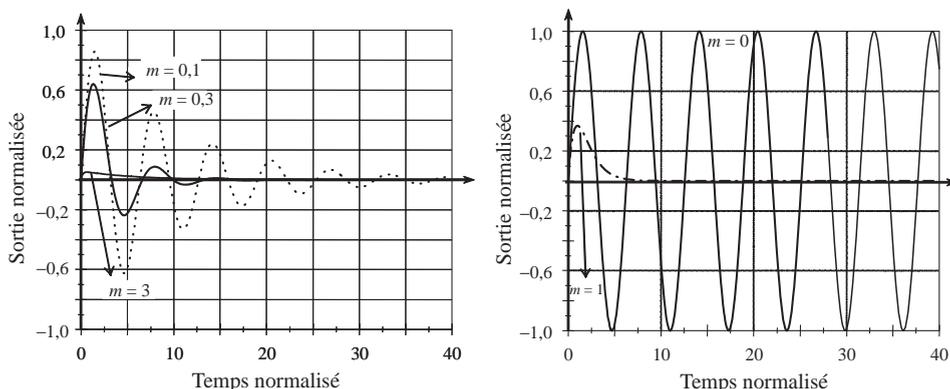


Figure I.12 Réponses impulsionnelles d'un passe-bas d'ordre 2 pour différentes valeurs de m

Impureté (voir dopage, voir aussi semi-conducteur)

Les impuretés sont un ensemble d'atomes étrangers introduits dans un semi-conducteur intrinsèque pour le doper. On trouve des impuretés de type donneur (N) ou accepteur (P).

Indice de modulation (voir modulations AM, FM, ASK, PSK)

Indicielle (réponse)

La réponse indicielle $s(t)$ d'un système linéaire est la réponse à une excitation (tension) d'entrée en forme d'un échelon unité : $e(t) = E$ dont la transformée de Laplace est : E/p .

Indicielle (réponse d'un passe-bas de premier ordre)

La réponse indicielle $s(t)$ d'un filtre passe-bas de premier ordre simple lorsque la tension d'entrée est égale à $e(t) = E$, est donnée en utilisant la transformée de Laplace :

$$S(p) = \frac{K}{1 + \tau p} \times \frac{E}{p}$$

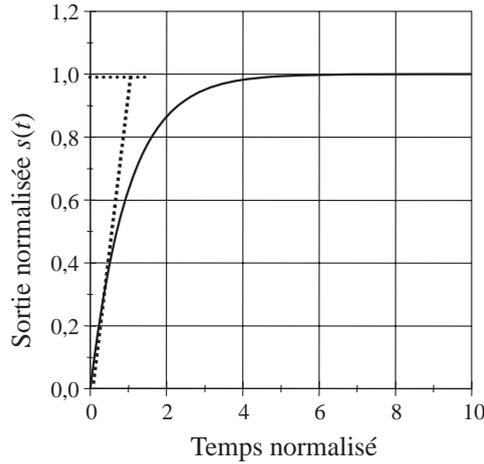


Figure I.13 Réponse indicielle d'un passe-bas d'ordre 1

En décomposant $S(p)$ en fraction rationnelle et en utilisant la table des transformées de Laplace, nous trouvons :

$$\begin{aligned} S(p) &= \frac{K}{1 + \tau p} \frac{E}{p} = KE \left(\frac{A}{1 + \tau p} + \frac{B}{p} \right) \\ &= KE \left(\frac{Ap + B(1 + \tau p)}{p(1 + \tau p)} \right) \\ S(p) &= KE \left(\frac{B + p(A + \tau B)}{p(1 + \tau p)} \right) \end{aligned}$$

qui donne par identification : $B = 1$ et $A = -\tau$

$$\text{soit : } S(p) = KE \left(\frac{-\tau}{(1 + \tau p)} + \frac{1}{p} \right) \Rightarrow s(t) = KE (1 - e^{-t/\tau})$$

Indicielle (réponse d'un passe-bas de second ordre)

Prenons le cas d'un filtre passe-bas de second ordre dont la fonction de transfert est :

$$H(p) = \frac{K}{1 + 2m \frac{p}{\omega_0} + \frac{p^2}{\omega_0^2}}$$

avec ω_0 qui représente la pulsation propre et m le coefficient d'amortissement. K est le gain statique obtenu pour des pulsations : $\omega \ll \omega_0$. Le coefficient de qualité Q du filtre est donné par $Q = \frac{1}{2m}$.

Supposons $E = 1$ et $K = 1$. Le dénominateur est un polynôme de second degré en p . Quatre cas se présentent selon le signe du discriminant (voir impulsionnelle).

Régime apériodique ou régime amorti : $m > 1$

La fonction de transfert est décomposable en deux facteurs de premier ordre.

$$H(p) = \frac{1}{1 + \tau_1 p} \frac{1}{1 + \tau_2 p} = \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_1}} \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_2}}$$

$$\text{avec : } \omega_1 = \omega_0(m - \sqrt{m^2 - 1}) \text{ et } \omega_2 = \omega_0(m + \sqrt{m^2 - 1})$$

L'entrée est un échelon de tension : $e(t) = E$ dont la transformée est : $E(p) = \frac{E}{p} = \frac{1}{p}$.

$$\text{La transformée de la sortie devient : } S(p) = \frac{\omega_0^2}{p((p + m\omega_0)^2 - a^2)}.$$

La réponse indicielle donne :

$$s(t) = 1 - \frac{e^{-m\omega_0 t}}{\text{sh}\varphi} \text{sh}(at + \varphi) \quad \text{ou, en développant :}$$

$$s(t) = 1 - \frac{1}{2} \left[(1 + b) e^{-\omega_0(m - \sqrt{m^2 - 1})t} + (1 - b) e^{-\omega_0(m + \sqrt{m^2 - 1})t} \right]$$

avec $b = \frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}}$. La sortie $s(t)$ s'écrit aussi sous une forme plus simple :

$$s(t) = 1 + \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} [\omega_1 e^{-\omega_2 t} - \omega_2 e^{-\omega_1 t}]$$

$$\text{avec : } \omega_1 = \omega_0(m - \sqrt{m^2 - 1}); \omega_2 = \omega_0(m + \sqrt{m^2 - 1})$$

Si $m \gg 1$, l'une des racines des deux facteurs de premier ordre l'emporte sur l'autre et la réponse indicielle ressemble à celle d'un filtre de premier ordre.

Régime à faible amortissement : $m < 1$

$$\text{Pour ce régime, la fonction de transfert est : } H(p) = \frac{\omega_0^2}{(p + m\omega_0)^2 + \omega_0^2(1 - m^2)}$$

La réponse indicielle est donnée par :

$$s(t) = 1 - \frac{e^{-m\omega_0 t}}{\sqrt{1 - m^2}} \cos \left(\omega_0 t \sqrt{1 - m^2} - \arctan \left(\frac{3}{\sqrt{1 - m^2}} \right) \right)$$

Le système est en régime très peu amorti ou régime oscillatoire amorti. On définit une pseudo-période T_a qui correspond à l'intervalle du temps qui sépare deux maximums ou deux minimums successifs :

$$T_a = \frac{2\pi}{\omega_0 \sqrt{1 - m^2}}$$

La réponse indicielle peut alors s'écrire sous la forme :

$$s(t) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} e^{-m\omega_0 t} \sin(\omega_a t + \varphi)$$

$$\text{avec : } \omega_a = \omega_0 \sqrt{1 - m^2} \text{ et } \varphi = \arctan \left(\frac{\sqrt{1 - m^2}}{m} \right)$$

L'instant de l'apparition du premier maximum est :

$$T_M = \frac{\pi}{\omega_0 \sqrt{1 - m^2}} = \frac{T_a}{2}.$$

Le dépassement transitoire noté D représente l'écart entre l'amplitude du premier maximum et la valeur finale à l'équilibre obtenue après un temps infini. Son expression est :

$$D = \frac{e^{-m\omega_0 T_M}}{\sqrt{1 - m^2}} \times 100 \%$$

Le dépassement est de 100 % pour $m = 0$. Il s'agit du cas particulier d'un système oscillant à la pulsation $\omega_M = \omega_0$.

Régime critique : $m = 1$

Les deux racines du dénominateur sont réelles confondues :

$$H(p) = \frac{\omega_0^2}{(p + \omega_0)^2}$$

La réponse indicielle est donnée par : $s(t) = 1 - (1 + \omega_0 t) e^{-\omega_0 t}$

Régime oscillatoire pur : $m = 0$

La réponse indicielle est donnée par :

$$s(t) = 1 - \sin\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{2}\right) = 1 - \cos(\omega_0 t)$$

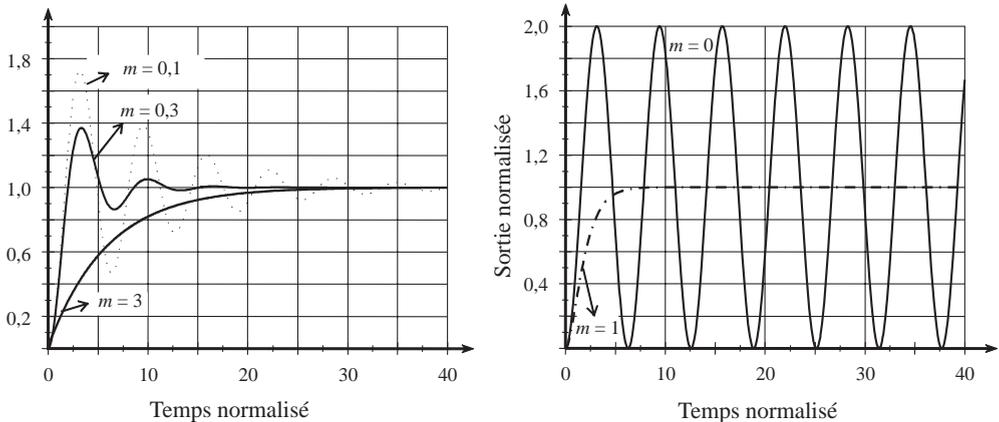


Figure 1.14 Réponse indicielle d'un filtre passe-bas d'ordre 2 pour différentes valeurs de m

Inductance (voir bobine)

Inductance (mutuelle)

Prenons le cas de deux bobines d'inductances L_1 et L_2 couplées par exemple en utilisant le même noyau magnétique. Si l'une est parcourue par un courant $i(t)$ variable, ce courant engendre une force électromotrice dans la deuxième bobine et *vice versa*.

Pour traduire cette interaction d'une bobine sur l'autre, nous introduisons un coefficient d'induction mutuelle « M » ou *mutuelle inductance* tel que :

$$\Phi = M \cdot I \text{ en henry (H), avec : } M = k\sqrt{L_1 L_2}$$

$k < 1$ est le coefficient de couplage.

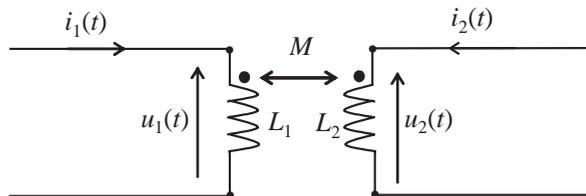


Figure I.15 Représentation de l'effet de la mutuelle inductance

Induction électromagnétique

Les phénomènes de l'induction électromagnétique se manifestent de deux façons. Dans les deux cas, on a une force électromotrice induite sous l'effet de la variation du flux magnétique dans un circuit inductif (voir *fem*).

- Le circuit (une bobine de n spires par exemple) est fixe et le champ magnétique est variable. Soit ϕ le flux instantané traversant la section S de la bobine, la *fem* induite est :

$$e = -\frac{d(n\phi)}{dt} = -nS\frac{dB}{dt}$$

- Le circuit est mobile avec une vitesse v (un fil de longueur l par exemple) dans un champ magnétique permanent, la *fem* induite est :

$$e = -\frac{d(n\phi)}{dt} = -nl\frac{dx}{dt} = -nlv$$

Induit (voir moteur)

Information (quantité d'information : voir entropie)

L'information est une notion fondamentale qui fait partie de notre environnement. Cette notion abstraite veut dire « donner une forme ». Il s'agit d'une grandeur physique qui dépend d'un ou de plusieurs paramètres (souvent le temps).

L'information doit être donc générée, transportée (transmission), transformée (traitement) et stockée (mémorisation). Elle peut être discrète : lettres, chiffres ou symboles, on parle dans ce cas d'information numérique ou digitale. Mais l'information peut varier continuellement en fonction du temps, on parle dans ce cas d'information analogique.

Infrarouge (voir lumière)

L'infrarouge est la lumière invisible dont le spectre électromagnétique est situé entre la lumière visible et les micro-ondes.

Les longueurs d'ondes λ sont donc comprises entre 700 nm et 1 mm. En électronique, seule la partie appelée infrarouge proche ($700 \text{ nm} < \lambda < 3 \mu\text{m}$) peut être détectée par des cellules photoélectriques ou par des photodiodes.

Intégrale (voir Fourier)

Intégrateur (montage)

Prenons le montage simple de la figure I.16. Le courant d'entrée de l'amplificateur opérationnel étant nul, le courant I qui passe dans la résistance R est le même qui parcourt le condensateur. Il en résulte :

$$\begin{cases} I = \frac{V_e(t)}{R} = -C \frac{dV_S}{dt}, \text{ ce qui donne} \\ V_S(t) = -\frac{1}{RC} \int_{-\infty}^t V_e(t) dt \end{cases}$$

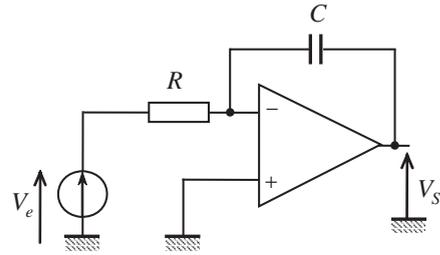


Figure I.16 Montage intégrateur à amplificateur opérationnel

La tension de sortie est proportionnelle à l'intégrale de la tension d'entrée. Nous disons que le montage est intégrateur. En régime établi, la fonction de transfert devient :

$$\frac{V_S}{V_e} = -\frac{1}{jRC\omega}$$

Le diagramme de Bode en amplitude devient :

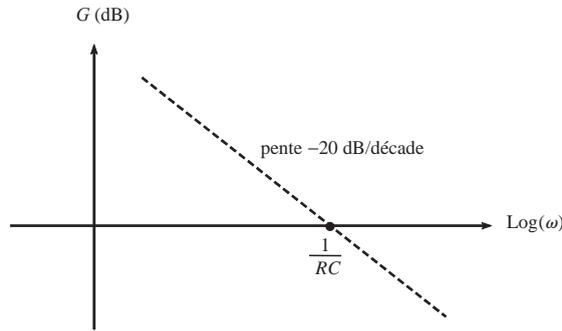


Figure I.17 Diagramme de Bode en amplitude d'un intégrateur

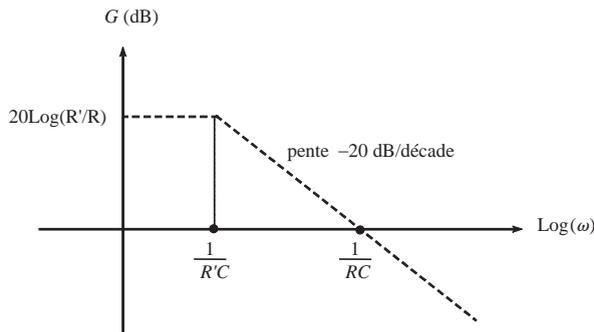


Figure I.18 Diagramme de Bode d'un montage pseudo-intégrateur à amplificateur opérationnel

Remarque : ce montage est en boucle ouverte pour le continu et risque de ne pas fonctionner correctement. Généralement, on ajoute une résistance de forte valeur aux bornes du condensateur ($R' = 1 \text{ M}\Omega$ par exemple). Le montage est dit pseudo-intégrateur.

Intermodulation

L'intermodulation est un problème d'interférence entre plusieurs signaux, le résultat donne un mélange additif ou soustractif des fréquences.

Prenons le cas de deux signaux :

$$v_1(t) = V_1 \cos(\omega_1 t) \text{ et } v_2(t) = V_2 \cos(\omega_2 t).$$

Si à l'entrée d'un système non linéaire on trouve la somme de ces deux signaux, on trouve à la sortie des termes :

$$x(t) = (V_1 \cos(\omega_1 t) + V_2 \cos(\omega_2 t))^2 + (V_1 \cos(\omega_1 t) + V_2 \cos(\omega_2 t))^3 + \dots,$$

Or,

$$(V_1 \cos(\omega_1 t) + V_2 \cos(\omega_2 t))^2 = 0,5 \times V_1 V_2 \cos((\omega_1 + \omega_2)t) + 0,5 \times V_1 V_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t).$$

On trouve donc des fréquences d'intermodulations : $m f_1 \pm n f_2$.

Le problème d'intermodulation peut se rencontrer dans les émetteurs, les récepteurs et les antennes.

Intensité (voir courant)

Intrinsèque (voir semi-conducteur)

Un matériau semi-conducteur est qualifié d'intrinsèque, lorsque aucun dopage n'est appliqué à ce matériau. Il en résulte que le nombre d'électrons libres dus à l'agitation thermique est égal au nombre de trous.

En réalité, un semi-conducteur intrinsèque n'existe pas, puisque des impuretés de type donneur ou accepteur sont incrustées d'une façon involontaire lors du processus de fabrication du matériau.

Inverseur (voir amplificateur inverseur)

Inversion logique

En électronique numérique, on a besoin souvent d'inverser une entrée (le 1 devient 0 et *vice versa*). Cette opération est réalisée par une porte logique connue sous le nom de « porte NON ». On peut aussi réaliser cette opération avec des portes « NON-ET ou NAND » ou des portes « NON-OU ou NOR » dont on réunit les entrées.



Figure 1.19 Différents symboles d'un inverseur logique

Isolant

Un isolant électrique est un matériau dont les atomes ne comportent pas des électrons faciles à arracher (libres à se déplacer) sous l'action d'un apport d'énergie. La faculté d'un matériau à être isolant s'explique par la notion de bandes d'énergies.

Les phénomènes de transport électrique se produisent dans les bandes supérieures. Les électrons se trouvant dans les bandes inférieures sont trop liés aux noyaux pour pouvoir se déplacer dans le cristal.

La bande de valance est totalement pleine (bande saturée).

La bande de conduction est totalement vide.

La résistivité d'un isolant est très élevée : $\rho \gg 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$



J (voir courant électrique)

\vec{J} représente le vecteur densité de courant exprimé en $A \cdot m^{-2}$.

Jauge de contrainte

Une jauge de contrainte est un capteur présenté sous forme d'un film qui transforme une déformation mécanique en une variation d'une grandeur électrique (voir aussi quartz).

JFET (voir FET, MOSFET et MISFET)

Un JFET est un transistor à effet de champ à jonction. Le principe de l'effet de champ permet d'avoir des JFET des MOSFET et des MISFET.

Jonction ohmique

Le contact entre un métal et un semi-conducteur peut être rectifiant (voir Shottky) ou ohmique. Dans ce dernier cas, la résistance doit être faible et reste la même dans les deux sens du courant entre le métal et le semi-conducteur.

On a besoin de contacts ohmiques pour relier les broches réelles d'un circuit intégré avec les broches métalliques (pattes) disponibles pour l'utilisateur.

Jonction PN

Une jonction est constituée par la transition, dans un même monocristal de semi-conducteur, entre deux zones dont l'une est de type N et l'autre de type P.

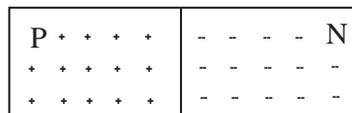


Figure J.1 Jonction PN

Jonction PN à l'équilibre

Diffusion des majoritaires

On se limitera ici au cas de la transition brusque, et on supposera la surface de séparation des deux zones planes.

Les trous, porteurs majoritaires de la zone P, tendent à diffuser vers la région N, où ils sont beaucoup moins nombreux. De même, les électrons de la région N vont diffuser vers la zone P. Ce phénomène de diffusion ne s'arrêterait que lorsque la répartition des trous et des électrons dans tout le cristal serait homogène, ou si un autre phénomène interviendrait pour stopper la diffusion.

Zone de transition - Charge d'espace

Dans la zone P, au voisinage de la jonction, les trous voisinent avec des électrons en grande quantité, venant par diffusion de la zone N. Ces deux types de porteurs ont donc une forte probabilité de recombinaison, si bien que la concentration en porteurs mobiles dans la zone P au voisinage de la jonction est très faible. De même, la zone N au voisinage de la jonction est pratiquement dépourvue de porteurs.

Une zone pratiquement dépourvue de porteurs mobiles s'étend donc de part et d'autre de la jonction (sur une épaisseur de l'ordre du micron). On l'appelle zone de transition.

Les charges des porteurs fixes (ions d'impuretés) n'y sont plus compensées par celles des porteurs mobiles. On trouve donc, dans la zone de transition :

- en zone P une région chargée négativement par les atomes accepteurs ionisés,
- en zone N une région chargée positivement par les atomes donneurs ionisés.

Conduction des porteurs minoritaires

Le champ électrique interne prenant naissance à cause de la charge d'espace en zone de transition a pour premier effet de freiner la diffusion des porteurs majoritaires. De plus, un courant dû aux minoritaires (électrons en zone P, trous en zone N) s'établit, le champ interne ainsi créé favorisant leur passage.

Le sens de ce courant est, bien sûr, opposé au courant de diffusion des majoritaires.

À l'équilibre, le courant de diffusion des majoritaires est équilibré par le courant de conduction des minoritaires (appelé courant de saturation).

Équations de la jonction à l'équilibre

On a représenté ci dessous, au voisinage d'une jonction PN à l'équilibre, la concentration des porteurs, la densité de charge d'espace, le potentiel électrostatique interne ainsi que le champ électrique interne. On peut noter que la neutralité électrique du cristal est conservée, et donc que le nombre d'ions négatifs en zone de transition P est égal au nombre d'ions positifs en zone de transition côté N.

On a supposé les densités de charge d'espace constantes en zone de transition, de part et d'autre de la jonction, ce qui représente une bonne approximation de la réalité.

On en déduit la relation résumant les considérations précédentes :

$$qN_A x_P = qN_D x_n$$

avec : N_A : densité d'atomes accepteurs en zone P
 N_D : densité d'atomes donneurs en zone N
 x_P : profondeur de la zone de transition en zone P
 x_n : profondeur en zone N
 $n_i = \sqrt{n_n p_n}$

Les caractéristiques du champ et du potentiel internes sont données par l'équation de Poisson :

$$\Delta\Psi + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \quad \text{et} \quad \vec{E}_{\text{int}} = -\overrightarrow{\text{grad}} \Psi$$

ρ représente la densité de charge d'espace et Ψ est le potentiel interne.

On peut démontrer que la variation du potentiel interne $V_b = \Psi_N - \Psi_P$, ou barrière de potentiel, entre la zone N et la zone P. Cette barrière de potentiel représente l'obstacle à franchir par les porteurs majoritaires diffusant à travers la jonction V_b . En appelant ℓ_t la

longueur totale de la zone de transition : $\ell_t = x_p + x_n$, le champ interne maximum se produit au niveau de la jonction et vaut E_0 :

$$V_b \approx \frac{KT}{q} \text{Ln} \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad \text{et} \quad E_0 = 2 \frac{V_b}{\ell_t} - \overrightarrow{\text{grad}} \Psi$$

Valeur numérique : en supposant $2V_b \simeq 1\text{V}$ et $\ell_t = 1\mu$, on obtient $E_0 = 10^6 \text{V/m}$. Le calcul fournit également les deux largeurs de charges d'espaces x_p et x_n formant la zone de transition :

$$x_p = \frac{1}{N_A} \left(\frac{2\varepsilon}{q} \times \frac{1}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{V_b} \quad \text{et} \quad x_n = x_p \frac{N_A}{N_D}$$

soit :
$$x_n = \frac{1}{N_D} \left(\frac{2\varepsilon}{q} \times \frac{1}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{V_b}$$

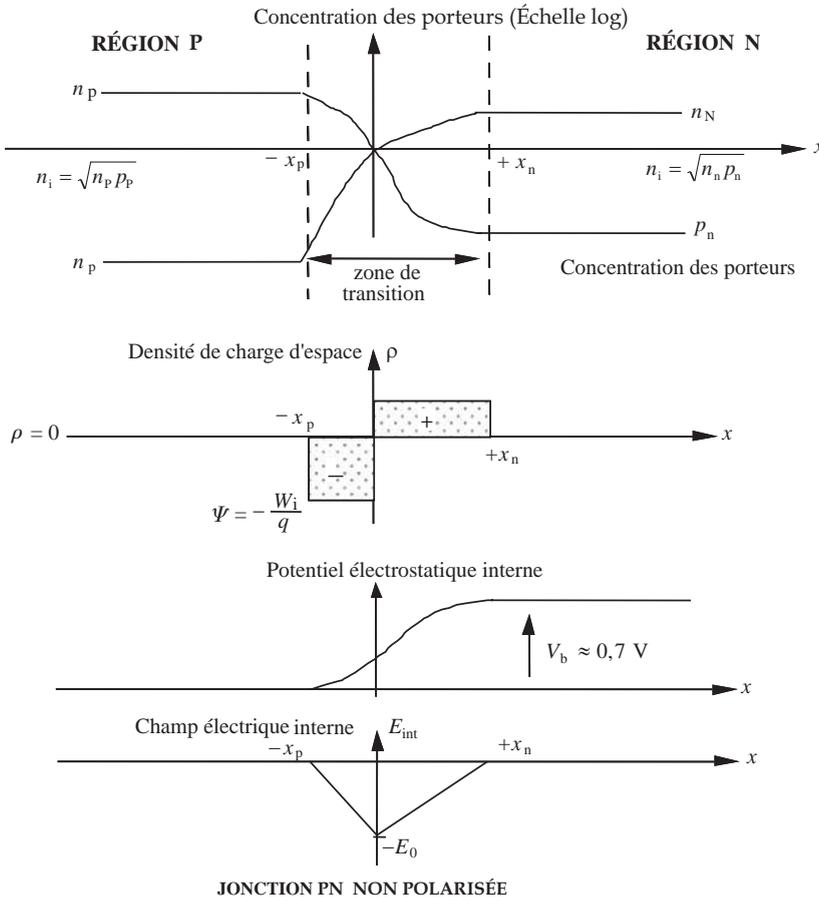


Figure J.2 Jonction PN à l'équilibre sans polarisation

On obtient donc : $\ell_t = x_p + x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \times V_b$

Remarque : la relation précédente montre que la zone de transition s'étend le plus profondément dans la zone la moins dopée. Dans le cas pratique d'une zone (appelée émetteur) qui est de l'ordre de 1 000 fois plus dopée que l'autre (appelée base), la zone de transition s'étend presque exclusivement dans la base.

Expression des courants de diffusion et de saturation

Pour franchir la barrière de potentiel V_b définie ci-dessus, on doit fournir aux trous $+q$ diffusant de la région P vers la région N, et aux électrons $-q$ diffusant de N vers P l'énergie suivante :

$$\Delta W_b = q V_b$$

L'énergie nécessaire sera fournie par l'agitation thermique. À la température T , la probabilité pour un porteur d'acquérir l'énergie ΔW_b est définie par la loi de Fermi dans l'approximation de Boltzmann, soit :

$$P_{W > \Delta W_b} = e^{-\frac{\Delta W_b}{kT}} = e^{-\frac{qV_b}{kT}}$$

Le courant de diffusion des majoritaires associés sera donc de la forme : $I_D = I_0 e^{-\frac{qV_b}{kT}}$.

En effet, le courant est proportionnel au nombre de porteurs franchissant la barrière de potentiel établie au niveau de la jonction.

Par contre, les minoritaires des deux régions sont accélérés par le champ interne, et traversent donc la jonction en cédant l'énergie ΔW_b au cristal.

Ce double mouvement des minoritaires définit un courant I_s ayant le sens inverse du courant de diffusion des majoritaires. Ce courant de saturation est une fonction croissante de la température, comme le nombre de porteurs minoritaires dans le cristal.

À l'équilibre, le courant global est nul, et les deux courants I_D et I_s valent :

$$I_s = I_D = f(T, V_b) = I_0 e^{-\frac{qV_b}{kT}}$$

Remarque : l'existence d'un potentiel interne pour une jonction isolée ne signifie nullement qu'une tension externe est mesurable aux bornes de la jonction PN. En effet, on peut montrer que si le niveau de Fermi est constant à l'intérieur d'un matériau (ce qui est le cas ici), la différence de potentiel mesurable entre 2 points de ce matériau est nulle.

Pratiquement, le dispositif complet comprend la jonction PN, et deux jonctions métal-semi-conducteur qui réalisent les contacts externes. La somme des tensions aux bornes de ces trois jonctions en série est nulle.

Jonction PN polarisée en direct

Principe d'étude

Soit le dispositif constitué d'une jonction PN aux bornes de laquelle on applique une tension extérieure $V = V_p - V_n$ positive. Cela revient à faire passer la différence de potentiel entre les extrémités de la zone de transition de V_b à $V_p - V_n$.

Le courant de diffusion des majoritaires va donc se trouver augmenté, la probabilité de diffusion P, et donc le courant associé, est maintenant proportionnel à :

$$P = e^{-\frac{q(V_b - V)}{kT}}$$

Par contre, le courant de saturation dû aux minoritaires se trouve pratiquement inchangé si la température de la jonction ne varie pas.

Relation courant tension

Courant de diffusion : $I_D = I_{PD} + I_{ND}$;

Courant de saturation : $I_S = I_{PS} + I_{NS}$

Un courant prend donc naissance comme conséquence de la tension directe appliquée, ayant comme valeur :

$$I = I_D - I_S$$

Ce courant, principalement dû aux majoritaires, traverse la jonction dans le sens P → N. Pour $V = 0$, on a :

$$I_D = I_S = I_0 e^{-\frac{qV_b}{kT}}$$

Pour $V > 0$, I_S garde la même valeur et I_D augmente pour prendre la valeur :

$$I_D = I_0 e^{-\frac{q(V_b - V)}{kT}} = \underbrace{I_0 e^{-\frac{qV_b}{kT}}}_{I_S} e^{\frac{+qV}{kT}}, \quad \text{soit : } I_D = I_S e^{\frac{qV}{kT}}$$

Le courant total vaut donc : $I = I_S \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$.

Cette relation $I = f(V)$ d'une jonction PN est une équation fondamentale dans la théorie des diodes et des transistors.

Numériquement : $\frac{kT}{q} = 26 \text{ mV}$ donc : $\frac{q}{kT} \approx 39 \text{ V}^{-1}$ à $T \approx 300 \text{ K}$

D'où : $I = I_S (e^{39V} - 1) = I_S \left(e^{\frac{V}{0,026}} - 1 \right)$

$V = 0,1 \text{ volt}$, le courant est : $I = I_S (e^{3,9} - 1) = I_S (49,4 - 1) = 48,4 I_S$

Donc si $V > 0,1 \text{ V}$, alors : $I \approx I_S e^{\frac{qV}{kT}}$ car on a alors : $e^{\frac{qV}{kT}} \gg 1$.

Le courant de saturation I_S est la somme des courants dus aux porteurs minoritaires (trous dans la région N et électrons dans la région P) : $I_S = I_{ps} + I_{ns}$.

Ces courants sont proportionnels aux concentrations de minoritaires, donc à n_i^2 qui ne dépend lui-même que du matériau et de la température.

Valeurs numériques : $\frac{kT}{q} = 26 \text{ mV}$ à 300 K.

Pour une jonction de 1 mm^2 de section, ayant $N_D = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, on a, à 300 K, les valeurs suivantes : $I_S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ A}$ pour le germanium et $I_S = 10^{-12} \text{ A}$ pour le silicium.

Modification de la charge d'espace

En présence d'une tension externe appliquée, la barrière de potentiel devient $V_b - V$. Les équations restent valables en y remplaçant V_b par $V_b - V$. En particulier la largeur ℓ_t de la zone de transition varie proportionnellement à $\sqrt{V_b - V}$ et diminue donc quand on applique une polarisation directe.

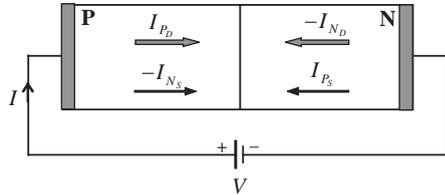


Figure J.3 Jonction PN polarisée en direct

Jonction PN polarisée en inverse

C'est le cas schématisé à la figure J.4, la différence de potentiel appliquée aux bornes de la zone de transition atteint $V_b - V$, le courant de diffusion des majoritaires est proportionnel à :

$$p = e^{-\frac{q(V_b - V)}{kT}}$$

Pour $\Omega V \Omega > 0,1$, le courant de diffusion des majoritaires va devenir négligeable devant le courant de saturation des minoritaires. Le courant I est toujours exprimé par la même relation appliquée en direct avec $V < 0$ (et donc $I < 0$).

Exemple numérique : pour $V = -0,1$ volt, $I = I_s (e^{-39 \times 0,1} - 1) \approx I_s$ à 300 K

Pour 0,1 V de tension inverse, le courant de saturation est atteint à 2 % près.

Conclusion : en polarisation inverse, dès que $|V| > 0,1$ volt, la jonction PN est bloquée et n'est plus traversée que par le courant de saturation I_s dû aux porteurs minoritaires, et traversant la jonction dans le sens $N \rightarrow P$. Ce courant inverse est indépendant de la tension appliquée et ne dépend que de la température. Il reste très faible devant les courants directs (son ordre de grandeur est $\sim 10^{-9}$ A pour le silicium).

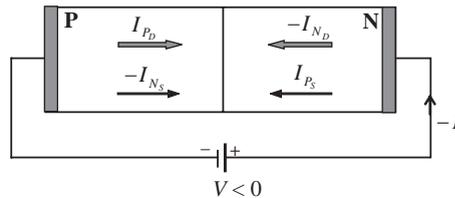


Figure J.4 Jonction PN polarisée en inverse

Johnson (bruit : voir bruit thermique)

Joule

Le joule (symbole J) est l'unité SI qui permet de mesurer l'énergie, le travail ou la quantité de chaleur. La définition représente le travail produit par une force de 1 newton dont le point d'application se déplace de 1 mètre dans la direction de la force.

Le joule représente aussi le travail fourni quand un courant d'un ampère traverse une résistance de un ohm pendant une seconde :

$$1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot \text{m} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} = 1 \Omega \cdot \text{A}^2 \cdot \text{s}$$

Noter que : 1 calorie = 4,1855 joule.

Joule (effet)

L'effet Joule est dû à la transformation de l'électricité (énergie électrique) en chaleur. Cet effet se produit dans tous les conducteurs et semi-conducteurs lors du passage d'un courant électrique I .

Le courant électrique est un déplacement des électrons libres du matériau. Ce déplacement provoque des collisions multiples, ce qui fait transformer l'énergie cinétique en énergie thermique.

L'énergie dégagée par un conducteur électrique de résistance R traversé par un courant d'intensité I pendant un intervalle de temps Δt est :

$$W = R \times I^2 \times \Delta t \text{ en joules}$$

Cette loi a des conséquences très pratiques puisqu'elle est à l'origine du chauffage électrique, de la lumière par incandescence, mais aussi de l'électrocution des personnes et animaux.

Joule (pertes)

Le passage du courant s'accompagne de dégagement de chaleur. Or, ce dégagement de chaleur peut être non désiré, ce qui constitue une pure perte. C'est le cas par exemple du transport d'énergie sur des longues distances. C'est la raison pour laquelle, on réalise ce transport avec des tensions élevées (centaines de kilovolts) et des faibles courants.



K

K est le symbole de l'unité SI de la température absolue (Kelvin).

Karnaugh

La table (ou diagramme) de Karnaugh permet d'écrire, avec simplification, une équation booléenne pour un nombre de variables relativement faible (moins de 5 ou 6 variables).

Prenons un exemple de 4 variables : E_1 , E_2 , E_3 et E_4 . La table de Karnaugh sera formée de 2^2 lignes et de 2^2 colonnes. La colonne correspondant à E_1E_2 et la ligne correspondant à E_3E_4 sont numérotées selon le code binaire réfléchi.

Remarque : pour les fonctions logiques incomplètement définies, on trouve dans certaines cases des « x » au lieu de 0 ou 1.

On transcrit dans chaque case, l'expression logique correspondante. On réunit les cases adjacentes dans le sens vertical ou horizontal par doublets ou par quartets. Ces cas sont montrés dans le tableau suivant en gris.

On peut remplacer un « x » par 1 ou par 0 pour obtenir des doublets ou des quartets.

Tableau K.1 Exemple d'une table de Karnaugh pour 4 variables

zt \ xy	00	01	11	10
00	1	0	0	1
01	0	1	1	0
11	0	1	x	0
10	1	0	0	1

Dans un groupement de deux termes (doublet), on élimine la variable qui change d'état et on conserve la variable qui n'a pas changé d'état.

Dans un groupement de 4 termes (quartet), on élimine les deux variables qui changent d'état et on conserve les deux variables qui n'ont pas changés d'état. Noter que les quatre cases des coins sont adjacentes.

Dans l'exemple du tableau précédent, on obtient : $f(x, y, z, t) = yt + \bar{y}\bar{t}$

Kelvin

Le kelvin est l'unité SI de la température absolue. Cette température θ utilisée en physique est liée à la température t exprimée en degrés Celsius par la relation :

$$\theta = t + 273,15 \text{ kelvin} \quad \text{soit : } 0 \text{ K} = -273,15^\circ\text{C}.$$

Kennelly (Théorème de)

Ce théorème permet de transformer le schéma d'un réseau en « π » en un schéma en « T » qui est souvent beaucoup plus facile à étudier. Cette transformation est souvent appelée aussi transformation *triangle-étoile*.

Considérons trois nœuds d'un réseau électrique notés A, B et C. S'ils sont reliés deux à deux par des éléments formant une seule branche, il s'agit d'un montage triangle (ou en π) donné à la figure ci-dessous.

Par contre, si les trois branches auxquelles appartiennent les trois nœuds sont reliées à un nœud commun, le montage a une structure d'étoile comme indiquée à la figure ci-dessous.

Pour que ces deux structures soient équivalentes, elles doivent présenter la même réponse lorsqu'elles sont alimentées dans les mêmes conditions ; autrement dit, elles doivent présenter la même résistance.

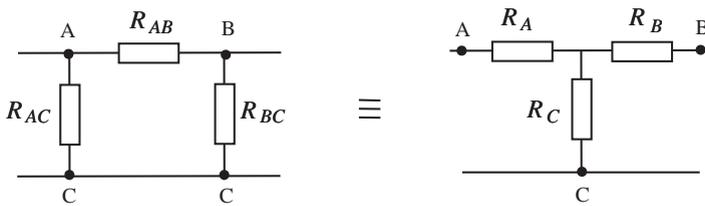


Figure K.1 Transformation triangle-étoile et vice versa

Plusieurs méthodes peuvent être appliquées pour trouver les équivalences entre la structure étoile et la structure triangle. L'une de ces méthodes consiste à calculer, pour chaque structure, les résistances vues entre les points A-B, A-C et B-C.

Si nous court-circuitons les points B et C, la résistance vue entre A et B est :

- dans le montage triangle : R_{AC} en parallèle à R_{AB} ,
- dans le montage étoile : R_A en série avec l'ensemble R_B et R_C en parallèle.

L'équivalence entre les deux montages s'écrit :

$$R_{AB} // R_{AC} = R_A + (R_B // R_C)$$

Soit, en passant aux conductances pour le montage en π :

$$G_{AB} + G_{AC} = \frac{R_B + R_C}{R_A R_B + R_A R_C + R_B R_C}$$

De même, en court-circuitant les bornes A et C, nous obtenons :

$$G_{AB} + G_{BC} = \frac{R_A + R_C}{R_A R_B + R_A R_C + R_B R_C}$$

Enfin, en court-circuitant les bornes A et B, nous obtenons :

$$G_{AC} + G_{BC} = \frac{R_A + R_B}{R_A R_B + R_A R_C + R_B R_C}$$

En combinant les trois relations précédentes et en revenant aux résistances, nous obtenons :

$$R_{AB} = \frac{R_A R_B + R_A R_C + R_B R_C}{R_C}$$

$$R_{BC} = \frac{R_A R_B + R_A R_C + R_B R_C}{R_A}$$

$$R_{AC} = \frac{R_A R_B + R_A R_C + R_B R_C}{R_B}$$

Si maintenant, nous exprimons la résistance vue de deux bornes BC, AC ou AB avec, à chaque fois, la troisième borne en circuit ouvert, nous obtenons :

– entre B et C : $R_{BC} // (R_{AB} + R_{AC}) = R_B + R_C$,

– entre A et C : $R_{AC} // (R_{AB} + R_{BC}) = R_A + R_C$,

– entre A et B : $R_{AB} // (R_{AC} + R_{BC}) = R_A + R_B$.

En combinant ces trois équations, nous obtenons :

$$R_A = \frac{R_{AB} R_{AC}}{R_{AB} + R_{BC} + R_{AC}}, \quad R_B = \frac{R_{AB} R_{BC}}{R_{AB} + R_{BC} + R_{AC}} \quad \text{et} \quad R_C = \frac{R_{AC} R_{BC}}{R_{AB} + R_{BC} + R_{AC}}$$

Kirchhoff (Loi des mailles)

La deuxième loi de Kirchhoff stipule que la somme algébrique des différences de potentiel (ou tensions) le long d'une maille comptabilisée dans un sens donné est nulle. Parmi ces tensions, certaines sont produites par des sources, d'autres sont produites par le passage d'un courant dans des dipôles passifs. Dans ce dernier cas, nous parlons de chutes de tensions.

Si nous prenons le cas de la figure ci-dessous, nous pouvons utiliser par exemple la maille ABCDEA. Dans ce cas, nous écrivons :

$$U_{AB} + U_{BC} + U_{CD} + U_{DE} + U_{EA} = U_{AA} = 0$$

où U_{ij} est la différence de potentiel entre les nœuds i et j .

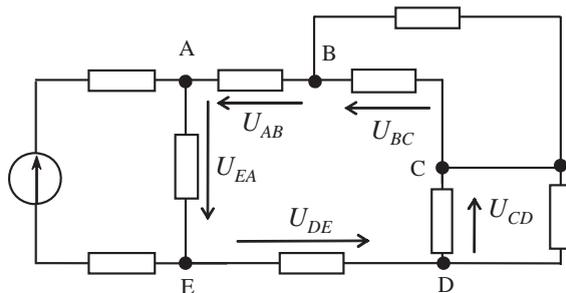


Figure K.2 Loi des mailles appliquée à un exemple de circuit.

Dans le cas général, si nous supposons une maille qui soit un contour fermé, constituée de n branches, et si nous notons ΔU_k la différence de potentiel aux bornes de la branche numéro « k », la loi des mailles s'écrit :

$$\sum_{k=1}^n \Delta U_k = 0 \quad \Delta U_k \text{ est une grandeur algébrique.}$$

Kirchhoff (Loi des nœuds)

Nous supposons que les conducteurs qui assurent les liaisons entre les composants sont parfaits, c'est-à-dire sans résistance et par là-même équipotentiels. D'autre part, ils ne peuvent ni accumuler ni fournir de charges électriques ; ils se contentent de les véhiculer.

L'intensité du courant électrique étant la mesure du débit de charges, sur un temps donné, le nombre de charges arrivant à un nœud est égal au nombre de charges qui le quittent. En d'autres termes, il n'y a ni accumulation de charges au nœud, ni « fuite » de charges. La loi des nœuds reflète donc la *conservation du nombre de charges*. Cela se traduit par l'énoncé de la première loi ou lemme de Kirchhoff :

La somme algébrique des intensités des courants arrivant à un nœud est nulle.

Cela est vrai si nous prenons la convention selon laquelle tout courant entrant au nœud est positif et tout courant sortant est négatif, ou bien la convention inverse.

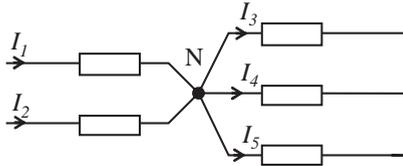


Figure K.3 Loi des nœuds appliquée à un exemple de circuit.

$$I_1 + I_2 + (-I_3) + (-I_4) + (-I_5) = 0$$

Nous pouvons formuler la loi des nœuds autrement : la somme des intensités des courants qui arrivent à un nœud est égale à la somme des intensités des courants qui le quittent.

$$I_1 + I_2 = I_3 + I_4 + I_5$$

Dans le cas général, en utilisant la notation mathématique classique concernant « la somme », si nous supposons n branches accordées à un nœud, dont n_1 branches correspondent à des courants entrants et n_2 branches correspondent à des courants sortants, la loi des nœuds s'écrit dans ce cas :

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0, \quad \text{il s'agit d'une somme algébrique .}$$

Nous pouvons aussi écrire la loi des nœuds :

$$\sum_{e=1}^{n_1} I_e = \sum_{s=1}^{n_2} I_s$$

L'indice « e » représente un courant entrant et l'indice « s », un courant sortant.



L

En majuscule, la lettre L est le symbole de l'inductance exprimée en henry.

Lacune

Une lacune est un trou laissé vacant dans un *semi-conducteur*. L'électron devient libre et participe à la conduction électrique. Une lacune désigne aussi l'absence d'atome à un nœud de motif cristallin. L'atome manquant se dépose à la surface.

Laplace (transformée)

La transformation de Laplace fait correspondre à une fonction $f(t)$ de la variable réelle temps t , une fonction $F(p)$ de la variable complexe p définie par :

$$L[f(t)] = F(p) = \int_{0+}^{\infty} f(t)e^{-pt} dt \quad \text{avec} \quad p = \sigma + j\omega$$

En analyse des systèmes, la variable réelle est bien souvent le temps t . Pour assurer la convergence de l'intégrale, la fonction $f(t)$ doit être bornée dans tout intervalle fini ; il doit exister un réel a tel que $|f(t)|e^{-at}$ tend vers zéro lorsque t tend vers l'infini. Par la suite, toutes les fonctions $f(t)$ que nous étudierons, satisferont aux conditions des convergences des intégrales.

Souvent, les notations suivantes sont les plus utilisées :

$$L[f(t)] = F(p) \quad \text{et} \quad L^{-1}[F(p)] = f(t)$$

Laplace (propriétés de la transformée de)

Linéarité

$$\forall (\alpha, \beta) \in \mathbb{R}^2, \text{ nous avons : } L[\alpha f(t) + \beta g(t)] = \alpha L[f(t)] + \beta L[g(t)]$$

Changement de l'échelle des temps

Si nous supposons $k > 0$, nous posons : $u = kt$, ce qui donne :

$$L[f(kt)] = \frac{1}{k} F\left(\frac{p}{k}\right)$$

Dérivation

La dérivation par rapport au temps se traduit sur la transformée par une multiplication par p et par le retrait de la limite lorsque le temps tend vers 0^+ .

$$L[f'(t)] = p F(p) - f(0^+)$$

Intégration

L'intégration par rapport à la variable temps t se traduit sur la transformée de Laplace par une division par p .

$$L \left[\int_{0^+}^t f(t) dt \right] = \frac{1}{p} L [f(t)]$$

Théorème de la valeur initiale

Le théorème de la valeur initiale s'énonce :

$$\text{Si } F(p) = L [f(t)], \text{ alors } \lim_{p \rightarrow \infty} p F(p) = \lim_{t \rightarrow 0} f(t) = f(0^+).$$

Théorème de la valeur finale

Le théorème de la valeur finale stipule que : si $F(p) = L[f(t)]$ et si les pôles de $pF(p)$, c'est-à-dire les zéros de son dénominateur, appartiennent strictement au demi-plan des réels négatifs :

$$\lim_{p \rightarrow 0} p F(p) = \lim_{t \rightarrow \infty} f(t) = f(\infty)$$

Translation dans le domaine complexe

Considérons une fonction quelconque $f(t)$ dont la transformée de Laplace est notée $F(p)$. Si nous appliquons une translation complexe notée : $F(p+a) = G(p)$, nous obtenons :

$$G(p) = \int_0^{\infty} g(t) \cdot e^{-pt} dt = \int_0^{\infty} g(t) \cdot e^{-(p+a)t} \cdot e^{at} dt$$

$$\text{soit : } L [e^{-at} f(t)] = F [p+a] \quad \text{ou bien : } g(t) = e^{-at} f(t)$$

Une translation de « a » dans le domaine complexe appliquée à une transformée de Laplace $F(p)$ revient à multiplier par e^{-at} la fonction $f(t)$ associée à $F(p)$.

Théorème du retard

Considérons un système qui, à une fonction entrée $f(t)$, fait correspondre une fonction sortie $s(t)$, telle que : $s(t) = f(t - T) \cdot g(t)$.

$g(t) = 0$ si la variable temps t est comprise entre 0 et T .

$g(t) = 1$ si la variable temps t est supérieure ou égale à T .

$$L [f(t - T)] = e^{-pT} L [f(t)]$$

Un retard de la quantité T appliqué à une fonction $f(t)$ permet de multiplier sa transformée par la quantité e^{-pT} .

Laplace (exemples de transformations de)**Échelon unitaire $u(t)$**

La fonction $F(p)$ est définie comme suit : $F(p) = L [u(t)] = \frac{1}{p}$.

Impulsion de Dirac

La transformée de Laplace de l'impulsion de Dirac est : $L [\delta(t)] = 1$.

Fonction cosinus : $\cos(\omega t)$

La fonction $F(p)$ est : $F(p) = L[\cos(\omega t)] = \frac{p}{p^2 + \omega^2}$.

Fonction sinus : $\sin(\omega t)$

La fonction $F(p)$ est : $F(p) = L[\sin(\omega t)] = \frac{\omega}{p^2 + \omega^2}$.

Laplace (transformation inverse)

Le passage de la transformation $F(p)$ à la fonction $f(t)$ s'obtient en utilisant la relation intégrale suivante :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{C-j\omega}^{C+j\omega} F(p) e^{pt} dp \quad \text{avec : } p = \sigma + j\omega.$$

Supposons que $f(t)$ possède une fonction inverse $F(p)$ et que $F(p)$ soit un quotient de deux fonctions : le numérateur noté $N(p)$ et le dénominateur noté $D(p)$ sont deux polynômes en p de degré m et n .

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)}$$

- le degré du numérateur est inférieur d'au moins une unité à celui du dénominateur,
- nous appelons zéros de la fonction $F(p)$ les m racines réelles ou complexes du numérateur $N(p)$ que nous pouvons noter z_i , avec i qui varie entre 1 et m ,
- nous appelons pôles de $F(p)$ les n racines réelles ou complexes du dénominateur $D(p)$ que nous pouvons noter p_i , avec i qui varie entre 1 et n .

Première méthode

Une méthode classique pour trouver $f(t)$ consiste à décomposer la fonction rationnelle en éléments simples et, compte tenu de la linéarité de la transformée de Laplace, à utiliser un dictionnaire de transformées.

Nous pouvons distinguer trois cas.

Les pôles de $F(p)$ sont simples et distincts

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{N(p)}{(p - p_1)(p - p_2) \dots (p - p_n)}$$

Nous décomposons directement $F(p)$ en éléments simples :

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{A_1}{(p - p_1)} + \frac{A_2}{(p - p_2)} + \dots + \frac{A_n}{(p - p_n)}$$

La détermination des coefficients A_1, A_2, \dots, A_n s'effectue par identification. Il suffit de réduire la somme des éléments simples au même dénominateur et d'identifier le numérateur obtenu à $N(p)$.

Connaissant l'original de $\frac{A_i}{(p - p_i)}$, soit $A_i e^{p_i t}$, et compte tenu de la propriété de linéarité de la transformée de Laplace, nous trouverons :

$$F(t) = A_1 e^{p_1 t} + A_2 e^{p_2 t} + \dots + A_n e^{p_n t}$$

Exemple : soit la transformée de Laplace $F(p)$ correspondant à une fonction $f(t)$:

$$F(p) = \frac{p^2 + 5}{p^3 + 6p^2 + 11p + 6}$$

Le dénominateur $D(p)$ est un polynôme admettant trois pôles simples qui sont :

$$p_1 = -1; \quad p_2 = -2; \quad p_3 = -3$$

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{A_1}{(p+1)} + \frac{A_2}{(p+2)} + \frac{A_3}{(p+3)}$$

$$F(p) = \frac{A_1(p+2)(p+3) + A_2(p+2)(p+3) + A_3(p+2)(p+3)}{(p+1)(p+2)(p+3)}$$

$$F(p) = \frac{A_1(p^2 + 5p + 6) + A_2(p^2 + 4p + 3) + A_3(p^2 + 3p + 2)}{(p+1)(p+2)(p+3)}$$

$$F(p) = \frac{(A_1 + A_2 + A_3)p^2 + (5A_1 + 4A_2 + 3A_3)p + (6A_1 + 3A_2 + 2A_3)}{(p+1)(p+2)(p+3)}$$

$$\begin{cases} A_1 + A_2 + A_3 = 1 \\ 5A_1 + 4A_2 + 3A_3 = 0 \\ 6A_1 + 3A_2 + 2A_3 = 5 \end{cases}$$

La résolution du système d'équation précédent peut se faire en utilisant la méthode de Cramer ou par substitution. Le résultat donne : $A_1 = 3$, $A_2 = -9$ et $A_3 = 7$.

La transformée de Laplace devient :

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{3}{(p+1)} - \frac{9}{(p+2)} + \frac{7}{(p+3)}$$

L'original de $\frac{A_i}{(p-p_i)}$ est : $A_i e^{p_i t}$.

La fonction $f(t)$ devient, en appliquant les résultats précédents :

$$f(t) = [3e^{-t}] + [-9e^{-2t}] + [7e^{-3t}] = 3e^{-t} - 9e^{-2t} + 7e^{-3t}$$

Nous remarquons la rapidité de cette méthode par rapport à la première qui nécessite une décomposition en éléments simples.

Les pôles de $F(p)$ sont réels multiples

Lorsque $F(p)$ possède un ou plusieurs pôles réels multiples, les règles de la décomposition d'une fraction rationnelle en éléments simples donnent :

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \frac{N(p)}{\prod_{i=1}^r (p + \lambda_i) \cdot (p + \mu)^s}$$

avec : $r + s = n$

Nous décomposons directement $F(p)$ en éléments simples :

$$F(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = \sum_{i=1}^r \frac{R_i}{(p + \lambda_i)} + \frac{b_n}{(p + \mu)^s} + \frac{b_{n-1}}{(p + \mu)^{s-1}} + \dots + \frac{b_1}{(p + \mu)}$$

$$R_i = [(p + \lambda_i) \times F(p)]_{p=-\lambda_i}$$

$$b_s = [(p + \mu_i)^s \times F(p)]_{p=-\mu}$$

$$b_{s-j} = \frac{1}{j!} \left[\frac{d^j}{d p^j} (p + \mu_i)^s \times F(p) \right]_{p=-\mu}$$

$$b_1 = \frac{1}{(n-1)!} \left[\frac{d^{n-1}}{d p^{n-1}} (p + \mu_i)^s \times F(p) \right]_{p=-\mu}$$

Les pôles de $F(p)$ sont complexes

Lorsque $F(p)$ possède des pôles complexes, ceux-ci sont deux à deux conjugués puisque les coefficients sont réels :

$$p_i = \alpha_i + j\omega_i \quad \text{et} \quad p_i^* = \alpha_i - j\omega_i$$

Nous décomposons $F(p)$ en éléments simples en utilisant :

- une décomposition de $F(p)$ sur le corps des complexes, ce qui donne des coefficients complexes conjugués ;
- une décomposition de $F(p)$ sur le corps des réels.

Deuxième méthode

Une autre méthode, connue sous le nom de formule de développement de Heavside, est applicable uniquement lorsque $H(p)$ ne possède que des *pôles simples*. Cette méthode permet de trouver $f(t)$ sans décomposer $F(p)$ en éléments simples. Si le dénominateur de degré m possède m pôles, nous aurons le résultat suivant :

L'original de $F(p) = \frac{N(p)}{D(p)}$ s'écrit alors sous la forme :

$$f(t) = \sum_{i=1}^m \frac{N(p_i) e^{p_i t}}{D'(p)}$$

Exemple : reprenons l'exemple précédent de la transformée de Laplace $F(p)$ correspondant à une fonction $f(t)$:

$$F(p) = \frac{p^2 + 5}{p^3 + 6p^2 + 11p + 6}$$

Le dénominateur $D(p)$ est un polynôme admettant trois pôles simples qui sont :

$$p_1 = -1 \quad ; \quad p_2 = -2 \quad ; \quad p_3 = -3$$

La dérivée du dénominateur est : $D'(p) = 3p^2 + 12p + 11$.

Nous pouvons donc remplacer dans le numérateur la variable p successivement par : -1, -2 ou par -3. Le résultat dans chaque cas donne :

$$N(p_i = -1) = 6 \quad ; \quad N(p_i = -2) = 9 \quad ; \quad N(p_i = -3) = 14$$

En remplaçant de la même façon, dans la dérivée du dénominateur, la variable p par : -1, -2 ou par -3, nous obtenons :

$$D'(p_i = -1) = 2 \quad ; \quad D'(p_i = -2) = -1 \quad ; \quad D'(p_i = -3) = 2$$

La fonction $f(t)$ devient, en appliquant les résultats précédents :

$$f(t) = \frac{N(p_i = -1)}{D'(p_i = -1)} e^{-t} + \frac{N(p_i = -2)}{D'(p_i = -2)} e^{-2t} + \frac{N(p_i = -3)}{D'(p_i = -3)} e^{-3t}$$

$$f(t) = [3e^{-t}] + [-9e^{-2t}] + [7e^{-3t}] = 3e^{-t} - 9e^{-2t} + 7e^{-3t}$$

Nous remarquons la rapidité de cette méthode par rapport à la première méthode qui nécessite une décomposition en éléments simples.

Laplace (tableau des transformées des fonctions usuelles)

Nous donnons dans le tableau ci-joint les transformées de quelques fonctions usuelles :

Fonction $f(t)$	$F(p)$	Fonction $f(t)$	$F(p)$
Constante a	$\frac{a}{p}$	$e^{-\alpha t} \cos(\omega t)$	$\frac{p + \alpha}{(p + \alpha)^2 + \omega^2}$
$u(t)$: fonction unité	$\frac{1}{p}$	$e^{-\alpha t} \text{sh}(\omega t)$	$\frac{\omega}{(p + \alpha)^2 - \omega^2}$
$\delta(t)$: fonction de Dirac	1	$e^{-\alpha t} \text{ch}(\omega t)$	$\frac{p + \alpha}{(p + \alpha)^2 - \omega^2}$
$\delta'(t)$	p	$t \sin(\omega t)$	$\frac{2p\omega}{(p^2 + \omega^2)^2}$
$\delta''(t)$	p^2	$t \cos(\omega t)$	$\frac{p^2 - \omega^2}{(p^2 + \omega^2)^2}$
$\frac{1}{\sqrt{t}}$	$\sqrt{\frac{\pi}{p}}$	$t \text{sh}(\omega t)$	$\frac{2p\omega}{(p^2 - \omega^2)^2}$
\sqrt{t}	$\frac{\sqrt{\pi}}{2p\sqrt{p}}$	$t \text{ch}(\omega t)$	$\frac{p^2 + \omega^2}{(p^2 - \omega^2)^2}$
$t\sqrt{t}$	$\frac{3\sqrt{\pi}}{4p^2\sqrt{p}}$	$\frac{\sin(\omega t)}{t}$	$\arctan\left(\frac{\omega}{p}\right)$
$\frac{1}{t\sqrt{t}}$	$-2\sqrt{p\pi}$	$\frac{1 - \cos(\omega t)}{t}$	$\ln\left(\frac{\sqrt{p^2 + \omega^2}}{p}\right)$
$\frac{1}{1+t}$	$e^{-p} \int_{-\infty}^{-p} \frac{e^x}{x} dx$	$\frac{1 - \text{ch}(\omega t)}{t}$	$\ln\left(\frac{\sqrt{p^2 - \omega^2}}{p}\right)$
$\cos(\omega t)$	$\frac{p}{p^2 + \omega^2}$	$\sin^2(\omega t)$	$\frac{2\omega^2}{p(p^2 + 4\omega^2)}$
$\sin(\omega t)$	$\frac{\omega}{p^2 + \omega^2}$	$\cos^2(\omega t)$	$\frac{p^2 + 2\omega^2}{p(p^2 + 4\omega^2)}$
$\text{ch}(\omega t)$	$\frac{p}{p^2 - \omega^2}$	$\cos(\omega t) \sin(\omega t)$	$\frac{\omega}{p^2 + 4\omega^2}$
$\text{sh}(\omega t)$	$\frac{\omega}{p^2 - \omega^2}$	e^t	$\frac{1}{p - 1}$
$e^{-\alpha t} \sin(\omega t)$	$\frac{\omega}{(p + \alpha)^2 + \omega^2}$	$e^{-\alpha t}$	$\frac{1}{p + \alpha}$

Laplacien (voir vectoriel : calcul)

Laser (diodes)

Le terme laser (*Light amplification by stimulated emission of radiation*) désigne une source lumineuse produisant un faisceau lumineux cohérent (les rayons sont en phase), monochromatique (une seule couleur) et directionnel.

Les applications sont multiples et couvrent de nombreux secteurs : médical (microchirurgie de la rétine...), informatique (imprimante laser...), audiovisuel (CD et DVD...), industriel (découpage du verre, des métaux...), télémétrie (mesure des distances...) et militaire (guidage des engins militaires...).

Les diodes laser à semi-conducteur sont réalisées selon une technique dite à double hétéro-jonction. Cette technique consiste à placer une couche de semi-conducteur à bande interdite faible entre deux couches à bandes interdites plus larges : GaInAsP/InP, GaInAsN/GaAs ou GaAlAs/GaAs.

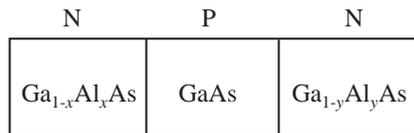


Figure L.1 Exemple d'une structure d'un laser

Le rayonnement des diodes laser possède une ou plusieurs de ces propriétés :

- rayonnement monochromatique (spectre étroit ou une seule couleur),
- grande cohérence spatiale (faible diffraction),
- grande directivité,
- grande radiance.

L.E.D (voir électroluminescente)

Legendre (filtre)

Le filtre de Legendre est un filtre qui permet d'avoir une pente assez raide à la fréquence de coupure avec une atténuation croissant uniformément (sans ondulation). De ce fait, ce filtre ressemble au filtre de *Butterworth*. Le principe repose sur une dérivée de la fonction caractéristique positive et maximale à la coupure.

Si l'on prend la fonction de transfert normalisée d'un passe-bas :

$$H(p) = \frac{1}{a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + \dots + a_n p^n}$$

Les coefficients jusqu'au sixième ordre sont donnés au tableau suivant :

<i>n</i>	<i>a</i> ₀	<i>a</i> ₁	<i>a</i> ₂	<i>a</i> ₃	<i>a</i> ₄	<i>a</i> ₅	<i>a</i> ₆
2	1	$\sqrt{2}$					
3	1	2,3537	2,2700	1,7319			
4	1	3,0411	4,6253	3,8280	2,4493		
5	1	4,0170	7,5689	9,8529	6,9369	4,4710	
6	1	4,8056	11,5469	17,2060	19,0180	12,2040	7,0702

Lenz (loi de : voir fem et bobine)

La loi de Lenz stipule que « par ses effets, le courant induit s'oppose à la cause qui lui a donné naissance ».

Ligne à retard

Une ligne à retard est un circuit électronique retardant un signal d'une valeur temporelle donnée. Si l'entrée est notée $e(t)$ et la sortie est notée $s(t)$, on a :

$$s(t) = e(t - \tau), \quad \text{où } \tau \text{ est une constante nommée retard.}$$

Pour la télévision, les lignes à retard de $64 \mu\text{s}$ sont utilisées dans tous les récepteurs de télévision. Ce sont des composants utilisés dans les téléviseurs comme des mémoires analogiques. En effet, le spot balaye des lignes de gauche à droite. Sachant qu'une image comporte 625 lignes à raison de vingt cinq images par seconde, la ligne à retard doit retarder le signal électrique d'une durée égale à celle du balayage d'une ligne.

Un filtre LC peut être considéré comme une ligne à retard s'il y a un déphasage de la tension d'entrée par rapport à la tension de sortie.

D'autres techniques sont utilisées : lignes à retard à quartz ou à filtres céramiques, lignes à retard sous forme de circuits intégrés qui fonctionnent selon le principe du transfert de charges CCD.

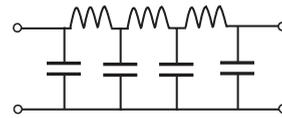


Figure L.2 Exemple d'une ligne à retard : filtre passif LC

Lignes de transmission

Les lignes de transmission utilisées en hyperfréquence et pour les télécommunications sont constituées de deux conducteurs généralement métalliques (cylindriques), isolés l'un de l'autre par un diélectrique. Nous pouvons distinguer trois cas intéressants :

- la ligne bifilaire utilisée surtout pour les petites distances et (ou) pour les fréquences relativement basses,
- le câble coaxial utilisé pour les grandes distances,
- la ligne micro-ruban, facile à fabriquer grâce aux techniques des circuits imprimés et généralement utilisés à des fréquences assez basses pour pouvoir négliger les effets de propagation.

Le but de l'étude des lignes de transmission est de chercher l'évolution du champ électrique le long de la ligne. Pour cela, nous pouvons utiliser soit la théorie de Maxwell, soit la théorie des lignes. Cette dernière théorie se distingue par sa facilité puisque l'on utilise la théorie classique de l'électronique, à condition d'introduire la notion de constantes réparties.

Cette notion est liée au fait qu'un signal ne peut pas se propager instantanément le long de la ligne, mais en un temps au moins égal au rapport de la longueur de la ligne à la vitesse de la lumière (cas idéal).

Équation des télégraphistes

Une ligne de transmission est un circuit à constantes réparties. Étant donné que les distances sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, on définit :

- Une résistance R par unité de longueur. Supposons un conducteur métallique homogène de résistivité ρ et de section S constantes. La résistance R d'une portion du conducteur de

longueur ℓ est donnée par :

$$R = \frac{\rho}{S} \times \ell = R_\ell \ell \text{ en } \Omega, \text{ avec : } R_\ell = \frac{\rho}{S} \text{ en } \Omega/\text{m}$$

• Une capacité C par unité de longueur. Les deux conducteurs jouent les rôles des deux armatures d'un condensateur. La capacité est donnée par :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{e} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{W}{e} \ell = C_\ell \ell \text{ en F, avec : } C_\ell = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{W}{e} \text{ en F/m}$$

W est la largeur des armatures (constituées par les conducteurs), e est l'épaisseur du diélectrique, ε_0 permittivité électrique du vide égale à $\varepsilon_0 = (1/36\pi) \times 10^{-9}$ F/m et ε_r est la constante diélectrique relative du milieu.

• On peut associer aux pertes du condensateur une conductance de pertes par unité de longueur (résistance de pertes) placée en parallèle avec C : $G_\ell = \frac{\rho}{S}$ en Ω^{-1}/m .

• Le même raisonnement est utilisé pour introduire la notion d'une inductance L par unité de longueur. En supposant une spire rectangulaire plate et en appliquant la formule connue pour un solénoïde à $N = 1$ spire, on obtient :

$$L = \mu_0 \frac{N^2 S}{a} = L_\ell \ell \text{ en H, avec : } L_\ell = \mu_0 \frac{W}{a} \text{ en H/m}$$

l est la longueur de la spire.

W est la largeur de la spire.

a est la largeur du fil conducteur constituant la spire.

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide égale à $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

On représente un tronçon de ligne de longueur dz par le schéma équivalent de la figure ci-dessous. Puisque les potentiels et les courants dépendent du temps t et de l'abscisse z , il interviendra des dérivées partielles. Nous ne garderons que les infiniment petits du 1^{er} ordre.

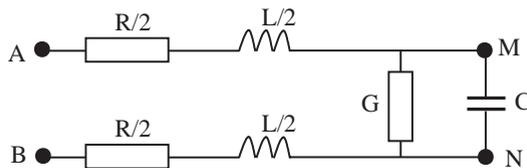


Figure L.3 Représentation d'un tronçon de ligne de longueur dz

Le circuit étant figé au temps t , écrivons les relations entre $I(z, t)$ et $V(z, t)$. Pour cela, nous posons :

$$V_A - V_B = V(z) \quad \text{et} \quad V_M - V_N = V(z + dz) = \frac{\partial V}{\partial z} dz$$

Au point A, on a $I(z)$ et au point M, on a $I(z + dz)$. En appliquant les lois de Kirchoff (lois des mailles), nous obtenons les équations des télégraphistes :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = RGV + (RC + LG) \frac{\partial V}{\partial t} + LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$$

ou bien :
$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = RGI + (RC + LG) \frac{\partial I}{\partial t} + LC \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}$$

Les expressions précédentes se simplifient si nous nous plaçons en régime sinusoïdal :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial^2 z} = (R + jL\omega)(G + jC\omega)V \quad \text{ou} \quad \frac{\partial^2 I}{\partial^2 z} = (R + jL\omega)(G + jC\omega)I$$

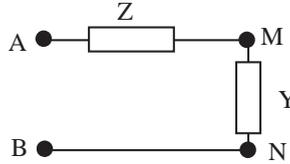


Figure L.4 Schéma équivalent d'un tronçon de ligne

Si l'on prend un tronçon de ligne de longueur dz représenté par son schéma équivalent, l'équation des télégraphistes en régime sinusoïdal devient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial^2 z} - ZYV = 0$$

Cette expression a la même forme que l'équation des ondes que nous rencontrons dans les livres spécialisés.

Solution générale de l'équation des télégraphistes

Posons : $ZY = (R + jL\omega) \times (G + jC\omega) = \gamma^2$ et : $\gamma = \alpha + j\beta$, la solution générale devient :

$$V = V_1 e^{-\gamma z} + V_2 e^{-\gamma z} \quad \text{et} \quad I = \frac{\gamma}{Z} [V_1 e^{-\gamma z} - V_2 e^{-\gamma z}] = \frac{1}{Z_0} [V_1 e^{-\gamma z} - V_2 e^{-\gamma z}]$$

La tension varie en fonction de z mais aussi en fonction du temps t . Cette variation serait sinusoïdale dans le cas où le générateur fournit une tension sinusoïdale. Dans ce cas, le terme $e^{j\omega t}$ serait sous-entendu.

Z_0 est appelée impédance caractéristique de la ligne : $Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}}$.

Lignes de transmission sans pertes

Si la ligne est sans perte, $R = G = 0$, en posant $\gamma = \alpha + j\beta$, nous obtenons :

$$\alpha = 0 \quad \text{et} \quad \beta = \omega\sqrt{LC} \cdot \beta =$$

Puisque les termes en $e^{-\alpha z}$ valent maintenant 1, les ondes se propagent sans atténuation à la vitesse v :

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

L'impédance caractéristique Z_0 devient égale à : $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{vC} = vL$

Lignes sans distorsion

Par définition, une ligne est dite sans distorsion, si la condition suivante est satisfaite :

$$\frac{R}{L} = \frac{G}{C} = C^{te} = k \quad \text{d'où : } \gamma^2 = (k^2 LC - LC\omega^2) + j\omega k(2LC)$$

$$\gamma^2 = LC(k^2 + j\omega)^2 \quad \text{soit : } \gamma = (k^2 + j\omega) \times \sqrt{LC}$$

$$\text{avec : } \alpha = k \times \sqrt{LC} \quad \text{et} \quad \beta = \omega \times \sqrt{LC}$$

Limiteur (voir écrêteur)**Logiques (circuits : voir immunité contre le bruit)**

Les circuits intégrés logiques sont classés suivant la technologie de fabrication, le schéma électrique définissant la porte élémentaire, la puissance consommée et la vitesse de fonctionnement. On trouve essentiellement les familles suivantes :

- TTL : (*Transistor Transistor Logic*) ou (logique à transistors), cette famille est très utilisée et représente un standard. Elle a connu de nombreuses évolutions : TTL série L (*Low Power*), TTL serie S (Schottky), TTL série LS (*Low Power Schottky*),
- CMOS : (*Complementary Metal Oxyde Semi-conductor*), cette famille utilise la logique à effet de champ complémentaire, elle associe des transistors MOS canal *N* et des transistors MOS canal *P* et présentent de ce fait une faible consommation et une grande immunité contre le bruit, elles sont très utilisées,
- ECL : (*Emitter Coupled Logic*) ce sigle anglais signifie « logique non saturé à couplage par émetteurs », cette famille est réservée pour les traitements ultra-rapides.

Pour un fonctionnement logique identique, chaque technologie offre des performances spécifiques sur le plan électrique : tension, courant, puissance et rapidité.

Une famille logique est donc caractérisée par ses paramètres électriques et temporels :

- la plage des tensions d'alimentation et la tolérance admise sur cette valeur,
- la plage des tensions associée à un niveau logique, en entrée ou en sortie,
- les courants pour chaque niveau logique, en entrée ou en sortie,
- le courant maximal que l'on peut extraire d'une porte logique et le courant absorbé en entrée,
- la puissance maximale consommée qui dépend souvent de la fréquence de fonctionnement.

Les performances dynamiques principales sont :

- les temps de montée (transition bas-haut) et de descente (transition haut-bas) des signaux en sortie d'une porte,
- les temps de propagation d'un signal entre l'entrée et la sortie d'une porte logique.

Paramètres caractéristiques :

V_{CC} : niveau de tension nécessaire pour alimenter le circuit. Pour la famille TTL, la tension d'alimentation est 5 volts avec une tolérance de 5 %.

$V_{IH(\min)}$: niveau de tension nécessaire pour avoir un 1 logique en entrée. Cette valeur est de 2 volts dans le cas d'un circuit TTL.

$V_{IL(\max)}$: niveau de tension maximal nécessaire pour avoir un 0 logique en entrée. Cette tension constitue de ce fait une limite supérieure de reconnaissance. Cette valeur est de 0,8 volt dans le cas d'un circuit TTL.

$V_{OH(\min)}$: niveau de tension minimale de la sortie d'un circuit logique correspondant à l'état logique 1. Cette valeur représente le minimum garanti par le constructeur. Cette valeur est de 2,7 volts dans le cas d'un circuit TTL.

$V_{OL(\max)}$: niveau de tension maximale de la sortie d'un circuit logique correspondant à l'état logique 0. Cette valeur représente le maximum garanti par le constructeur. Cette valeur est de 0,5 volt dans le cas d'un circuit TTL.

I_{IH} : courant absorbé par une borne d'entrée quand une tension au niveau haut est appliquée à cette entrée. Sa valeur est de $20 \mu\text{A}$ dans le cas d'un circuit TTL.

I_{IL} : courant fourni par une borne d'entrée quand une tension au niveau bas est appliquée à cette entrée. Sa valeur est de $-0,4 \text{ mA}$ dans le cas d'un circuit TTL.

I_{OH} : courant fourni par une borne de sortie placée au niveau logique 1. C'est le courant absorbé par les entrées auxquelles la sortie est accordée. Sa valeur est de $-0,4 \text{ mA}$ dans le cas d'un circuit TTL.

I_{OL} : courant absorbé par une sortie placée au niveau logique 0. C'est le courant fourni par les entrées des portes auxquelles la première est raccordée. Sa valeur est de 8 mA dans le cas d'un circuit TTL.

Remarque : le signe + signifie que la porte absorbe le courant et le signe – qu'elle en émet.

Sortance :

la sortie d'une porte logique doit pouvoir piloter plusieurs entrées logiques. La sortance, ou facteur de charge, est définie comme le nombre maximal d'entrées logiques standards qui peuvent être pilotées sans problème par une sortie.

Caractéristiques d'une impulsion :

un signal logique qui traverse un circuit subit toujours une déformation : retards, temps de montée et temps de descente. Prenons le cas d'un inverseur, les paramètres d'une impulsion et les temps de retard sont donnés sur la figure ci-dessous.

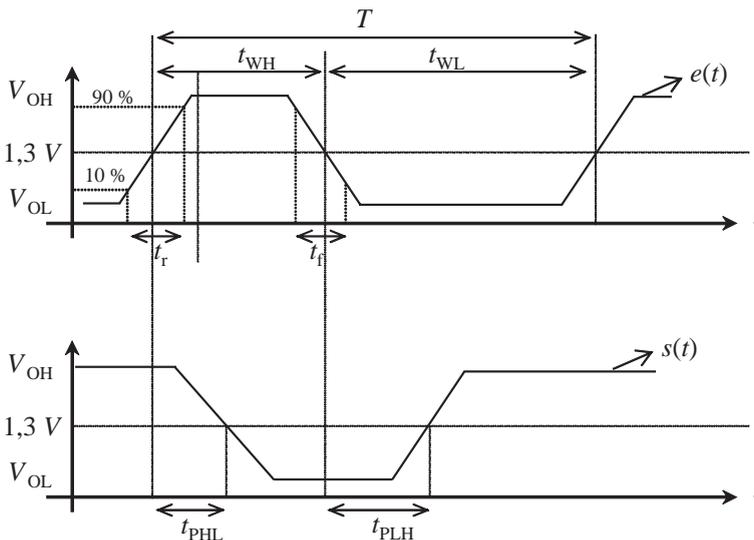


Figure L.5 Paramètres d'une impulsion et temps de retard

Deux retards de propagation sont définis :

t_{PHL} (*propagation delay time high to low level*) : temps de propagation ou retard pour passer du niveau logique 1 au niveau logique 0.

t_{PLH} : (*propagation delay time low to high level*) : temps de propagation ou retard pour passer du niveau logique 0 au niveau logique 1.

Logique floue

La logique floue, qui connaît un grand développement ces dernières années, est une forme de raisonnement logique permettant de représenter des éléments d'un ensemble par des coefficients compris entre les deux valeurs 0 et 1 de la logique binaire.

Il existe donc beaucoup de possibilités allant du vrai au faux, un coefficient de vraisemblance étant associé à chaque événement.

Longueur d'onde (voir onde)

LSB

Sigle en anglais (*Least Significant Bit*) qui désigne le *digit* dont le poids est le plus faible pour un mot binaire.

Lumière

La lumière est une onde électromagnétique transverse progressive dont le déplacement est perpendiculaire à la direction de propagation, ce qui explique le phénomène de polarisation. On dit alors que la lumière est totalement polarisée et on donne souvent au champ électrique E le nom de vibration lumineuse.

La lumière est de nature ondulatoire et on parle de la lumière même lorsque le spectre se trouve dans la gamme des ondes invisibles (ultraviolet ou infrarouge).

La lumière est dite monochromatique lorsqu'une seule onde (une seule couleur) est émise ; dans les autres cas, la lumière est dite naturelle. Dans ce cas, elle peut être modélisée par la superposition de deux ondes polarisées rectilignement dans deux directions perpendiculaires entre elles. Ces deux ondes ont les mêmes amplitudes, mais n'ont aucune relation entre leurs deux phases respectives :

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \text{ varie aléatoirement en fonction du temps.}$$



M

En minuscule, la lettre m représente le symbole du mètre.

Machine à courant continu

Une machine à courant continu peut jouer le rôle de moteur ou de génératrice. Elle se compose :

- d'un circuit magnétique comportant une partie fixe (stator), une partie tournante (rotor) et d'un entrefer,
- d'une source de champ magnétique (bobines ou aimant permanent),
- d'un collecteur associé à des balais et qui permet de relier le rotor à un circuit électrique externe.

La relation qui relie la force électromotrice au niveau du collecteur, la vitesse angulaire de rotation et le flux du champ magnétique est :

$$E = K \Phi \Omega$$

E en volts, Φ en webers et Ω en radians par seconde.

K est une constante exprimée en $V/Wb \cdot rad \cdot S^{-1}$.

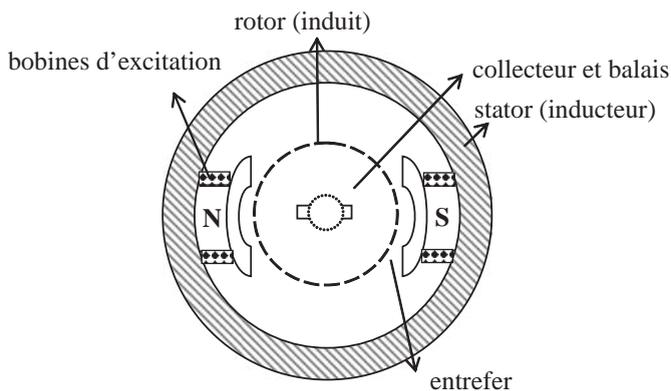


Figure M.6 Schéma en coupe d'une machine à courant continu

Magnétisme

Le magnétisme est l'étude des propriétés des champs magnétiques produits d'une façon naturelle (aimants naturels) ou d'une façon artificielle (aimants artificiels). Notons que le terme

magnétisme est souvent utilisé à tort pour désigner l'électromagnétisme, qui n'est en réalité qu'une partie du magnétisme.

On définit alors pour chaque aimant un pôle nord et un pôle sud. Les mêmes pôles de deux aimants se repoussent, les pôles contraires s'attirent.

Maille

Une maille est un contour fermé constitué par une succession de branches, mais ne comportant jamais deux fois la même branche (ne passant jamais deux fois sur le même Nœud). Dans le schéma de la figure suivante, l'exemple de maille noté BNPMB contient quatre branches ayant chacune un élément. ABMA est un autre exemple de maille constituée de trois branches. La branche AM est soit la branche constituée par la résistance, soit la branche constituée par la source de courant.

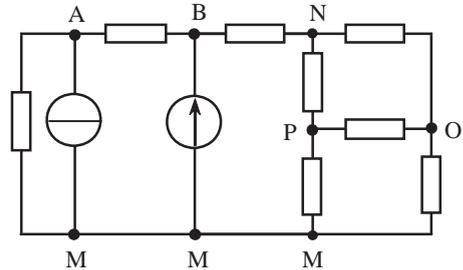


Figure M.7 Exemple d'un réseau électrique

Marge de gain, marge de phase (voir Nyquist)

Lorsque l'on travaille avec un système bouclé, la chaîne directe A a une fonction de transfert $H(j\omega)$, en réalisant une contre-réaction, la fonction de transfert est :

$$T(j\omega) = \frac{V_S}{V_e} = \frac{H(j\omega)}{1 + H(j\omega)K(j\omega)}$$

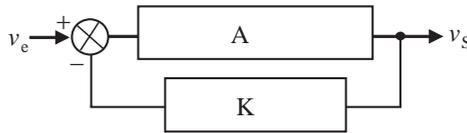


Figure M.8 Schéma bloc d'un système bouclé

Le gain de boucle est : $T(j\omega) = |K| \times |A| \times e^{j(\varphi_K + \varphi_A)} = |T| \times e^{j\varphi_T}$

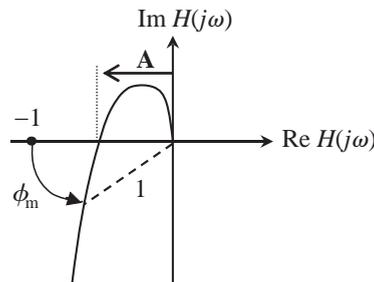


Figure M.9 Marges de stabilité : gain et phase

Supposons $K = 1$, retour unitaire, si $H(j\omega)$ est multiplié par un gain constant G_0 , la fonction de transfert du système bouclé devient :

$$T(j\omega) = \frac{V_S}{V_e} = \frac{G_0 \times H(j\omega)}{1 + G_0 \times H(j\omega)}$$

Marge de gain

Le système devient instable si l'amplification A (en automatique, on dit le gain A) obtenue pour un déphasage de π (180) donne $G_0 \times A > 1$.

On appelle marge de gain (exprimé souvent décilog) la quantité :

$$G_m = \frac{1}{A} \quad \text{ou} \quad G_m(\text{déci log}) = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{A} \right).$$

Pour un déphasage de π , le gain de la boucle doit rester inférieur à l'unité.

Marge de phase

Le système devient instable si l'on perturbe la phase en l'augmentant, l'amplification de la boucle se trouve égale (ou supérieure) à l'unité.

On appelle marge de phase le déphasage maximal tolérable avant l'instabilité.

Pour un gain en boucle unité, le déphasage doit rester supérieur à $-\pi$.

Maxwell (équations de)**Notations :**

On désigne par :

\vec{E} : vecteur champ électrique en V/m

\vec{H} : vecteur champ magnétique en A/m

\vec{D} : vecteur induction électrique en A/m

\vec{B} : vecteur induction magnétique en Tesla

ρ : densité volumique des charges électriques en coulomb/m³

ρ_s : densité surfacique des charges électriques en coulomb/m²

J : densité de courant en A/m²

J_s : densité surfacique de courant en A/m

ε : permittivité du milieu ($\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$), ε_r étant la permittivité relative du milieu par rapport à celle du vide ε_0 :

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \text{ F/m}$$

μ : perméabilité du milieu ($\mu = \mu_r \mu_0$), μ_r étant la perméabilité relative du milieu par rapport à celle du vide μ_0 :

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$$

σ : conductibilité du milieu en Siemens/m

Les phénomènes électromagnétiques usuels peuvent être décrits au moyen de l'ensemble constitué de quatre vecteurs : champ et induction électrique \vec{E} , \vec{D} , champ et induction magnétique \vec{H} , \vec{B} . Ces vecteurs ne sont pas indépendants les uns des autres, mais sont reliés par quatre relations fondamentales : ce sont les équations de Maxwell.

Notons que ces équations sont valables dans le cas d'un phénomène statique, les termes faisant intervenir une dérivée par rapport au temps étant alors nuls.

Théorème de Gauss pour l'induction électrique

Le flux de l'induction électrique \vec{D} à travers une surface fermée S est égal à la somme algébrique des charges situées dans le volume délimité par S .

$$Q = \iiint_V \rho \, dv = \iint_S \vec{D} \cdot \vec{n} \, ds$$

Or, d'après le théorème de Gauss : $\iint_S \vec{D} \cdot \vec{n} \, ds = \iiint_V \operatorname{div} \vec{D} \, dv$

soit $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$: équation n° 1

Théorème de Gauss pour l'induction magnétique

Puisque les charges magnétiques n'existent pas, l'application du théorème de Gauss montre que le flux de \vec{B} à travers toute surface fermée est nul.

$$\iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} \, ds = 0, \quad \text{ce qui s'écrit : } \iiint_V \operatorname{div} \vec{B} \, dv = 0$$

soit $\operatorname{div} \vec{B} = 0$: équation n° 2

Loi de la conservation de l'électricité

C'est la loi qui définit l'intensité du courant comme la diminution pendant l'unité de temps des charges emmagasinées dans un volume V .

$$I + \frac{\partial Q}{\partial t} = 0$$

$$\text{Or } \vec{I} = \iint_S \vec{J} \times \vec{n} \, dS = 0 \quad \text{et} \quad Q = \iiint_V \rho \, dv$$

En utilisant le théorème de Gauss, il vient : $\iint_S \vec{J} \times \vec{n} \, ds = \iiint_V \operatorname{div} \vec{J} \, dv$.

Nous retrouvons donc la loi de la conservation de l'électricité : $\operatorname{div} \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$.

Relation de Maxwell-Ampère

En utilisant la première équation de Maxwell, $\operatorname{div} \vec{D} = \rho$, on trouve : $\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

L'expression de la conservation de l'électricité devient : $\operatorname{div} \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0$

Le vecteur $\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ est appelé courant total. Ce courant est composé de deux termes : \vec{J}

(courant de conduction) et $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ (courant de déplacement).

En substituant le courant total au courant de conduction dans l'expression du théorème d'Ampère, on obtient la troisième équation de Maxwell :

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} : \quad \text{équation n° 3}$$

Cette relation peut s'écrire sous forme intégrale : $\int_C \vec{H} \times \vec{n} \, dl = \iint_S \vec{J} \times \vec{n} \, ds$.

Loi de Faraday : 4^e équation de Maxwell

La force électromotrice e , induite dans un circuit fermé, est égale à l'opposé du taux de variation dans le temps, du flux magnétique à travers le circuit :

$$e = \int_C \vec{E} \times \vec{n} \, dl = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n} \, ds = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} \, ds$$

En appliquant à e le théorème de Stokes, il vient :

$$\int_C \vec{E} \times \vec{n} \, dl = \iint_S r \, \vec{\partial}_t \vec{E} \times \vec{n} \, ds$$

d'où : $r \, \vec{\partial}_t \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$: équation n° 4

Mémoire (voir EPROM, EEPROM)

Une mémoire est un circuit électronique conçu pour recevoir et mémoriser (avant traitement) des informations en provenance de différents points d'un système : processeur de signal, microprocesseur, micro-ordinateur, circuit numérique, convertisseur analogique-numérique...).

Il existe, de ce fait, deux grandes familles de mémoires :

- mémoires mortes dites ROM (*Read Only Memory*) : ce sont des mémoires non volatiles qui sont programmées une fois pour toutes et ne peuvent qu'être lues.
- mémoires vives dites RAM (*Random Access Memory*) : ce sont des mémoires dans lesquelles on peut lire ou écrire des informations.

On trouve aussi différentes façons d'agir sur les mémoires :

- mémoires à accès aléatoires : il s'agit de mémoires mortes ou vives qui permettent d'accéder aux données au moyen d'une adresse aléatoire sans obligation de suivre un ordre précis,
- mémoires à accès séquentiels : il s'agit de mémoires mortes ou vives qui permettent d'accéder aux données au moyen d'une adresse mais seulement après une séquence précise en suivant un ordre précis,
- mémoires dynamiques : il s'agit de mémoires vives à lectures et écritures, mais il faut rafraîchir la capacité grille-source du transistor MOS à la valeur logique souhaitée,
- mémoires statiques : il s'agit de mémoires vives à lectures et écritures, dont les éléments mémoires sont des bascules bistables.

Métal

Un matériau est qualifié de métal lorsque le nombre d'électrons libres est très élevé. La conductivité est comprise entre 10^2 et 10^6 S/cm. Le gap qui sépare la bande de valence et la bande de conduction est très faible. On dit que la bande de conduction est saturée.

Mètre

C'est l'unité fondamentale en système international qui mesure la longueur. Le symbole est m . Un mètre est par définition égal à la distance parcourue par la lumière dans le vide pendant $1/c$ seconde, c étant la célérité de la lumière dans le vide.

Micro-ondes

On parle souvent de micro-ondes ou d'hyperfréquences lorsque l'on désigne les ondes électromagnétiques dont la longueur d'onde est comprise entre 1 mm et 1 cm. Les fréquences des micro-ondes sont donc comprises entre 3 GHz et 300 GHz.

Ces fréquences permettent, lors de la modulation, de transporter une très grande quantité d'informations, ce qui explique l'intérêt accordé aux micro-ondes pour les applications civiles et militaires : satellites, émissions télévision par satellite, chauffage, radars...

Noter que l'étude de ces fréquences élevées nécessite de tenir compte des paramètres du milieu souvent négligés pour les basses fréquences. Les dimensions des composants ne sont plus négligeables et même une ligne supposée équipotentielle en basses fréquences ne présente plus le même potentiel en chaque point pour les fréquences élevées.

Microstrip (ligne : voir ligne de transmission)

Les lignes *microstrips* sont des lignes utilisées dans les circuits hyperfréquences. Ces lignes ne sont pas idéales, les trois grandeurs qui définissent le comportement d'une ligne dans ses aspects les plus directement sensibles sont : la longueur d'onde, le coefficient d'affaiblissement α et l'impédance caractéristique Z_0 :

$$\alpha + j \frac{2\pi}{\beta} = \sqrt{[(Rl + j\omega Ll)(Gl + j\omega Cl)]}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{Rl + j\omega Ll}{Gl + j\omega Cl}}$$

Seul le condensateur C_1 peut être considéré comme une constante indépendante de la fréquence. En fait, il conviendrait d'écrire $R_1(\omega)$, $G_1(\omega)$ et $L_1(\omega)$. $L_1(\omega)$ devient indépendant de la fréquence quand ω augmente et tend vers une limite $L_1(\omega = \infty)$.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad \delta \text{ devient nulle pour } \omega = \alpha$$

En très hautes fréquences, nous pouvons donc utiliser la théorie des lignes idéales :

$$\sqrt{cl} = \frac{1}{v} = \sqrt{\varepsilon\mu}$$

Par contre, pour les basses fréquences, $R(\omega)$ et $G(\omega)$ sont respectivement de même ordre de grandeur que $L(\omega)$.

Considérons deux conducteurs en parallèle dans le vide, l'impédance caractéristique Z_0 et la vitesse de propagation sont données par :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad \text{et} \quad V_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

Supposons maintenant un diélectrique à la place du vide, la self ne change pas mais la capacité change, on note :

$$\varepsilon_e = \frac{C}{C_0}, \quad C \text{ est la nouvelle valeur de la capacité et } C_0 \text{ est la capacité dans le vide.}$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{L_0 C}} = \frac{V_0}{\sqrt{\epsilon_e}}, Z_C = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_e}}$$

Z_c nouvelle impédance caractéristique. Z_0 est l'impédance caractéristique dans le vide. ϵ_e est la constante diélectrique effective ou globale de la ligne qui dépend de la géométrie et du diélectrique. De même, la longueur d'onde devient λ tel que :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \sqrt{\epsilon_e}$$

Remarque : pour une géométrie donnée et pour un ϵ_r donné (donc Z_c fixe), les pertes sont d'autant plus fortes que l'épaisseur h du substrat est petite. Pour h donné, les pertes augmentent avec Z_0 et ϵ_r .

Miller (effet)

Soit un circuit complexe, et une impédance Z entre les nœuds (1) et (2) de ce circuit.

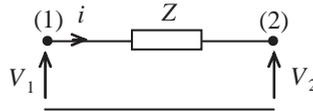


Figure M.10 Montage simplifié servant pour illustrer l'effet Miller

Vu du nœud (1), l'impédance Z qui est parcourue par le courant i est équivalente à une impédance Z_1 , située entre ce nœud (1) et la masse et dont la valeur est :

$$i = \frac{v_1 - v_2}{Z} = v_1 \frac{\left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)}{Z} = \frac{v_1}{\frac{Z}{\left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)}}, \text{ on note : } Z_1 = \frac{Z}{\left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)}$$

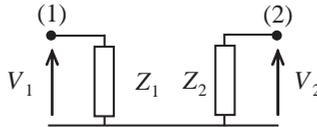


Figure M.11 Principe des impédances ramenées pour illustrer l'effet Miller

De même, pour le nœud (2), Z est équivalente à une impédance Z_2 située entre ce nœud (2) et la masse dont la valeur est :

$$Z_2 = \frac{Z}{\left(1 - \frac{v_1}{v_2}\right)}$$

Effet Miller (proprement dit)

On réserve le nom d'effet Miller au cas particulier où Z est un condensateur et (1) et (2) l'entrée et la sortie, respectivement, d'un montage défini par un gain A_v (négatif) égal à v_2/v_1 . L'impédance Z est de la forme $1/jC\omega$.

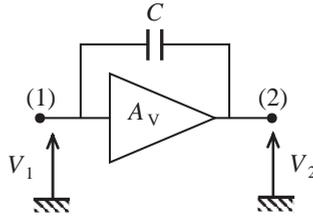


Figure M.12 Principe de l'effet Miller proprement dit

À l'entrée, l'impédance Z_1 est :

$$Z_1 = \frac{1}{jC\omega \times \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)}$$

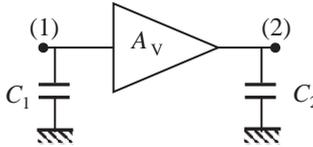


Figure M.13 Capacités ramenées pour illustrer l'effet Miller

Soit : $Z_1 = 1/jC_1\omega$, avec : $C_1 = C \times (1 - A_v)$.

Si A_v réel négatif, on a : $C_1 = C \times (1 + |A_v|)$.

Le condensateur C , placé en contre-réaction, (entre sortie et entrée) se comporte :

- comme un condensateur en entrée de valeur : $C \times (1 + |A_v|)$.
- comme un condensateur en sortie de valeur $C \times (1 + (1/|A_v|))$.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Si } |A_v| \gg 1 \\ C_1 \approx C \times A_v \\ C_2 \approx C \end{array} \right\} = \text{effet Miller}$$

Cet « effet » apparaît à toutes les fréquences et ne présente pas que des conséquences négatives, on peut ainsi simuler des condensateurs de fortes valeurs ; cependant, on cite le plus souvent l'effet Miller à propos des transistors en hautes fréquences lorsque associé à une approximation il facilite le calcul des fréquences de coupure haute.

Millman (Théorème de)

Ce théorème donne une généralisation du théorème de *superposition*. Cette autre façon d'écrire la loi des nœuds permet de calculer la différence de potentiel entre un nœud N et le nœud de référence des potentiels.

Soit M un nœud du circuit choisi comme référence de potentiel $V_M = 0$. Supposons n branches connectées à un nœud A. Chaque branche constitue un dipôle vu entre le nœud N et celui de référence, ce qui permet de remplacer la branche réelle par son modèle équivalent de Thévenin.

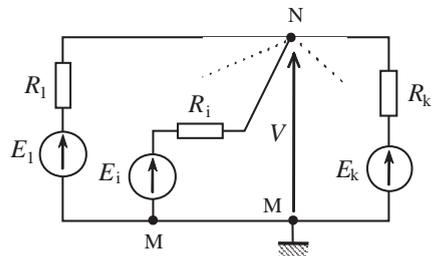


Figure M.14 Principe du théorème de Millman

Si nous effectuons un court-circuit entre le nœud N et le nœud de référence, le courant de court-circuit (courant de Norton) est égal à la somme des courants fournis par chaque source.

$$I_N = I_{CC} = \int_{i=1}^n \frac{E_i}{R_i} = \frac{E_1}{R_1} + \frac{E_2}{R_2} + \frac{E_3}{R_3} + \dots + \frac{E_n}{R_n}$$

Lorsque nous passivons les sources de tension, toutes les résistances se trouvent en parallèle ; la conductance équivalente est égale à la somme des conductances de chaque source.

La tension mesurée au nœud N est donc égale au produit de la résistance équivalente par la valeur de la source de courant, soit :

$$V_N = \frac{\int_{i=1}^n E_i G_i}{\int_{i=1}^n G_i} = \frac{E_1 G_1 + E_2 G_2 + E_3 G_3 + \dots + E_n G_n}{G_1 + G_2 + G_3 + \dots + G_n} = \frac{\frac{E_1}{R_1} + \frac{E_2}{R_2} + \frac{E_3}{R_3} + \dots + \frac{E_n}{R_n}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n}}$$

Modem

Ce terme résulte de la contraction de l'expression « MODulator-DEMulator ». Il s'agit d'un dispositif électronique qui sert à connecter un terminal ou un ordinateur à une ligne téléphonique.

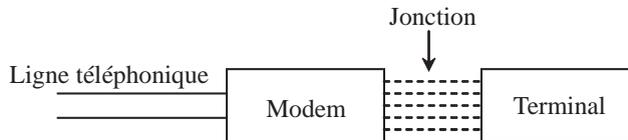


Figure M.15 Connexion modem-terminal

Dans le modem, on trouve les parties concernant la modulation-démodulation, la régénération, le mode d'émission, l'horloge, les appels et les réponses automatiques ainsi que l'adaptation à la ligne.

Noter que la compatibilité entre les deux équipements (modem et terminal) nécessite un choix très soigné de la jonction. On trouve plusieurs types de modem qui servent pour des applications diverses en fonction :

- du débit en bit/seconde
- du débit maximal de moments en bauds,
- du type de modulation appliquée (FSK, DPSK...).

Monomode (voir fibre optique)

Monostable (voir bascule, voir aussi temporisateur)

Monotonocité (voir convertisseur numérique-analogique)

Monovibrateur (voir bascule, voir aussi temporisateur)

MOS-FET

Les MOS-FET fonctionnent suivant un principe basé sur un effet de champ. Ils ont des caractéristiques qui, à part le signe de la tension de commande, ressemblent beaucoup à celles des J-FET.

Considérons un MOS-FET à structures linéaires schématisé à la figure M11. Le drain et la source sont reliés à des régions N disposées aux extrémités d'un barreau de semi-conducteur P appelé substrat. La grille est isolée du substrat par une couche de silice.

Pour un MOS-FET à enrichissement, la couche de silice est directement en contact avec le substrat. On relie le substrat à la source.

Si la grille est aussi reliée à la source, ($U_{GS} = 0$) et si la tension U_{DS} est positive, la jonction PN drain-substrat est polarisée en inverse et aucun courant ne passe.

Portons la grille à une tension positive par rapport à la source. Le champ créé par la grille positive repousse les porteurs majoritaires (trous +) de la zone P du substrat, et les éloigne de la couche de silice. Il reste au contact de cette couche un étroit canal N c'est-à-dire une zone de passage que peuvent emprunter les électrons. Le canal est plus large du côté de la source que du côté du drain car :

$$U_{GS} > U_{GD} \quad (U_{GD} < 0 \text{ si } U_{DS} > U_{GS})$$

Pour qu'un canal soit ainsi induit par la tension grille, il faut que U_{GS} soit au moins égal à une tension seuil U_T . Le canal est alors tout juste formé du côté drain ($U_{GS} = U_{DS} = U_T, U_{GD} = 0$). À cet endroit, le canal présente l'équivalent de la zone de pincement des J-FET. De la même manière, la tension U_{GS} module la largeur du canal et le courant I_D .

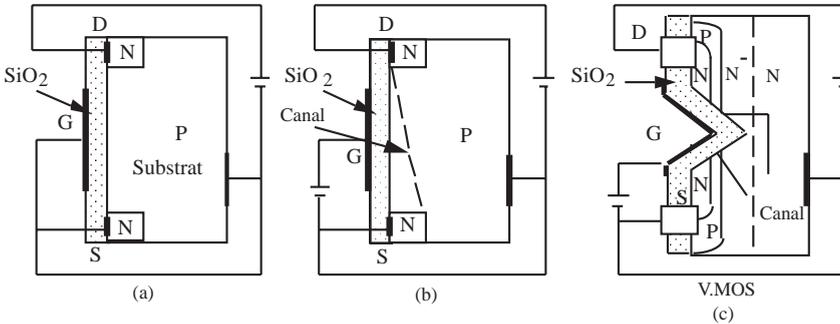


Figure M.16 Structure d'un MOS-FET

La tension U_{GS} est toujours positive, ce qui est caractéristique d'un MOS à enrichissement. La tension seuil est 1,4 V pour le transistor étudié, le constructeur donne la valeur minimale : 0,8 V et la valeur typique : 1,7 V.

L'ordre de grandeur du courant I_D est 10 fois plus élevé que le courant d'un JFET, non parce que c'est un transistor MOS mais parce que c'est un transistor de puissance. Un VMOS peut dissiper 12 watts à 25° avec un radiateur approprié, soit 2 A sous 6 V ou 300 mA sous 40 V, si l'on considère le courant ou la tension max. admissibles). La caractéristique $I_D = f(U_{GS})$ n'a une allure parabolique que pour des courants inférieurs à 400 mA environ, ensuite, elle est linéaire.

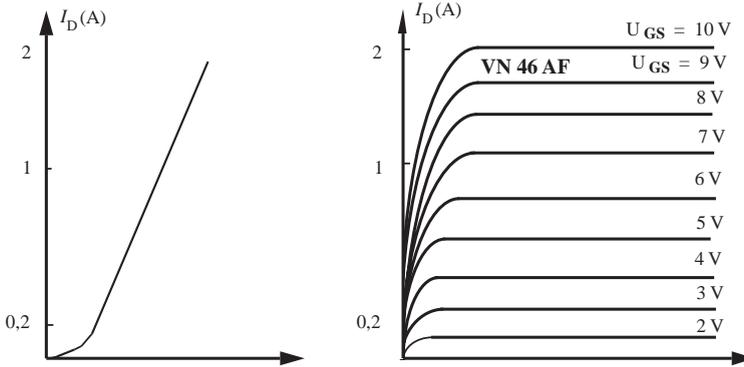


Figure M.17 Caractéristiques d'un transistor VMOS canal N

Pour les transistors MOS à enrichissement-appauvrissement, qui ont un canal initial déjà formé par une mince couche N sous la couche de silice en l'absence de polarisation, les caractéristiques ont encore même allure mais U_{GS} prend des valeurs positives et négatives. On retrouve les paramètres spécifiques à l'effet de champ :

$$g_m = g_{mo} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_p} \right) = g_{mo} \frac{\sqrt{I_D}}{\sqrt{I_{DSS}}}$$

r_{DS} est quasi-infinie et la conductance drain-source r_{ds} est nulle. C'est à peu près le cas pour le transistor étudié, mais pas pour l'ensemble des MOS.

La résistance d'entrée est infinie car le courant d'entrée est de l'ordre du nanoampère.

Morgan (théorème de)

En électronique numérique, les fonctions logiques brutes doivent souvent être simplifiées. Parmi les méthodes qui permettent de manipuler les fonctions logiques, on trouve le théorème de Morgan :

$$\overline{x + y + z + \dots} = \bar{x} \bar{y} \bar{z} \dots$$

$$\overline{\bar{x} \cdot \bar{y} \cdot \bar{z} \dots} = \bar{x} + \bar{y} + \bar{z} + \dots$$

Moteur à courant continu (voir machine à courant continu)

Moteur : voir asynchrone, voir aussi synchrone

Moteur pas-à-pas

Un moteur pas-à-pas est un moteur dont le rotor ne peut prendre qu'une seule position stable. Le passage d'une position à une autre représente le déplacement élémentaire (pas) du moteur.

Moyenne temporelle (voir ergodisme)

Moyenne (valeur : voir série de Fourier, voir aussi)

Multimode (voir fibre optique)

Multiplexage fréquentiel

Prenons le cas de la téléphonie analogique, nous allons véhiculer sur la ligne un signal électrique analogique dont la fréquence varie de 300 Hertz à 3,4 KHz.

La bande passante est : $B = f_{CH} - f_{CB} = 3,4 \text{ kHz} - 300 \text{ Hz} = 3,1 \text{ kHz}$.

Par ailleurs, la bande passante de la ligne téléphonique peut atteindre des fréquences allant jusqu'au gigahertz sur une longueur moyenne reliant un abonné à son centre de distribution. La technique qui permet de faire passer plusieurs messages sonores sur la même ligne, qui est nommée multiplexage par répartition en fréquence, consiste en une *juxtaposition fréquentielle* des voies, alors que les signaux sont *superposés dans le temps* :

- chaque source (abonné) est modulée en bande latérale unique (voir modulation BLU) sur une porteuse de fréquence f_{0i} qui lui est propre : allocation d'une bande de fréquence différente à chaque message transmis. La bande utile pour chaque abonné est donc :

$$B_{Ai} = f_{CH} - f_{0i} = 3,4 \text{ kHz}$$

- pour avoir une certaine sécurité, on choisit une bande par abonné égale à 4 kHz et on réalise le multiplexage pour un groupe primaire de 12 sources (12 abonnés). La bande utile pour chaque groupe primaire est :

$$B_{gp} = 12 \times 4 \text{ kHz} = 48 \text{ kHz}$$

- on réalise le multiplexage de 5 groupes primaires qui forme de ce fait un groupe secondaire. La bande utile pour chaque groupe secondaire est donc :

$$B_{gs} = 5 \times 48 \text{ kHz} = 240 \text{ kHz}$$

Cette opération est ensuite répétée pour avoir un groupe principal de 900 abonnés.

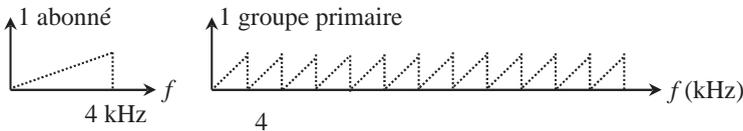


Figure M.18 Principe du multiplexage fréquentiel appliqué à la téléphonie

Multiplexage spatial (voir multiplexage fréquentiel)

Multiplexage temporel (TDM : time division multiplexing)

Supposons que l'on dispose d'informations numériques provenant de différentes lignes à faibles débits et prenons le cas de trois lignes A, B et C. Si nous disposons pour acheminer ces informations d'une ligne à haut débit (une fibre optique par exemple), cette ligne va acheminer l'information à grande vitesse.

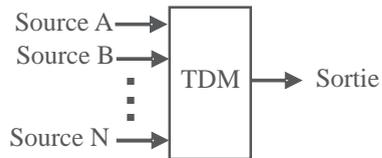


Figure M.19 Principe du multiplexage temporel

Nous pouvons donc réaliser un multiplexage temporel : le paquet provenant de A est envoyé et, au lieu d'attendre un autre paquet de A qui doit arriver après un certain temps (fonction du débit), on en profite pour acheminer l'information provenant de B et ensuite l'information provenant de C, et ainsi de suite.

Le multiplexeur temporel consiste donc à transmettre simultanément (séquentiellement), sur le même canal de transmission, des paquets de données provenant de différentes sources : A, B, C...

Ce type de multiplexage s'appelle TDM (Time Division Multiplexing).

Multiplexeur

C'est un circuit numérique qui permet de traiter successivement plusieurs sources d'information présentes sur plusieurs entrées. Prenons le cas d'un multiplexeur à quatre entrées. Deux entrées de sélection S_1 et S_2 sont nécessaires.

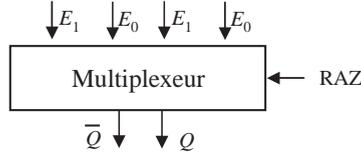


Figure M.20 Circuit multiplexeur numérique

La table de vérité est :

RAZ	S_1	S_2	Q	\bar{Q}
0	X	X	0	1
1	0	0	E_1	\bar{E}_1
1	0	1	E_2	\bar{E}_2
1	1	0	E_3	\bar{E}_3
1	1	1	E_4	\bar{E}_4

Multiplicateur analogique

Un multiplicateur ou multiplicateur analogique est un circuit intégré utilisé en synthèse des signaux, contrôle automatique, multiplication de fréquences... etc.

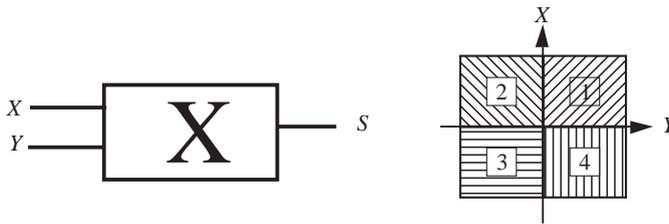


Figure M.21 Représentation symbolique et définition des quatre quadrants

Un multiplicateur analogique idéal doit présenter des caractéristiques précises. Généralement, un multiplicateur permet la multiplication de deux tensions d'entrée notées respectivement X et Y . La sortie est souvent une tension notée S . Cette tension est donnée par :

$$S = KXY, \quad K \text{ est un coefficient en } V^{-1}$$

Le fonctionnement en régime continu doit être possible. On trouve des multiplicateurs 1, 2 ou 4 quadrants. Cela traduit la possibilité de réaliser des multiplications pour que les tensions d'entrées X et Y soient toutes les deux positives, négatives ou de signes opposés. Il va de soi que le multiplicateur quatre quadrants est le plus performant puisqu'aucune précaution concernant les signes des tensions d'entrée n'est exigée.

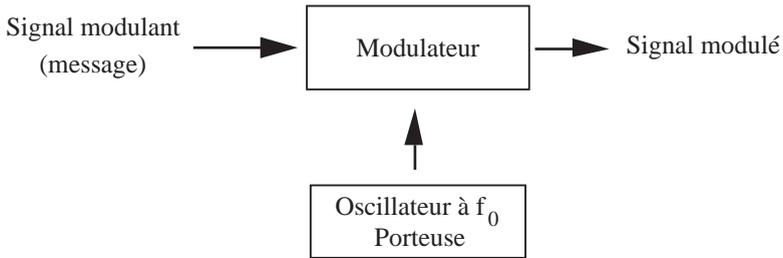


Figure M.23 Principe de la modulation

D'une façon générale, le rôle de la modulation est de faire subir au signal à transmettre des modifications afin de déplacer son spectre vers des fréquences élevées plus facilement transportables. Les principales raisons de l'utilisation de la modulation sont les suivantes :

- la transmission du signal dans un domaine de fréquences qui lui est favorable (dimensions des antennes, largeurs de bandes disponibles...). C'est le cas des fréquences audibles qui, sans subir de transformation (modulation), s'atténuent beaucoup, même pour des faibles distances.
- une meilleure protection du message contre le bruit, les interférences ou le brouillage. C'est le cas de plusieurs sources qui émettent toutes dans la gamme des fréquences audibles.
- la modulation permet le multiplexage en fréquence, ce qui revient à transmettre simultanément plusieurs messages dans des bandes de fréquences adjacentes pour assurer une bonne utilisation de la bande de fréquence autorisée.

La modulation trouve une large application dans le domaine de la télécommunication (radiophonie, télévision, téléphonie...). Elle est aussi utilisée dans les systèmes de détection (radar) ou dans l'instrumentation électronique. Le principe de la modulation est que chaque source d'information (émetteur radiophonique par exemple) choisit une haute fréquence qui lui est propre. Cette fréquence porte le nom de « fréquence de la porteuse » (ou « porteuse ») indiquant ainsi qu'elle est le support d'une information à transmettre qui représente le signal utile (signal modulant).

Modulations analogiques

Considérons une onde sinusoïdale pure qui constitue l'onde porteuse. En l'absence de toute modulation, cette onde est représentée par l'expression :

$$v(t) = V_0 \cos(\omega_0 t + \phi_0)$$

V_0 est l'amplitude maximale que peut prendre la porteuse,

ω_0 est la pulsation de la porteuse qui est égale à $2\pi f_0$

ϕ_0 est la phase à l'origine de la porteuse.

Ces trois constantes sont indépendantes du temps.

Prenons maintenant le cas d'un signal $s(t)$ porteur de l'information. Ce signal vient moduler la porteuse. En réalité, l'onde modulante se présente sous la forme d'un signal aléatoire. Toutefois, pour mieux comprendre le principe de la modulation, on va supposer que le signal

$s(t)$ est un signal sinusoïdal pur. Le signal modulé prend la forme :

$$x(t) = a(t) \cos(\psi(t)),$$

$a(t)$ est l'amplitude instantanée du signal modulé,

$\psi(t) = \omega_0(t) + \phi(t) + \phi_0$ est la phase instantanée.

Or, la pulsation instantanée est :

$$\omega_i(t) = \frac{d\psi(t)}{dt} = \omega_0(t) + \frac{d\phi(t)}{dt}.$$

Ces expressions montrent que l'on peut envisager deux grandes classes de modulations :

- la modulation d'amplitude pour laquelle $a(t)$ est fonction du signal modulant. Ce type de modulation est qualifié de modulation linéaire,
- la modulation angulaire pour laquelle $\psi(t)$ est fonction du signal modulant. Ce cas concerne la modulation de phase (la modulation de fréquence est un cas particulier de la modulation de phase).

Modulation d'amplitude

L'amplitude $V_0(t)$ de la porteuse devient une fonction linéaire du signal modulant $s(t)$ qui est porteur de l'information et qui est de fréquence faible devant la fréquence de la porteuse :

$$V_0(t) = A + ks(t)$$

On peut remarquer que $V_0(t) = V_0$ pour $s(t) = 0$. On obtient une onde décrite par :

$$v(t) = [A + ks(t)] \times \cos(\omega_0 t + \phi_0)$$

Le principe de la modulation d'amplitude à porteuse conservée ou AM (*Amplitude Modulation*) revient à multiplier un signal sinusoïdal de fréquence élevée (la porteuse) par un signal composé de l'addition d'un signal continu (*offset*) et d'un signal basse fréquence (signal qui représente l'information utile ou message).

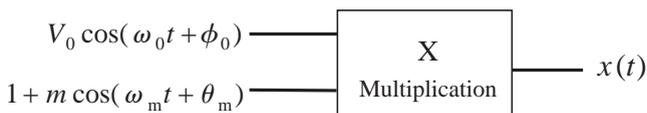


Figure M.24 Principe de la modulation d'amplitude à porteuse conservée

Le signal modulé $x(t)$ de sortie est :

$$x(t) = [V_0 + K s(t)] \cos(\omega_0 t + \phi_0)$$

Sachant que : $s(t) = S_m \cos(\omega_m t + \phi_m)$, on obtient :

$$x(t) = [V_0 + (K \cdot S_m) \cos(\omega_m t + \phi_m)] \times \cos(\omega_0 t + \phi_0),$$

$$\text{soit : } x(t) = V_0 \left[1 + \frac{K \cdot S_m}{V_0} \cos(\omega_m t + \phi_m) \right] \times \cos(\omega_0 t + \phi_0)$$

Le terme qui précède $\cos(\omega_0 t + \phi_0)$ correspond à l'amplitude maximale que peut prendre le signal modulé.

$$m = \frac{K \cdot S_m}{V_0} \geq 1$$

La constante de proportionnalité m est appelée taux « ou indice » de modulation. Il est courant de l'exprimer en pourcentage.

Le taux de modulation sera donné par :

$$m = \frac{x_{\max}(t) - x_{\min}(t)}{x_{\max}(t) + x_{\min}(t)}$$

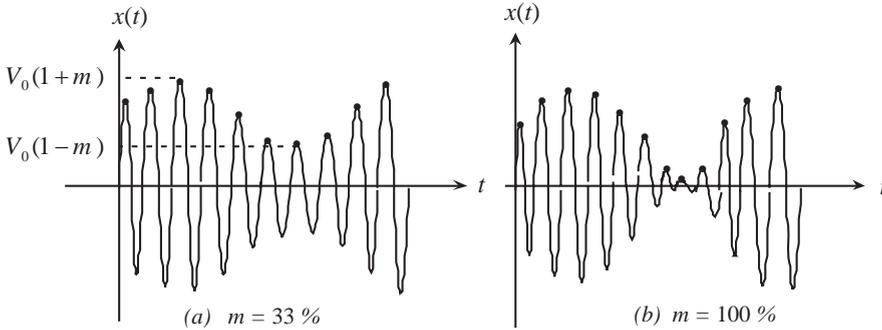


Figure M.25 Allure d'un signal modulé en amplitude

Remarque : le signal basse fréquence n'a plus d'existence réelle. Néanmoins, si l'on prend les valeurs maximales (ou minimales) du signal modulé, on retrouve des points qui coïncident avec le signal basse fréquence. Dans le cas réel d'un taux de modulation inférieur à 100 %, ces points sont *tous* au dessus de l'axe des temps si l'on choisit les valeurs maximales des tensions. Le lieu de ces points est désigné par *l'enveloppe* du signal modulé.

Représentation spectrale

Le spectre d'un signal se compose du spectre en amplitude, du spectre en puissance ou le spectre en phase.

Supposons : $\phi_0 = \phi_m = 0$, le signal modulé résultant s'écrit :

$$x(t) = V_0 [1 + m \cos(\omega_m t)] \times \cos(\omega_0 t)$$

$$x(t) = V_0 \cos(\omega_0 t) + \frac{mV_0}{2} \cos[(\omega_0 + \omega_m)t] + \frac{mV_0}{2} \cos[(\omega_0 - \omega_m)t]$$

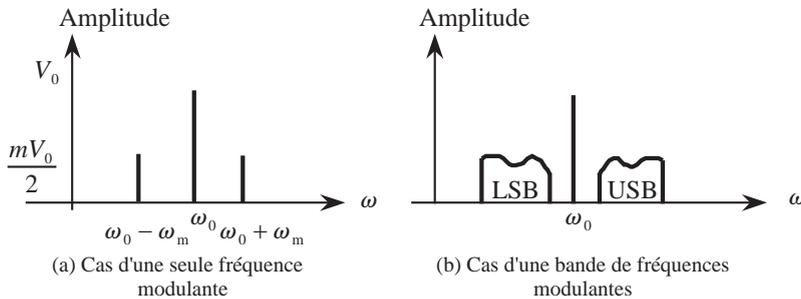


Figure M.26 Représentation spectrale d'un signal modulé en amplitude

Une onde modulée en amplitude se compose donc de trois ondes :

- l'onde porteuse qui est à la pulsation ω_0 ,
- deux ondes de pulsations (fréquences) respectives $(\omega_0 + \omega_m)$ et $(\omega_0 - \omega_m)$ que l'on désigne sous le nom de pulsations (fréquences) latérales.

En réalité, le signal modulant n'est pas sinusoïdal, mais aléatoire. Il comporte plusieurs fréquences modulantes, on trouve donc la fréquence de la porteuse et deux bandes latérales appelées respectivement bande latérale supérieure ou en anglais USB (*Upper Side Band*) et bande latérale inférieure ou en anglais LSB (*Lower Side Band*).

L'expression de la puissance se décompose comme suit :

$$P_{\text{totale}} = \underbrace{\frac{\left(\frac{V_0}{\sqrt{2}}\right)^2}{R}}_{P_{\text{porteuse}}} + \underbrace{\frac{\left(\frac{mV_0}{2\sqrt{2}}\right)^2}{R}}_{P_{USB}} + \underbrace{\frac{\left(\frac{mV_0}{2\sqrt{2}}\right)^2}{R}}_{P_{LSB}}$$

R est la résistance équivalente de l'antenne. On a donc :

$$P_{USB} = P_{LSB} = (m^2/4) P_{\text{porteuse}}.$$

m étant au maximum égal à 1, la puissance véhiculée dans les deux bandes latérales ne peut dépasser, dans les meilleurs des cas, le tiers de la puissance totale émise. La transmission en AM à porteuse conservée entraîne un gaspillage considérable d'énergie.

Modulation d'amplitude à porteuse supprimée

Un signal modulé en amplitude sans porteuse : DSB-SC (*Double Side Band-Suppressed Carrier*) s'écrit sous la forme suivante :

$$x(t) = V_0 S_m \cos(\omega t) \times \cos(\omega_0 t) = X \cos(\omega t) \times \cos(\omega_0 t)$$

Le spectre se réduit à deux raies (ou deux bandes latérales) de part et d'autre de la fréquence f_0 (pulsation ω_0), comme indiqué à la figure ci-dessous.

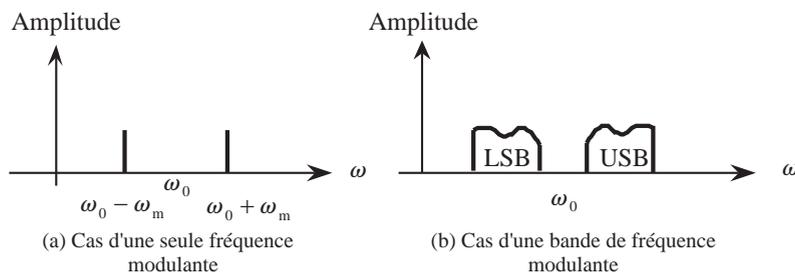


Figure M.27 Représentation spectrale d'un signal modulé DSB-SC

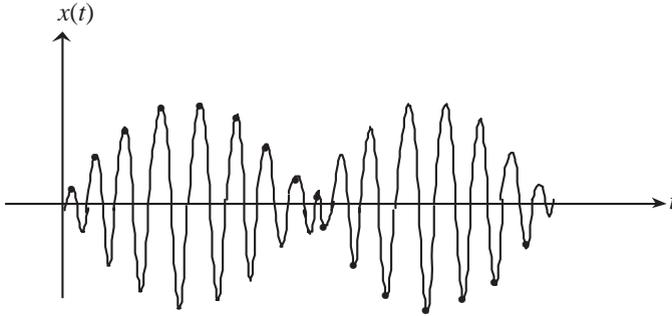


Figure M.28 Représentation temporelle d'un signal modulé DSB-SC

Les points en gras donnent l'allure du signal basse fréquence

Remarque : l'allure du signal basse fréquence (signal utile) ne peut plus être obtenue en prenant seulement les valeurs maximales du signal modulé. Dans ce cas, on retrouve l'alternance positive, mais l'alternance négative serait redressée.

Même si la modulation en amplitude à porteuse supprimée (DSB-SC) présente l'avantage de gagner au niveau de la puissance émise, l'encombrement spectral reste identique à celui nécessaire dans le cas de la modulation d'amplitude à porteuse conservée. La modulation d'amplitude à porteuse supprimée n'est pas utilisée comme, mais sert comme technique de multiplexage. C'est le cas par exemple de la modulation en fréquence stéréophonique qui fait appel à la DSB-SC pour obtenir l'effet stéréophonique (voir stéréophonique). On trouve aussi la DSB-SC dans les systèmes de télévision « PAL ».

Modulation à bande latérale unique (BLU)

Le signal modulé à bande latérale unique s'écrit sous la forme suivante :

$$x(t) = K V_0 S_m \cos((\omega_0 + \omega)t) \quad \text{ou} \quad x(t) = K V_0 S_m \cos((\omega_0 - \omega)t)$$

$K V_0 S_m$ est une tension proportionnelle au produit des amplitudes respectives du signal basse fréquence et du signal haute fréquence. La valeur efficace de cette tension sera notée $K' V_0 S_m$.

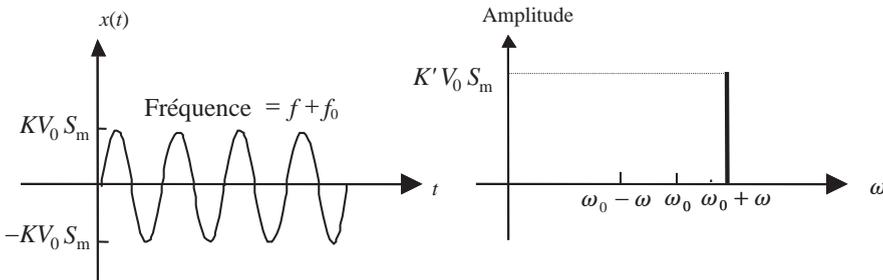


Figure M.29 Représentation temporelle du signal modulé en USB et spectre de ce signal

Remarque : ce type de modulation est connu en français sous le nom de modulation à bande latérale unique « BLU » ou en anglais (SSB-SC : *Single Side Band-Suppressed*

Carrier). On peut remarquer que l'émission en bande latérale unique se ramène à l'émission d'une fréquence pure obtenue soit par l'addition de f_0 et f , ($f_0 + f$), soit par la différence ($f_0 - f$).

Selon que l'on supprime la bande latérale supérieure ou la bande latérale inférieure, on dit que l'on émet en BLS ou USB « *Upper Side Band* » ou bien on émet en BLI ou LSB « *Lower Side Band* ».

Modulation de fréquence (voir bande de Carson)

Le signal modulant $s(t)$ affecte la fréquence instantanée f_i (ou pulsation instantanée ω_i) de la porteuse $v(t)$.

La pulsation instantanée qui est donnée par l'expression : $\omega_i = \omega_0 + \frac{d\phi}{dt}$ devient une fonction linéaire du signal modulant $s(t)$, soit : $\omega_i = \omega_0 + ks(t)$.

Le signal résultant devient alors :

$$x(t) = V_0 \cos \left[\omega_0 t + \alpha \int s(\theta) d\theta \right].$$

Modulation de phase

La phase instantanée de la porteuse $v(t)$ qui est donnée par l'expression $\phi(t) = \omega_0 t + \phi_0$ devient une fonction linéaire du signal modulant, soit :

$$\psi(t) = \omega_0 t + ks(t)$$

Le signal résultant devient : $x(t) = V_0 \cos [\omega_0 t + \phi_0]$.

La modulation de phase sert souvent pour obtenir la modulation de fréquence qui est universellement connue.

Modulation numérique

La modulation numérique opère une conversion analogique-numérique. Contrairement aux modulations analogiques, on n'utilise plus une porteuse à une fréquence f_0 . Le signal de sortie est alors *codé* et est caractérisé par son débit d'horloge. On trouve essentiellement les quatre types de modulation numériques suivantes :

- PCM (*Pulse Modulation Codage*) connu en français sous le nom de modulation par impulsion codée,
- DPCM qui est la modulation par impulsion différentielle,
- ΔM qui est la modulation delta,
- $A\Delta M$ qui est la modulation delta adaptative.

Noter que les modulations concernant des informations numériques, utilisées en transmission de données sur des canaux de transmissions analogiques sont considérées comme des modulations analogiques de signaux discrets.

Modulation d'impulsions

La modulation d'impulsions peut se faire en amplitude (PAM), en durée (PDM), en position (PPM) ou en fréquence (PFM). Voyons les deux premiers cas.

Modulation PAM

Le simple échantillonnage du signal $e(t)$ par un train d'impulsions périodiques de fréquence d'échantillonnage f_e est une forme de modulation en amplitude des impulsions.

Il suffit d'ajouter une composante continue U_0 pour que les amplitudes des impulsions du signal modulé restent toujours positives. La sortie notée $s(t)$ est donc une suite d'impulsions d'amplitudes variables.

$$U_0 > |e(t)|$$

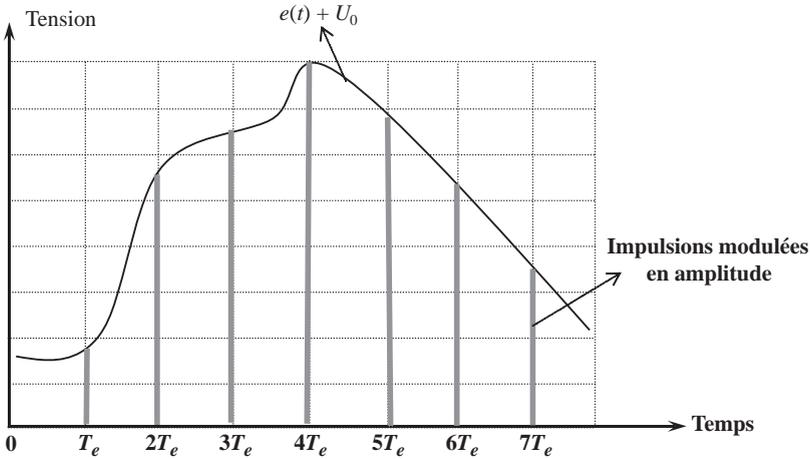


Figure M.30 Principe de la modulation d'impulsions en amplitude

Modulation PDM

La modulation d'impulsions en durée consiste à garder l'amplitude constante et de modifier la durée τ de chaque impulsion proportionnellement au signal $e(t)$. On obtient ainsi un signal de sortie $s(t)$ avec un flanc fixe (par exemple le flanc montant) et l'autre flanc varie dans le temps en fonction de l'entrée $e(t)$.

$$\tau(iT_e) = \tau_0 + \Delta\tau(iT_e) = \tau_0 + k \times e(iT_e)$$

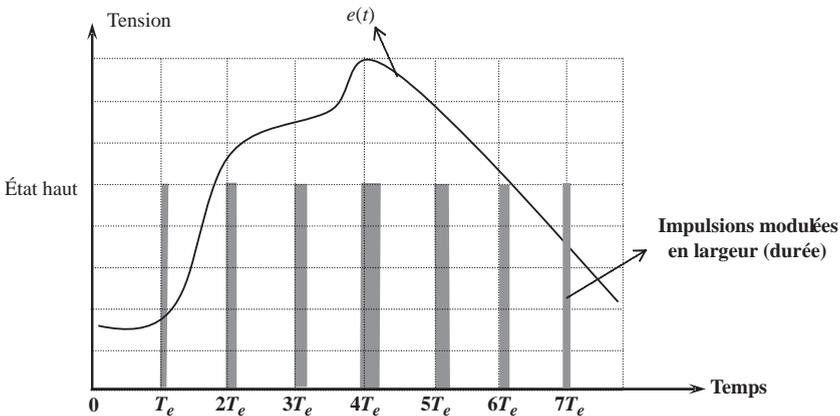


Figure M.31 Principe de la modulation d'impulsions en largeur

Modulation par impulsion et codage (MIC)

La modulation par impulsion et codage (MIC) ou *Pulse Coded Modulation* (PCM) combine trois opérations :

- échantillonnage à la fréquence f_e ,
- quantification à q niveaux,
- codage des q nombres obtenus.

Si l'on prend par exemple $q = 8$ et que l'on code sur trois bits, les trois opérations précédentes sont illustrées comme suit :

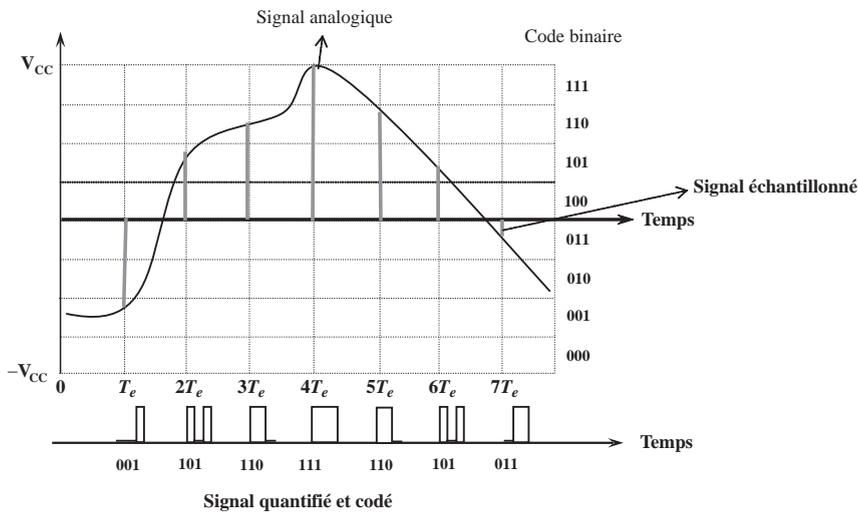


Figure M.32 Principe de la modulation MIC

Modulation analogique discrète

Les procédés de la modulation analogique discrète sont :

- si les données sont analogiques, on réalise une conversion analogique-numérique du signal utile $e(t)$. Sinon, on garde les données numériques,
- codage des données numériques en binaire ou en M -aire ; dans ce dernier cas, on obtient m valeurs logiques (discrètes). Les données $u(t)$ se trouvent sous forme de mots par exemple de 4 bits,
- comme pour les modulations analogiques, on utilise une porteuse sinusoïdale $v_0(t)$ à une fréquence f_0 . Le signal de sortie noté $s(t)$ est alors un signal sinusoïdal modulé par $u(t)$. On trouve essentiellement les trois types de modulations suivantes :
- modulation d'amplitude discrète ASK (*Amplitude Shift Keying*) à m valeurs,
- modulation par déplacement de fréquence FSK (*Frequency Shift Keying*) à m valeurs,
- modulation par déplacement de phase PSK (*Phase Shift Keying*) à m valeurs.

Des variantes de ces trois types de modulations peuvent être intéressantes, surtout au niveau de l'encombrement spectral ou pour la démodulation. On peut citer la modulation à déplacement de phase différentiel (DPSK) ou la modulation à déplacement minimal (MSK).

Modulation d'amplitude discrète ASK

La modulation d'amplitude discrète ASK s'applique en faisant varier l'amplitude du signal sinusoïdal en fonction des bits à coder. Ce type de modulation est utilisé sur fibre optique, dans ce cas, la modulation s'effectue par tout ou rien.

Prenons l'exemple de la modulation tout ou rien connue sous les sigles OOK (*On Off Keing*). Dans ce cas, m prend deux valeurs d'amplitude : 0 et $+V_{CC}$.

$$v_S(t) = u(t) \times v_0(t) = u(t) \times V_0 \cos(2\pi f_0 t)$$

où $u(t)$ prend les valeurs logiques 0 ou 1.

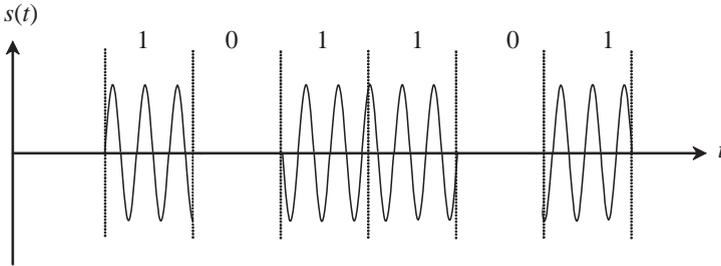


Figure M.33 Principe de la modulation tout ou rien

Modulation par déplacement de fréquence FSK

En modulation de fréquence, les niveaux logiques sont représentés par la variation de la fréquence de la porteuse. La fréquence du signal de sortie $s(t)$ prend ainsi m valeurs discrètes. Ce type de modulation est utilisé pour des transmissions à faibles débits sur le réseau téléphonique commuté.

Prenons le cas $m = 2$, on obtient :

$$v_S(t) = V_0 \sin(2\pi (f_0 + k \times \Delta f) \times t)$$

où k prend les valeurs logiques -1 ou 1 . Ainsi, la fréquence du signal varie (par saut) entre deux valeurs : $f_0 + \Delta f$ et $f_0 - \Delta f$.

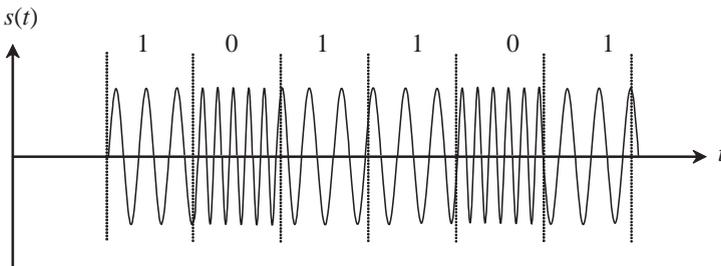


Figure M.34 Principe de la modulation FSK

Modulation par déplacement de phase PSK

La modulation de phase associe à un code binaire une valeur de la phase de la porteuse. La phase du signal de sortie $s(t)$ prend ainsi m valeurs discrètes distinctes de valeur $2\pi/m$.

$$v_S(t) = V_0 \cos(2\pi f_0 t + k \times (2\pi/m))$$

où k prend les valeurs : $0 \dots m - 1$.

Prenons le cas $m = 2$, on obtient :

$$v_S(t) = V_0 \cos(2\pi f_0 t + k \times (2\pi/2)) = V_0 \cos(2\pi f_0 t + k\pi)$$

$$v_S(t) = V_0 \cos(2\pi f_0 t + k\pi) = \pm V_0 \cos(2\pi f_0 t)$$

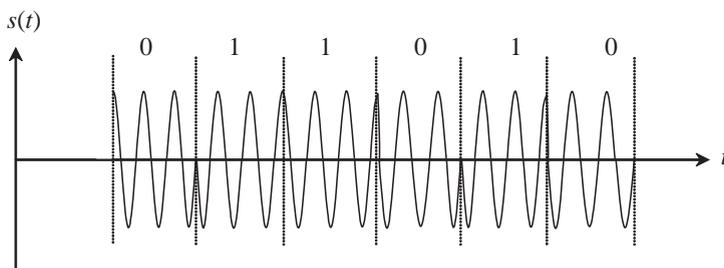


Figure M.35 Principe de la modulation PSK

Modulation QAM

La modulation QAM (*Quadrature Amplitude Modulation*) ou modulation d'amplitude en quadrature de phase est une technique qui emploie une combinaison de modulation de phase et d'amplitude. Elle est largement employée par les modems pour leur permettre d'offrir des débits binaires élevés.

Le modem à 9 600 bits/seconde utilise un modulation QAM avec :

$$m = 16, k = 0, 1, 2 \text{ ou } 3, f_0 = 1\,700 \text{ Hz et } \Delta\varphi = k\pi/4.$$

Prenons par exemple un signal modulé QAM avec 3 bits transmis par baud. Une telle modulation nécessite $2^3 (= 8)$ combinaisons binaires différentes. Prenons par exemple deux amplitudes combinées avec 4 décalages de phase différents. On dresse alors la table suivante :

Combinaison	Amplitude	Décalage de phase
000	1	0
001	2	0
010	1	$2\pi/4$
011	2	$2\pi/4$
100	1	$4\pi/4$
101	2	$4\pi/4$
110	1	$6\pi/4$
111	2	$6\pi/4$

Les combinaisons possibles en modulations QAM sont souvent représentées par une constellation de points représentant chacun un groupe de bits.

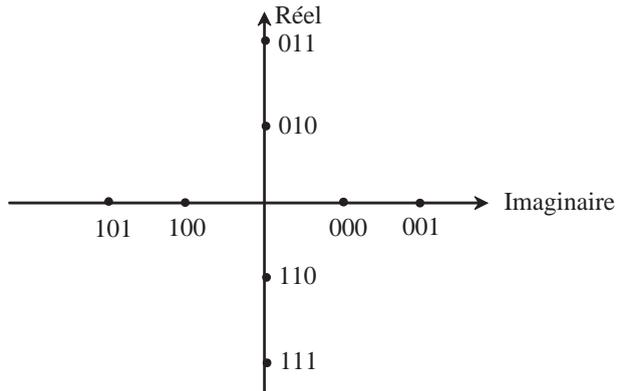


Figure M.36 Exemple de constellation QAM8 (3 bits par baud)

Dans une constellation QAM, l'éloignement du point par rapport à l'origine indique l'amplitude, son angle indique le décalage de phase.



Neper

Le neper est l'unité du niveau d'amplitude, utilisé en théorie des quadripôles et dans la téléphonie et qui sert à mesurer le rapport entre deux grandeurs de même nature.

1 neper (symbole Np) = $20 \log(e) = 8,69$ décibels (dB) et $1 \text{ dB} = 0,115 \text{ Np}$

Nœud

Un nœud est un point de connexion (raccordement) entre plusieurs dipôles (éléments). Le nœud est souvent matérialisé sur un schéma par un point lors du croisement de deux conducteurs. Cela revient à trouver au moins trois fils électriques qui viennent se raccorder au même endroit. Par exemple, sur la figure N.1, les points A, B et M sont des nœuds. Entre deux nœuds d'un circuit, le potentiel est *a priori* différent.

Remarque : la ligne du bas contient trois points en gras, mais il s'agit en fait du même potentiel. En réalité un seul point suffit.

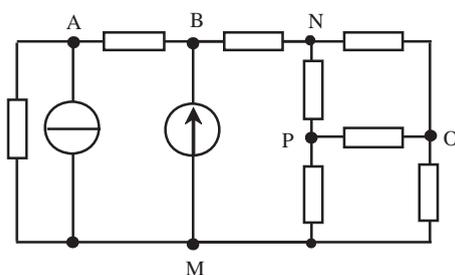


Figure N.1 Exemple de circuit électrique présentant des nœuds

Norton (Théorème de)

Soit le circuit électrique suivant :

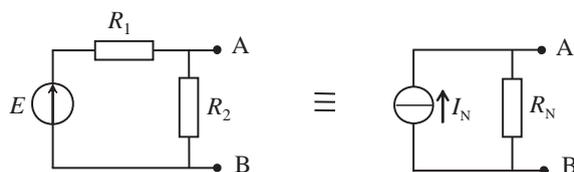


Figure N.2 Exemple d'application du théorème de Norton

Tout circuit électrique linéaire peut être remplacé par un dipôle équivalent vis-à-vis des points A et B, c'est-à-dire vu d'un élément placé entre A et B par un générateur de Norton équivalent de courant I_N et de résistance interne R_N .

La valeur I_N du générateur de courant équivalent est égale à l'intensité mesurée entre A et B dans un court-circuit (charge court-circuitée).

La résistance interne R_N correspond à la valeur de la résistance vue entre A et B lorsque les sources indépendantes sont passivées.

Le passage du modèle d'un générateur de Thévenin à celui d'un générateur de Norton conduit à trouver :

$$R_N = R_{TH} \quad \text{et} \quad E_{TH} = R_{TH} \cdot I_{TH} = R_{TH} \cdot I_N$$

Si l'on prend l'exemple du montage précédent, le courant I_N est le courant obtenu en court-circuitant la résistance R_2 . La résistance R_N est obtenue en passivant la source de tension E . Il suffit de remplacer la source E par un court-circuit.

$$I_N = \frac{E}{R_1} \quad \text{et} \quad R_N = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

NRZ (Non retour à zéro)

Le code nommé NRZ (*Non return-to-Zero*) est utilisé souvent en transmission. On distingue deux cas : le code NRZ bipolaire et le code NRZ unipolaire.

Code NRZ bipolaire

Principe

Le code NRZ (Non Remise à Zéro) bipolaire est un procédé qui utilise, pour chaque bit, deux tensions souvent symétriques $+V$ et $-V$. Au symbole $S_0(t) = 0$, on fait correspondre la tension négative $-V$ et au symbole $S_1(t) = 1$, on fait correspondre la tension positive $+V$.

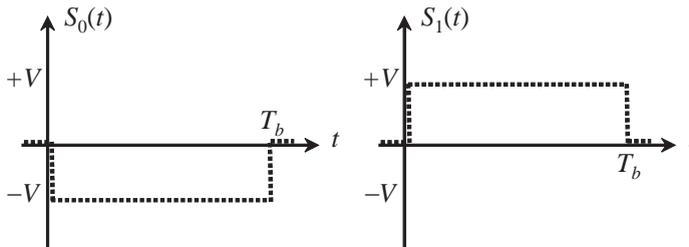


Figure N.3 Codage NRZ bipolaire

On peut utiliser le même procédé et l'appliquer aux codes M -aires (multi-niveaux). Prenons par exemple un mot de deux bits Δ . On dispose de quatre possibilités : 00, 01, 10 et 11. On choisit ensuite un codage du mot (binaire, binaire réfléchi, Huffman... etc.) et, à chaque combinaison, on associe une tension particulière en respectant le codage précédent. L'allure en fonction du temps de l'information $x(t)$ se présente sous la forme donnée à la figure N.4.

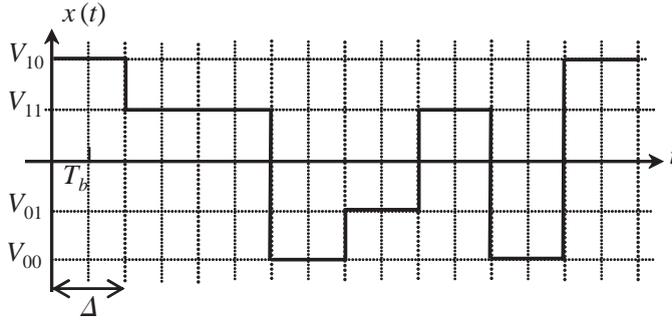


Figure N.4 Exemple de mot Δ à deux bits qui utilise le codage NRZ

Spectre du signal transmis

Si l'on transmet une suite de données binaires (0 ou 1) au symbole $S_0(t)$, on associe le spectre $S_0(f)$ et une probabilité d'apparition p_0 . Au symbole $S_1(t)$, on associe le spectre $S_1(f)$ et une probabilité d'apparition p_1 . On suppose que $p_0 = p_1 = 0,5$, la densité spectrale de puissance d'un tel signal aléatoire de symboles équiprobables est :

$$D_S(f) = V^2 T_b \left(\frac{\sin(\pi f T_b)}{\pi f T_b} \right)^2 \text{ en Hz}^2/\text{V}$$

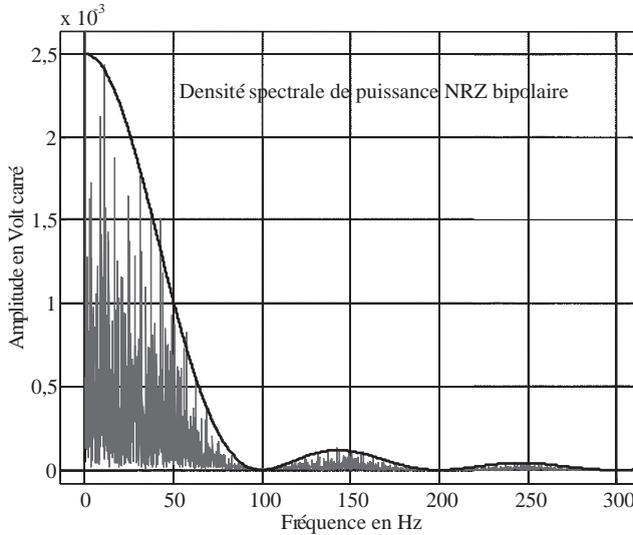


Figure N.5 Exemple de spectre du code NRZ bipolaire

L'allure de la densité spectrale en puissance est donnée à la figure N.5. On peut remarquer que le lobe principal, qui contient la majeure partie de l'énergie, occupe une bande large de $1/T_b$. En réalité, il suffit de la moitié de cette bande (critère de Nyquist) pour transmettre correctement le signal :

$$\text{Bande spectrale minimale théorique} = 1/2T_b \text{ en Hz}$$

Les principales caractéristiques de ce type de codage sont :

- ne pas disposer d'une raie à la fréquence $1/T_b$, ce qui ne permet pas d'avoir une synchronisation au niveau de la réception par filtrage ou en utilisant une boucle à verrouillage de phase,
- spectre centré sur la fréquence nulle, donc ce codage est mal adapté aux modes de transmissions qui ne laissent pas passer le continu en utilisant par exemple des transformateurs,
- ce code est polarisé et nécessite donc un repérage des fils.

Code NRZ unipolaire

Principe

Le code NRZ (non remise à zéro) unipolaire est un procédé qui utilise pour chaque bit deux tensions $+V$ et 0 . Au symbole $S_0(t) = 0$, on fait correspondre la tension nulle et au symbole $S_1(t) = 1$, on fait correspondre la tension $+V$.

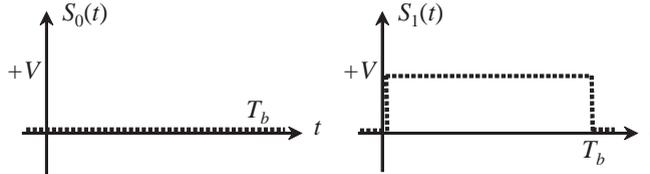


Figure N.6 Codage NRZ unipolaire

Spectre du signal transmis

Si l'on transmet une suite de données binaires (0 ou 1), au symbole $S_0(t)$ on associe le spectre $S_0(f)$ et une probabilité d'apparition p_0 . Au symbole $S_1(t)$, on associe le spectre $S_1(f)$ et une probabilité d'apparition p_1 . En supposant $p_0 = p_1 = 0,5$, on a alors la densité spectrale de puissance aléatoire des symboles équiprobables :

$$D_S(f) = \frac{V^2 T_b}{4} \left(\frac{\sin(\pi f T_b)}{\pi f T_b} \right)^2 + \frac{V^2}{4} \delta(f) \quad \text{en } \text{Hz}^2/\text{V}$$

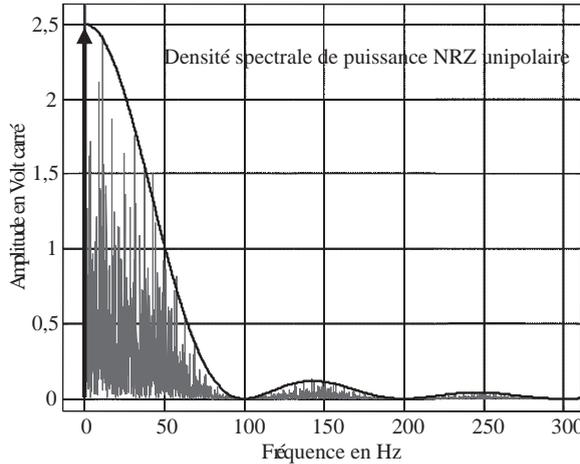


Figure N.7 Exemple de spectre du code NRZ unipolaire

L'allure de la densité spectrale en puissance est donnée à la figure ci-dessus. On peut remarquer maintenant que, contrairement au code NRZ bipolaire, on dispose d'une raie à la fréquence nulle (composante continue). Mais on ne dispose pas d'une raie à la fréquence $1/T_b$, ce qui ne permet pas d'avoir une synchronisation au niveau de la réception par filtrage ou en utilisant une boucle à verrouillage de phase.

Le lobe principal, qui contient la majeure partie de l'énergie, occupe une bande large de $1/T_b$. En réalité, il suffit de la moitié de cette bande pour transmettre correctement le signal :

$$\text{Bande spectrale minimale théorique} = 1/2T_b \text{ en Hz}$$

Numérique (ouverture : voir fibre optique)

Numérique (signal : voir échantillonnage, quantification)

Un signal est dit numérique s'il prend, en fonction du temps, l'une ou l'autre des deux valeurs logiques notées souvent niveau bas et niveau haut.

On parle dans ce cas du caractère discontinu de l'information numérique. En effet, dans certaines transmissions, les instants de décision t_k sont équidistants puisque rythmés par la fréquence de l'horloge. Par contre, dans d'autres types de transmissions, les instants de décision sont aléatoires, comme par exemple la transmission de caractères saisis sur le clavier d'un ordinateur.

La première étape de numérisation consiste à convertir le signal électrique en une suite de valeurs numériques binaires : mots de 4, 8, 12 16 (ou plus) bits. C'est la conversion analogique-numérique. Cette opération s'effectue souvent en quatre étapes :

- *Échantillonnage* périodique ou régulier : il s'agit d'une transformation du signal analogique à variation continue dans le temps en une suite de valeurs prises à des instants régulièrement espacés.
- *Quantification* : à chaque valeur d'un échantillon obtenu, on associe une valeur binaire correspondant à un mot long d'un certain nombre de bits (01110011) par exemple.
- Numérisation propre du signal quantifié avec choix du nombre de bits souhaité, de la résolution, du prix... etc.

Codage : on choisit un code approprié à chaque mot selon que l'on a une transmission dite en bande de base (NRZ, Manchester... etc.) ou une transmission avec changement de fréquence par une modulation appropriée.

Pour transmettre des informations numériques entre une source et un récepteur, deux méthodes sont possibles : utiliser la transmission en bande de base (transmission directe sur le canal) ou utiliser la transmission par modulation numérique en vue d'adapter le signal au canal de transmission.

Nyquist (théorème de)

En traitement du signal numérique, lorsque l'on utilise un canal donné par sa largeur de bande B , il est possible de restituer un signal discret dans le temps, après sa transmission dans un canal à fréquences strictement limitées à B , si chaque moment est échantillonné au moins une fois, donc si :

$$M \leq f_e = 2B$$

Cette première condition de Nyquist est suffisante mais pas nécessaire. Un deuxième critère de Nyquist est alors utilisé et parfois on utilise le critère de Nyquist élargi.

Nyquist (représentation de)

Une fonction de transfert $H(j\omega)$ peut représenter : l’amplification en tension, l’amplification en courant, la trans-admittance et la trans-impédance. D’une façon générale, la fonction s’écrit : $H(j\omega) = a(\omega) + jb(\omega)$. La fonction de transfert s’écrit également sous une autre forme :

$$H(\omega) = A(\omega) e^{j\phi(\omega)} = A(\omega) [\cos(\phi) + j \sin(\phi)] \quad \text{avec : } A(\omega) = \sqrt{a^2 + b^2}, \tan(\phi) = \frac{b}{a}$$

$A(\omega)$ est le module de $H(j\omega)$ et $\phi(\omega)$ est son argument ou déphasage de $s(t)$ rapport à $e(t)$. Le diagramme de Nyquist est une représentation polaire de l’évolution de $H(j\omega)$ en fonction de la pulsation (ou la fréquence). Cette représentation est intéressante, surtout pour les problèmes de stabilité.

On représente les différentes images du nombre complexe $H(j\omega)$ dans le plan complexe pour différentes valeurs de ω . La courbe ainsi obtenue représente le lieu (diagramme) de Nyquist.

Prenons le cas simple d’une fonction de transfert : $H(j\omega) = \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\omega_0}}$.

ω	0	$\omega_0/5$	$\omega_0/2$	ω_0	$2\omega_0$	$5\omega_0$	∞
$ H(j\omega) $	1	0,98	0,89	0,707	0,45	0,19	0
φ en degré	0	-11	-27	-45	-63	-79	-90
Réel	1	0,96	0,79	0,5	0,2	0,04	0
Imaginaire	0	-0,2	-0,4	-0,5	-0,4	-0,2	0

Si l’on trace la courbe imaginaire en fonction de réel, on obtient un cercle que l’on oriente des basses fréquences vers les hautes fréquences.

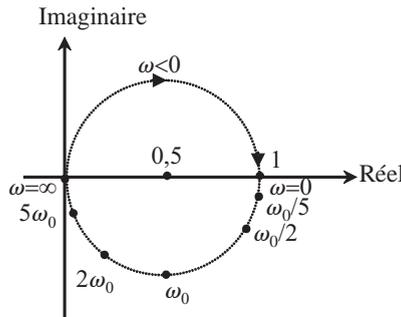
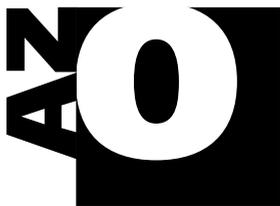


Figure N.8 Caractéristique : imaginaire en fonction du réel pour $H(j\omega) = \frac{1}{1 + j\frac{\omega}{\omega_0}}$

Nyquist (critère de stabilité de)

Un système asservi à contre-réaction unitaire (on peut toujours mettre un système asservi sous cette forme) est stable si et seulement si la caractéristique imaginaire en fonction du réel (contour fermé) laisse à sa gauche le point critique $(-1, 0)$ quand on parcourt le lieu de Nyquist de $\omega = 0$ à $\omega = \infty$.



Octave

L'octave représente l'intervalle entre la fréquence (ou pulsation) et la fréquence (ou pulsation) double. En électronique, on utilise rarement la notion d'octave, à laquelle on préfère souvent la notion de décade.

Octet

Un octet est un mot binaire constitué de 8 bits. Par exemple : 10011110. Il est souvent plus facile d'utiliser les octets que les bits, surtout pour désigner les capacités des mémoires.

Onde

Définition

Une onde est un opérateur qui, à une excitation $X(t, M_0)$ en un point quelconque de l'espace, fait correspondre une réponse $X(t, M)$ en un autre point de l'espace.

Physiquement, une onde transmet de l'énergie (informations) d'un point à un autre sans transfert de matière. Une onde est dite plane si la grandeur considérée ne varie que dans une seule direction bien précise.

Mathématiquement, une équation d'onde (ou équation d'Alembert) est une équation aux dérivées partielles de la forme :

$$\Delta f - \left(\frac{1}{c^2}\right) \times \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad \text{avec : } c = C^{te}$$

Cette équation intervient d'une façon fréquente en physique : corde vibrante, onde sonore ou onde électromagnétique.

Propriété fondamentale d'une onde

Dans un milieu sans pertes et homogène, la variation de l'excitation se déplace à une vitesse constante $v = z/\tau$, où τ représente le retard dû au parcours de la distance z .

Si l'excitation en un point de l'espace pris comme origine est $X(t, 0) = f(t)$, la réponse en un point d'abscisse z sera $X(t, z) = f(t - \tau)$. Un observateur qui partirait à l'instant t_0 de la source, se déplaçant à la vitesse constante v telle que $v = z/\tau$ verrait une grandeur constante $f(t_0)$.

Si l'on compare les dérivées secondes par rapport au temps et par rapport à l'espace de la réponse $X(t, z)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} &= f' \left(t - \frac{z}{v} \right) ; & \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= f'' \left(t - \frac{z}{v} \right) \\ \frac{\partial x}{\partial z} &= -\frac{1}{v} f' \left(t - \frac{z}{v} \right) ; & \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= \frac{1}{v^2} f'' \left(t - \frac{z}{v} \right) \end{aligned}$$

On remarque que $X(t, z)$ est une solution particulière d'une équation différentielle linéaire du second ordre par rapport à l'espace et au temps, appelée équation de propagation.

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = 0$$

On remarque aussi que $f(t - z/v)$ est une autre solution particulière qui correspond au déplacement de l'onde en sens contraire. La solution générale de cette équation différentielle linéaire en z et t est donc une combinaison linéaire des deux solutions particulières. La solution générale s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\underbrace{Af\left(t - \frac{z}{v}\right)}_{\text{onde incidente}} + \underbrace{Bf\left(t - \frac{z}{v}\right)}_{\text{onde réfléchie}}$$

Les constantes A et B sont déterminées par les conditions aux limites du milieu fini réel considéré.

Onde (classification)

En radiodiffusion, les ondes sont classées selon la longueur d'onde :

- ondes longues (150 – 285 kHz),
- ondes moyennes (525 – 1 605 kHz),
- ondes courtes (4 – 26,1 MHz),
- ondes ultracourtes (41 – 960 MHz).

Onde électromagnétique

Une onde électromagnétique est une onde qui associe un champ électrique et un champ magnétique. Prenons le cas d'un diélectrique parfait ne contenant pas de charges libres et caractérisé par les constantes ε et μ . Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; & \text{div } \vec{E} = 0 \\ \text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; & \text{div } \vec{B} = 0 \end{cases}$$

Si nous formons $\text{rot } (\text{rot } \vec{E})$ et, en rappelant d'une part l'identité $\text{rot}(\text{rot}) = \text{grad}(\text{div}) - \Delta$, et d'autre part la possibilité de permuter l'ordre des dérivations, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \text{rot } (\text{rot } \vec{E}) &= -\mu \text{rot } \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{H} \\ \text{grad } (\text{div } \vec{E}) - \Delta \vec{E} &= -\Delta \vec{E} \quad \text{puisque } \text{div } \vec{E} = 0 \end{aligned}$$

En appliquant le même raisonnement pour la deuxième équation de Maxwell, nous obtenons :

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \\ \Delta \vec{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \end{cases}, \quad \text{ce sont les deux équations fondamentales d'onde.}$$

Prenons le cas particulier qui consiste à avoir une dépendance sinusoïdale du temps. En employant la notation complexe, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}(M) e^{j\omega t} \\ \vec{H} = \vec{H}(M) e^{j\omega t} \end{cases}$$

Les champs dépendent du temps et du point considéré dans l'espace .

Dans ce cas, les équations de Maxwell deviennent : $\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} ; & \text{div } \vec{E} = 0 \\ \text{rot } \vec{H} = j\omega\mu\vec{E} ; & \text{div } \vec{H} = 0 \end{cases}$

Les équations d'ondes s'écrivent : $\begin{cases} \Delta \vec{E} + \omega^2\mu\varepsilon\vec{E} = 0 \\ \Delta \vec{H} + \omega^2\mu\varepsilon\vec{H} = 0 \end{cases}$

Onde hertzienne

Une onde hertzienne ou onde radioélectrique est une onde électromagnétique utilisée pour la transmission de l'information dans l'espace libre (air ou vide).

Onde porteuse (voir modulation)

Onde plane à polarisation linéaire rectiligne

Une onde est dite plane si cette onde est entièrement comprise dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Prenons le cas concernant une propagation suivant l'axe Oz en régime sinusoïdal. Pour simplifier l'étude, nous pouvons négliger l'affaiblissement dans cette direction. Les champs électrique et magnétique doivent s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}(x, y) e^{-j\beta z} e^{j\omega t} \\ \vec{H} = \vec{H}(x, y) e^{-j\beta z} e^{j\omega t} \end{cases}$$

pour simplifier l'étude on se place dans le cas particulier

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\beta z} e^{j\omega t} \\ \vec{H} = \vec{H}_0 e^{-j\beta z} e^{j\omega t} \end{cases}$$

La constante de phase β sera prise positive si le sens de propagation coïncide avec le sens Oz . Les champs électrique et magnétique dépendent de z et non de x et de y . Dans ce cas, tous les dérivés par rapport à x et par rapport à y deviennent nul.

En prenant les équations d'onde, nous obtenons :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \omega^2\mu\varepsilon\vec{E} = 0 \Rightarrow (-\beta^2 + \omega^2\varepsilon\mu) \vec{E}_0 e^{-j\beta z} e^{j\omega t} = 0 \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} + \omega^2\mu\varepsilon\vec{H} = 0 \Rightarrow (-\beta^2 + \omega^2\varepsilon\mu) \vec{H}_0 e^{-j\beta z} e^{j\omega t} = 0 \end{cases}$$

Cela entraîne : $\beta = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = \omega/v$, v étant la vitesse de propagation. La solution recherchée dans le cas du champ électrique (*idem* pour le champ magnétique) est donc :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-jkz} e^{j\omega t} \quad \text{avec :} \quad k = \frac{\omega}{v}$$

Il reste à résoudre l'équation $\text{div } \vec{E} = 0$ soit : $\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$.

Nous concluons donc que E_{0z} est nulle (ou égale à une constante qui ne nous intéresse pas en régime dynamique). Par conséquent, le champ électrique est forcément perpendiculaire à la direction de propagation Oz . Pour simplifier le calcul, nous choisissons l'axe Ox comme direction du vecteur \vec{E}_0 , les composantes du champ électrique suivant les axes s'écrivent :

$$E_x = E_0 e^{-jkz} e^{j\omega t}; \quad E_y = 0; \quad E_z = 0$$

Reprenons maintenant la première équation de Maxwell : $\text{rot } \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$, nous pouvons déterminer les composantes de \vec{H} selon les trois axes Ox , Oy et Oz .

$$\begin{cases} -j\omega\mu H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = 0 \\ -j\omega\mu H_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -jkE_0 e^{-jkz} e^{j\omega t} \\ -j\omega\mu H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

On voit immédiatement, en utilisant la première et la troisième équation du système, que H_x et H_z sont toutes les deux nulles. Par contre, H_y est donnée par :

$$H_y = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0 e^{-jkz} e^{j\omega t} = H_0 e^{-jkz} e^{j\omega t} \quad \text{avec : } \frac{E_0}{H_0} = Z_0$$

Z_0 s'appelle l'impédance d'onde du milieu considéré (ou **impédance caractéristique** du milieu). Z_0 n'a rien à voir avec une résistance propre, elle ne dépend que des constantes diélectriques du milieu et a effectivement les dimensions d'une impédance puisque E_0 a les dimensions d'une différence de potentiel par unité de longueur et H_0 les dimensions d'une intensité par unité de longueur. Dans le cas particulier du vide, Z_0 est égale à :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \approx 377 \Omega$$

Les équations de Maxwell dans un diélectrique parfait, en l'absence de charges et de courants, admettent comme solutions particulières des **ondes planes** qui sont entièrement comprises dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Les champs électrique et magnétique sont toujours orthogonaux et **vibrent en phase** (ils sont nuls et maximaux en même temps). Ces ondes se propagent à la vitesse $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$ et admettent comme longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$. Notons enfin la relation $\mu H_0^2 = \epsilon E_0^2$ qui signifie l'égalité entre l'énergie électrique moyenne emmagasinée et l'énergie magnétique moyenne emmagasinée.

Onde sinusoïdale

En régime sinusoïdal, l'excitation est de la forme : $X(t, 0) = A \cos(\omega t + \varphi_0)$.

φ_0 est la phase à l'origine, que l'on peut prendre comme origine des phases $\varphi_0 = 0$. La réponse $X(t, z)$ sera de la forme :

$$X(t, z) = A \cos\left(\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right) = A \cos(\omega t - \beta z)$$

Dans le cas d'un régime sinusoïdal, on peut utiliser le procédé classique du calcul complexe qui consiste à remplacer la grandeur réelle sinusoïdale par une grandeur fictive exponentielle. Les dérivées d'une exponentielle étant une exponentielle, à la fin du calcul qui sera plus simple, on reprend la partie réelle.

- pour $X(t, 0) = A \cos(\omega t)$ correspond $A e^{j\omega t}$,
- pour $X(t, z) = A \cos(\omega t - \beta z)$ correspond $A e^{j\omega t} e^{-j\beta z}$.
- v est appelé vitesse de phase, c'est-à-dire la vitesse à laquelle devrait se déplacer un observateur pour voir une phase constante, donc une amplitude constante.
- $\beta = \omega/v$ est la constante de phase ou déphasage spatial. On l'appelle aussi déphasage linéique, c'est-à-dire variation de la phase dans l'espace par rapport au signal à l'origine. On le mesure en radians par mètre ou en degré/m : 1 radian = 57,3 degrés.

Pour mieux comprendre cette notion de déphasage linéique, prenons un signal sinusoïdal de pulsation ω et supposons un milieu sans pertes. En prenant soit l'onde incidente $A \cos(\omega t - \beta z)$, soit l'onde réfléchie, on remarque que la phase varie avec la distance z . Si l'on mesure l'amplitude de l'onde au même instant en différents points, on observe une variation sinusoïdale. Il faut se déplacer de Δz pour retrouver la même phase à l'instant $t + \Delta t$.

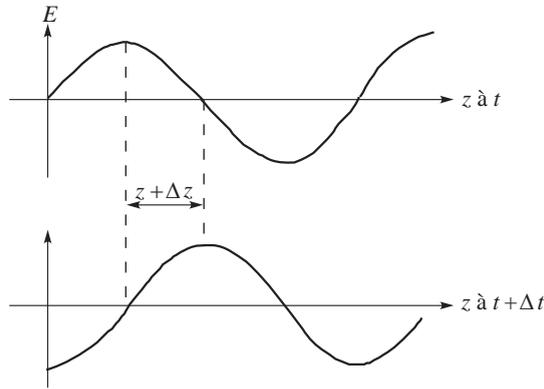


Figure O.1 Déplacement du potentiel électrique en cours du temps

Nous obtenons : $\cos(\omega(t + \Delta t) - \beta(z + \Delta z)) = \cos(\omega t - \beta z)$, ce qui revient à :

$$\omega \Delta t - \beta \Delta z = 0.$$

Or $\Delta z / \Delta t$ correspond à une vitesse v que l'on appelle vitesse de phase de l'onde. L'onde se déplace dans le sens positif (ou négatif) avec la vitesse de phase v .

- Nous avons défini la vitesse de phase $v = v_\varphi$, prenons maintenant un signal modulé c'est-à-dire un signal qui est formé de plusieurs fréquences différentes. Nous pouvons définir la vitesse de groupe v_g , c'est-à-dire la vitesse à laquelle se déplace l'enveloppe du signal modulé :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}$$

Dans le cas d'un milieu non dispersif, c'est-à-dire le cas pour lequel ω et β sont proportionnels :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} = C^{te} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = v_g$$

Dans les autres cas, on a un milieu dispersif et les différentes composantes du signal (différentes fréquences) se propagent de manière différente, ce qui entraînerait une distorsion de phase.

- Le déphasage électrique qui est égal au déphasage de l'onde sur un trajet ℓ est : $\theta = \beta \ell$.
- La formule précédente d'une onde incidente (ou d'une onde réfléchie) $A \cos(\omega(t - z/v))$ montre une double périodicité :
 - une périodicité temporelle : pour z donné, la formule précédente est une fonction périodique du temps, de période :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}$$

- une périodicité spatiale : à un instant t donné, on a une fonction périodique de z . La période spatiale est :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$$

Cette période est appelée longueur d'onde. Chaque fois que l'on se déplace d'une longueur λ , on retrouve la même phase. On remarque le lien entre la longueur d'onde et la période T .

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} = \lambda \frac{2\pi f}{2\pi} = f \lambda = \frac{\lambda}{T}$$

- Lors de la propagation d'onde, si le milieu n'est pas parfait et présente des pertes, un affaiblissement du champ se produit dans l'espace. Cet affaiblissement est fonction de la distance z du point considéré par rapport à la source émettrice. On définit le coefficient d'atténuation α qui est mesuré en Neper par mètre mais, pour des raisons de commodité, on préfère le décibel par mètre.

$$\alpha \text{ (en dB)} = \left(\frac{20}{\ln(10)} \right) \alpha = 8,68 \alpha$$

On appelle vecteur phaseur de propagation : $\gamma = \alpha + j\beta$

Ondulation d'un filtre (voir Chebycheff, Cauer, gabarit)

Selon le type du filtre utilisé, dans la bande passante, on peut tolérer une ondulation. Cette ondulation présente l'avantage d'obtenir des filtres avec une coupure raide pour des fréquences proches de la fréquence de coupure.

C'est comme si l'ordre du filtre était plus élevé. On peut aussi accepter des ondulations dans la bande coupée, ce qui permet d'augmenter la raideur de la pente pour des fréquences proches de la fréquence de coupure.

Ondulation résiduelle (voir redressement)

Après redressement d'une tension sinusoïdale et régulation, la tension obtenue n'est pas strictement continue, il existe souvent une ondulation résiduelle qui se superpose à la tension continue et qui peut varier en fonction du courant débité. Le taux d'ondulation est :

$$\text{Taux d'ondulation} = \frac{U_0}{U_C} = \sqrt{F^2 - 1} \quad \text{en \%}$$

U_C est la tension moyenne, U_0 est la tension efficace de l'ondulation et F est le facteur de forme.

Œil (diagramme de : voir codage, NRZ, RZ, Manchester)

En transmission numérique du signal, quel que soit le code utilisé, chaque symbole possède un horizon temporel borné. Le spectre d'un symbole est donc infini. Or, aucun canal de transmission ne possède une bande passante infinie, il est évident que les symboles reçus sont déformés (voir par exemple temps de montée et temps de descente). Autrement dit, chaque composante fréquentielle d'un symbole est plus ou moins atténuée par le canal et plus ou moins retardée par ce même canal.

À la réception, les symboles successifs se trouvent en partie mélangés (tout dépend de ce que l'on reçoit juste avant) et leur identification devient difficile. L'échantillonnage du signal reçu délivre un niveau que l'on va comparer à la valeur moitié du niveau logique.

En fonction de la déformation, on risque d'identifier mal le symbole (zéro ou un). Si l'on visualise sur un oscilloscope à mémoire les signaux reçus, on obtient un diagramme appelé diagramme de l'œil.

L'identification est correcte si, à l'instant d'échantillonnage, le diagramme de l'œil est ouvert. C'est la condition de Nyquist.

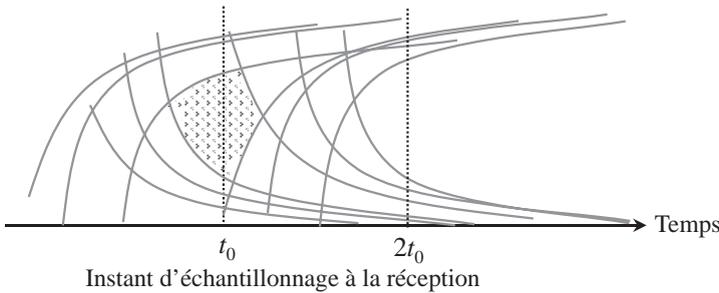


Figure O.2 Diagramme de l'œil respectant la condition Nyquist

Ohm (forme locale d' : voir charge électrique)

Dans un conducteur électrique de section dS , sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} , les charges électriques se déplacent avec une vitesse \vec{v} proportionnelle à \vec{E} .

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E} \text{ (}\mu \text{ représente la mobilité des charges exprimée en } m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}\text{)}$$

La densité du courant \vec{J} est liée à la vitesse \vec{v} d'ensemble des porteurs de charges mobiles, et à leur densité volumique de charges locale « ρ_v ».

$$\vec{J} = \rho_v \vec{v} = \rho_v \cdot \mu \cdot \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}$$

σ représente la conductivité électrique du conducteur, exprimée en siemens par mètre ($S \cdot m^{-1}$). Cette expression représente la *forme locale de la loi d'Ohm*.

Ohm (loi d')

En régime continu, dans un circuit électrique, la loi d'Ohm s'énonce : une résistance R parcourue par un courant I développe une différence de potentiel à ses bornes U donnée par :

$$U = V_A - V_B = R \times I \text{ avec : } U \text{ en volts, } R \text{ en ohms et } I \text{ en ampères.}$$

On généralise la loi d'Ohm pour l'alternatif : un dipôle d'impédance Z , parcouru par un courant alternatif $i(t)$ dont la représentation en complexe est \underline{I} développe une différence de potentiel $u(t)$ dont la représentation en complexe est \underline{U} donnée par :

$$\underline{U} = V_A - V_B = Z \times \underline{I} \quad \text{avec : } \underline{U} \text{ en volts, } Z \text{ en ohms et } \underline{I} \text{ en ampères.}$$

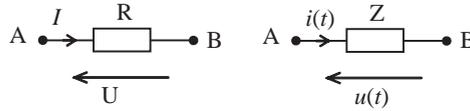


Figure 0.3 Loi d'Ohm appliquée à un dipôle en continu et en alternatif

Ohm

L'Ohm, noté souvent en lettre grecque Ω , est l'unité en système international de la résistance et de l'impédance. En régime continu, une différence de potentiel de 1 volt aux bornes d'un élément résistif, produit un courant de 1 ampère, la résistance de cet élément est de 1 ohm.

$$1 \text{ ohm} = \frac{1 \text{ volt}}{1 \text{ ampère}}$$

Ohmmètre (voir multimètre)

Un ohmmètre est un appareil électrique qui permet de mesurer les résistances.

Ohmmètre

L'ohmmètre est l'unité de la résistivité d'un matériau. Son symbole est : $\Omega \cdot \text{m}$.

OOK (On-Off-Keying modulation)

Prenons le cas de la modulation de phase (PM) par un signal binaire. Si l'on autorise une discontinuité de phase à chaque changement de fréquence, la modulation PM devient une combinaison de deux signaux sinusoïdaux modulés en amplitude par tout ou rien : *On-Of-Keying*.

Optocoupleur

Un optocoupleur ou photocoupleur est un composant qui assure une isolation galvanique entre deux blocs fonctionnels, tout en permettant la transmission d'informations logiques et (ou) analogiques.

Il s'agit d'un dispositif constitué de deux composants intégrés dans un même boîtier. Le dispositif d'entrée est toujours une diode électroluminescente, le dispositif de sortie est un photorécepteur qui dépend de l'application visée. On trouve des photodiodes, des phototransistors, des triacs ou des thyristors.

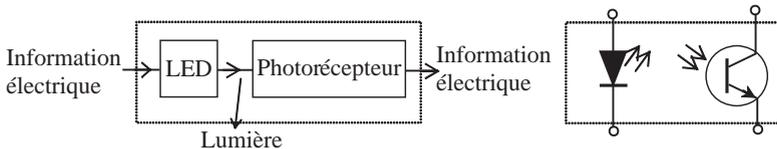


Figure 0.4 Schéma bloc d'un optocoupleur et cas d'un optocoupleur à phototransistor

Un optocoupleur sert essentiellement pour :

- transmission de données informatiques,
- commande de structures alimentées en basse tension ou en haute tension,
- variation de puissance dans des dispositifs spécifiques.

Optoélectronique

L'optoélectronique, comme l'indique son nom, associe l'étude de l'électronique et de l'optique. Cette partie exploite donc essentiellement les phénomènes d'*électroluminescence* dans les semi-conducteurs et aussi les phénomènes des photorecepteurs.

Il s'agit par exemple des diodes électroluminescentes, des lasers, des photorésistances, des photodiodes, des phototransistors, des cellules photovoltaïques des afficheurs à cristaux liquides ou des fibres optiques.

Ordre d'un filtre (voir filtre, fonction de transfert, Bode)

L'ordre d'un filtre représente la valeur la plus élevée de l'exposant appliquée à la variable de Laplace p (ou $j\omega$) du dénominateur. Dans le cas particulier d'un filtre passe-bas ou passe-haut, la pente du filtre est égale à $20 \times n$ dB par décade.

Oscillateur

Un oscillateur sinusoïdal est par définition un système autonome qui, à partir d'une source d'énergie continue (alimentation stabilisée ou pile), délivre un signal de forme sinusoïdale aussi pure que possible (dénuée d'harmoniques) de fréquence et d'amplitude fixes ou ajustables par l'utilisateur. La sortie $v_S(t)$ s'écrit sous la forme suivante :

$$v_S(t) = V_S \sin(\omega_0 t)$$

V_S étant l'amplitude maximale du signal de sortie et ω_0 représente la pulsation des oscillations : $\omega_0 = 2\pi f_0$.

Un oscillateur comporte toujours un élément actif associé à un circuit passif. L'élément actif est souvent un transistor bipolaire, un transistor à effet de champ ou un amplificateur opérationnel.

Idéalement, la forme du signal de sortie doit être une sinusoïde pure mais, en pratique, on obtient souvent un signal périodique $v_S(t)$ que l'on peut décomposer en série de Fourier.

$$v_S(t) = V_{S1} \sin(\omega_0 t) + V_{S2} \sin(2\omega_0 t + \varphi_2) + \dots + V_{Sn} \sin(n\omega_0 t + \varphi_n)$$

Le *taux de distorsion harmonique* TDH reflète la qualité du signal.

La fréquence du signal délivré par un oscillateur doit rester stable s'il s'agit d'un oscillateur à fréquence fixe f_0 . En réalité, la fréquence est susceptible de varier autour de f_0 dans un intervalle $[f_0 - \Delta f, f_0 + \Delta f]$.

Le rapport $\sigma = \frac{\Delta f}{f_0}$ traduit la qualité de l'oscillateur à délivrer une fréquence stable. En effet, plus σ est faible, meilleure est la stabilité de l'oscillateur. Souvent, on exprime σ en « ppm » (partie par million).

$$\sigma_{ppm} = \frac{\Delta f}{f_0} \times 10^6$$

La structure d'un oscillateur est généralement celle d'un système bouclé dans lequel une fraction du signal de sortie est ramenée à l'entrée pour assurer l'auto-entretien des oscillations. D'une façon générale, on peut représenter un oscillateur par le schéma bloc de la figure O.5.

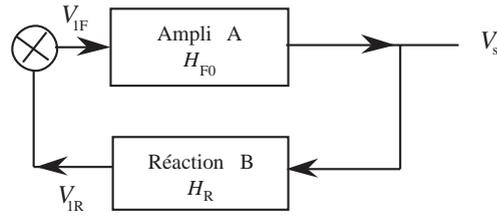


Figure O.5 Schéma de principe d'un oscillateur

L'amplificateur A de fonction de transfert $H_{F0}(j\omega)$ est asservi par un réseau de réaction dont la fonction de transfert est notée $H_R(j\omega)$. Il va de soi que ces deux fonctions de transfert sont des grandeurs complexes, comportant un module et un argument.

$$V_S = H_{F0} \times V_{IF} = H_{F0} \times V_{IR} = H_{F0} \times H_R \times V_S \Rightarrow H_{F0} \times H_R = 1$$

C'est la condition d'oscillation. Cette condition se décompose en une condition sur la phase et une condition sur l'amplitude.

$$\begin{cases} \text{Arg } H_{F0}(j\omega) + \text{Arg } H_R(j\omega) = \phi_{F0} + \phi_R = 2k\pi \\ |H_{F0}(j\omega)| \times |H_R(j\omega)| = 1 \end{cases}$$

Oscillateurs (classifications)

On peut classer les oscillateurs selon différents critères. On peut utiliser comme critère principal la constitution des éléments du circuit passif. On trouve :

- les oscillateurs RC,
- les oscillateurs LC,
- les oscillateurs à quartz.

On trouve aussi des générateurs de fonctions capables de délivrer des signaux sinusoïdaux. Leur principe de fonctionnement est différent de celui des oscillateurs.

Oscillateurs RC

Dans cette catégorie d'oscillateurs, seuls des résistances, des condensateurs et des éléments actifs (transistors et amplificateurs opérationnels) existent mais aucune inductance n'est tolérée dans le circuit. Ce type d'oscillateur permet de travailler à basses fréquences.

Oscillateur à battements

Les oscillateurs à battements sont très utilisés pour générer des signaux à basses fréquences.

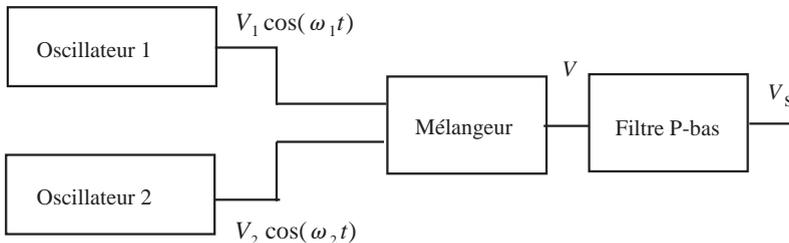


Figure O.6 Schéma de principe d'un oscillateur à battements

Un oscillateur à battements est constitué de deux oscillateurs dont les fréquences des sinusoïdes obtenues à leurs sorties sont nettement plus élevées que la fréquence désirée. L'un des oscillateurs délivre un signal à fréquence fixe f_1 et l'autre délivre un signal à fréquence variable f_2 proche de f_1 . À la sortie du mélangeur, qui n'est autre qu'un élément non linéaire, le signal de sortie est formé par la somme de différents termes :

$$v(t) = K_1 [V_1 \cos(\omega_1 t) + V_2 \cos(\omega_2 t)] + K_2 [V_1 \cos(\omega_1 t) + V_2 \cos(\omega_2 t)]^2 + \dots$$

Tous les termes sont à des fréquences supérieures à la plus petite des deux fréquences f_1 et f_2 .

Seul le terme $2K_2 V_1 V_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t)$ permet d'obtenir une fréquence d'autant plus faible que f_1 est proche de f_2 .

$$2K V_1 V_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t) = K V_1 V_2 \cos(\omega_1 + \omega_2)t + K V_1 V_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t$$

Le filtre passe-bas permet d'éliminer les fréquences élevées. Seul le signal qui est à la fréquence $f_1 - f_2$ passe.

Oscillateur à pont de Wienn (voir Wienn)

Oscillateurs LC

Les oscillateurs *LC* comprennent des inductances et des condensateurs réels ou certains matériaux cristallins piézoélectriques. Dans ce dernier cas, on utilise souvent des quartz qui sont équivalents à des circuits *LC* et donnent des fréquences très stables. Les oscillateurs *LC* comportent toujours un élément actif associé à un circuit passif *LC*. Ces oscillateurs sont utilisés pour les fréquences élevées.

Oscillateur Colpitts

L'oscillateur Colpitts est un oscillateur *LC* qui utilise un filtre en π dont un exemple de réalisation possible à transistor à effet de champ est donné à la figure suivante. La réactance X_4 est constituée de la bobine L_4 et les réactances X_2 et X_3 par les condensateurs C_2 et C_3 . Ces trois éléments réactifs constituent un circuit résonant.

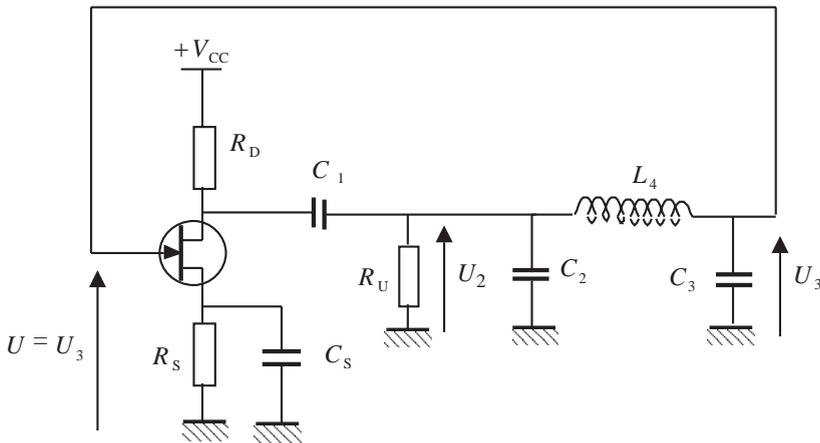


Figure 0.7 Exemple d'oscillateur Colpitts à transistor JFET

On suppose que les impédances Z_2 , Z_3 et Z_4 de la cellule en π sont des réactances pures :

$$Z_2 = jX_2 \quad Z_3 = jX_3 \quad Z_4 = jX_4 \quad \text{avec} \quad X = L\omega \quad \text{ou} \quad X = -1/C\omega$$

L'admittance d'entrée de la cellule en π est :

$$Y_e = \frac{1}{Z_2 // (Z_3 + Z_4)} = -j \frac{X_2 + X_3 + X_4}{X_2(X_3 + X_4)} = -jB_e$$

Puisque Z_2 , Z_3 et Z_4 , sont des réactances pures, l'admittance d'entrée est purement réactive.

Condition sur la phase : $\text{Arg } H_{F0}(j\omega) + \text{Arg } H_R(j\omega) = \phi_{F0} + \phi_R = \pm 2\pi$

La condition sur la phase ne peut être réalisée que si la fonction de transfert H_{F0} est un réel pur. Soit : $jB_e = 0$, ce qui impose $X_2 + X_3 + X_4 = 0$. Cela n'est vrai que pour une seule fréquence $f = f_0$.

À la pulsation $\omega = \omega_0$, $H_{F0} = -\frac{g_m}{G_2}$ et $H_R = -\frac{X_3}{X_2}$.

Condition sur l'amplitude : $|H_{F0}(j\omega)| \times |H_R(j\omega)| = 1$ soit : $\frac{g_m}{G_2} \times \frac{X_3}{X_2} = 1$.

Pour obtenir des oscillations, au démarrage : $g_m > G_2 \times \frac{X_2}{X_3}$.

La pulsation des oscillations est la pulsation de résonance donnée par $X_2 + X_3 + X_4 = 0$.

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_4 C}}$, où C est la mise en série de C_1 et C_2 , soit : $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$

La condition d'entretien des oscillations est :

$$\frac{g_m}{G_2} = \frac{X_2}{X_3}, \quad \text{soit} \quad g_m(R_D // R_u // r_{ds}) = \frac{C_3}{C_2}$$

r_{ds} est la résistance propre du transistor

g_m est la pente du transistor à effet de champ, elle est donnée par :

$$g_m = \frac{-2I_{DSS}}{U_p} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_p}\right) = g_{mo} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_p}\right)$$

Oscillateur Hartley (voir Hartley)

Oscillateur à PLL (voir boucle à verrouillage de phase)

Oscillateur à quartz (oscillateur Pierce : voir Quartz)

Les oscillateurs à quartz sont destinés à produire des signaux de haute précision très stables en fréquence. C'est le cas, par exemple, des émetteurs radiofréquences qui doivent garder des fréquences très précises fixées à l'avance. C'est le cas aussi des étalons de temps dans les montres électroniques.

La grande stabilité de la fréquence des oscillateurs à quartz provient d'une part de la valeur élevée du facteur de qualité (de l'ordre de 10^5 à 10^6) et, d'autre part, des excellentes propriétés mécaniques du quartz.

L'oscillateur Pierce est un exemple d'oscillateur à quartz, il ne diffère de l'oscillateur Colpitts que par le remplacement de l'inductance par un quartz. La structure de base est :

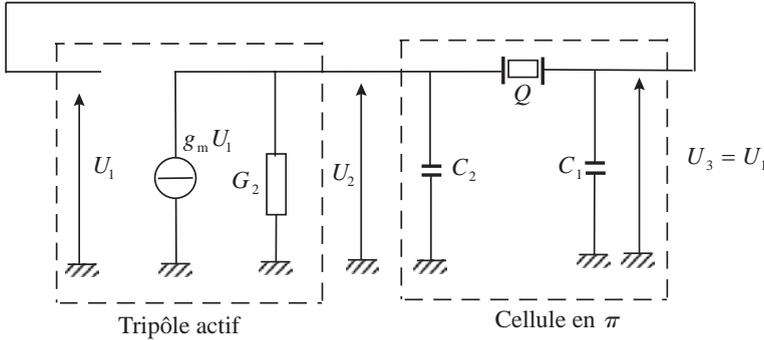


Figure O.8 Structure de base d'un oscillateur Pierce.

On peut négliger les pertes dans le quartz devant les pertes du tripôle actif. Dans ces conditions, on peut supposer que la résistance $R_m \approx 0$ et que le réseau est purement réactif dans le cas de la cellule en π .

Si l'on désigne par C_{12} la capacité parasite entre les deux bornes extérieures du quartz et si l'on regroupe dans C_1 , C_2 et C_{12} toutes les capacités parasites interélectrodes du tripôle, le schéma de la cellule en π est celui de la figure O.9.

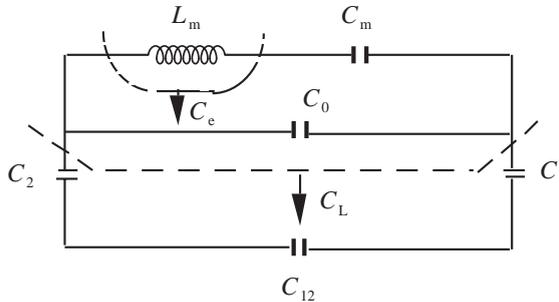


Figure O.9 Cellule en π à quartz

Si l'on désigne par C_e et C_L les capacités vues respectivement par L_m et par le quartz, on a :

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_m C_e} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{C_e} = \frac{1}{C_m} + \frac{1}{C_o + C_L} \quad \text{et} \quad C_L = C_{12} + \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

La capacité extérieure au quartz est aussi appelée « capacité de charge du quartz ». Sachant que $\omega_m^2 = 1/L_m C_m$, on trouve : $\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{C_m}{C_o + C_L}$, soit un écart relatif de pulsations :

$$\frac{\omega_0 - \omega_m}{\omega_m} = \frac{C_m}{2(C_o + C_L)}$$

Cet écart dépend donc de C_L . On peut modifier la fréquence d'oscillation en modifiant C_L .

Les conditions d'entretien sont : $g_m = G_2 \times \frac{C_1}{C_2}$.

OU (opérateur ou porte logique)

L'opérateur OU (*OR*) est un opérateur logique à plusieurs entrées qui réalise la fonction somme logique. Dans le cas de deux entrées, on a :

$$S = E_1 + E_2$$

On dit E_1 ou E_2 et non pas E_1 plus E_2 . La table de vérité est :

E_1	E_2	S
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

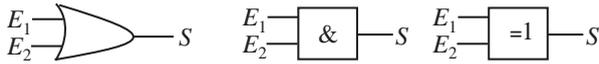


Figure O.10 Symboles d'une porte logique OU à deux entrées

OU exclusif (opérateur ou porte)

L'opérateur OU exclusif (*OR*) est un opérateur logique à plusieurs entrées qui réalise la fonction suivante : la sortie est à l'état logique haut « 1 » si une et une seule entrée est à l'état logique haut. Appliquée dans le cas de deux entrées, on trouve :

$$S = \overline{E_1}E_2 + \overline{E_2}E_1$$

La table de vérité est :

E_1	E_2	S
0	0	0
0	1	1
1	0	0
1	1	1



Figure O.11 Symboles d'une porte logique OU exclusif à deux entrées

Ouverture numérique (voir fibre optique)



PAL (Programmable Array Logic)

Ce sont des circuits logiques programmables dont les fonctions ET sont programmables et les fonctions OU fixes.

La programmation d'un PAL consiste à brûler les fusibles indésirables et à ne garder que ceux qui nous intéressent.

Parité (voir codage)

Passe-bande (voir filtre)

Passe-bas (voir filtre)

Passe-haut (voir filtre)

Passif

Un circuit ou un filtre est dit passif lorsqu'il ne comporte aucun élément actif. On ne trouve que des résistances, des condensateurs, des bobines (inductances) et des sources de tension ou de courant. C'est le cas du circuit *RLC*.

Passivation d'une source (voir superposition)

Passiver une source ou un générateur revient à la remplacer par sa résistance interne.

Parseval (théorème de)

Il est intuitif de penser que l'énergie totale d'un signal ne dépend pas du mode de représentation choisie. Elle reste la même, qu'il s'agisse d'une représentation temporelle ou d'une représentation fréquentielle.

Cette équivalence est donnée par le théorème de Parseval :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t)f_2^*(t)dt = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(j\omega)f_2^*(j\omega)d\omega$$
$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |F(j\omega)|^2 d\omega$$

$|F(j\omega)|^2$ est la densité spectrale énergétique qui chiffre la contribution à l'énergie totale du signal.

Dans le cas particulier d'un signal périodique, puisque l'énergie contenue dans le signal est périodique, on considère alors la puissance moyenne calculée sur une période T .

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} |f^2(t)| dt = \sum_{n=0}^{n=+\infty} |C_n|^2$$

La puissance moyenne d'un signal périodique est égale à la somme des puissances de ses différents harmoniques, C_n étant la puissance moyenne de l'harmonique de rang n . L'égalité de Parseval permet, en outre, de vérifier la convergence des séries de Fourier.

Peigne de Dirac (voir Dirac)

Période (voir périodique)

Périodique (signal : voir aussi série de Fourier)

Un signal $u(t)$ ou $i(t)$ est périodique, de période « T » si, quel que soit l'instant t , nous avons :

$$u(t) = u(t + T) \quad \text{ou} \quad i(t) = i(t + T)$$

La connaissance du signal sur une durée égale à T , c'est-à-dire la connaissance de l'évolution de la fonction qui représente le signal est suffisante pour le déterminer complètement.

- T est la *période* du signal exprimée en seconde s ; nous utilisons les multiples et sous-multiples de cette unité. Cette période représente le temps qui sépare deux passages successifs par la même valeur avec le *même sens de variation*.
- La fréquence « f » qui est exprimée en hertz (Hz) donne le nombre de périodes par seconde. Nous pouvons aussi utiliser surtout les multiples de cette unité : kHz, MHz et même GHz dans le cas de l'hyperfréquence.

Nous pouvons aussi rencontrer, dans des documentations anciennes, le terme de *cycle par seconde* qui a été remplacé par le hertz.

$$f = 1/T \text{ en Hz (ou } s^{-1}\text{)}$$

En électronique, nous avons affaire fréquemment à des fonctions périodiques. Par exemple, le spot lumineux d'un téléviseur ou d'un oscilloscope doit se déplacer d'une façon linéaire, de gauche à droite et de haut en bas. Nous appliquons pour cela sur les plaques de déviation horizontale et sur les plaques de déviation verticale deux tensions triangulaires.

Nous utilisons aussi des signaux carrés (signaux d'horloge) pour commander des composants en électronique digitale (numérique).

La figure suivante représente trois cas particuliers de fonctions périodiques :

- la fonction tension sinusoïdale $u_1(t)$,
- la fonction tension dents de scie $u_2(t)$,
- la fonction tension carré $u_3(t)$ avec offset (tension de décalage).

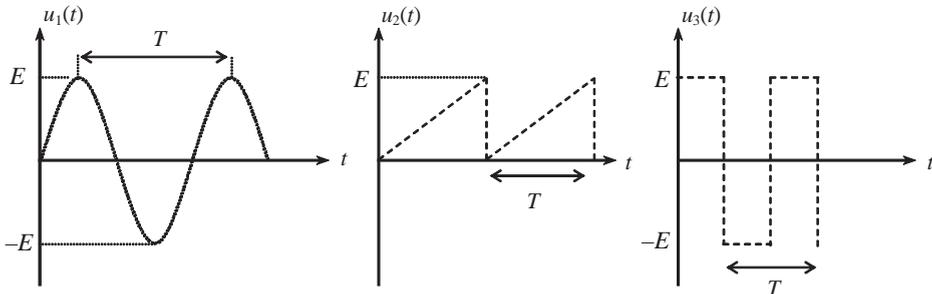


Figure P.1 Exemples de fonctions périodiques de période T

Perméabilité

C'est une grandeur dont le produit par le champ magnétique est égal à l'induction magnétique. Cette grandeur, notée μ et appelée perméabilité, caractérise donc l'aimantation de certaines substances sous l'effet d'un champ magnétique.

$$\mu = \frac{B}{H} \text{ en } \text{H} \cdot \text{m}^{-1}, \text{ avec } B \text{ en teslas (T) et } H \text{ en ampères par mètre (A} \cdot \text{m}^{-1}\text{)}$$

Dans le cas du vide, on a la perméabilité μ_0 . Sa valeur est : $\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$.

Noter que, dans le cas d'un matériau quelconque, la perméabilité est : $\mu = \mu_r \mu_0$

μ est la perméabilité relative. C'est un nombre sans dimensions qui varie en fonction de la fréquence. La perméabilité du matériau diminue aussi lorsque l'excitation H augmente (le matériau sature).

Permittivité

C'est une grandeur dont le produit par le champ électrique est égal à l'induction électrique. Cette grandeur, notée ε , caractérise donc le milieu considéré.

$$\text{Cas du vide : } \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} = 8,854 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$$

Cas d'un milieu quelconque : $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ avec : ε_r permittivité relative.

Phase (voir déphasage)

Photocoupleur (voir optocoupleur)

Photodiode (voir optoélectronique)

Une photodiode (figure P.2) est une jonction PN spéciale qui laisse passer le courant en présence d'une lumière.

Quand une onde lumineuse de fréquence f éclaire la photodiode, si la condition suivante est respectée :

$$hf > E_G, \text{ avec } E_G \text{ qui représente le gap de la jonction PN}$$

En sens inverse, le courant d'origine photoélectrique, I_λ devient important et dépasse le courant de saturation I_S . Les photodiodes sont donc branchées dans le sens inverse par rapport à une diode normale, la cathode se branche du côté « + » et l'anode du côté « - ».

Les photodiodes sont sensibles, selon le type, soit à la lumière visible, soit à la lumière infrarouge ou encore aux deux.

D'autres variantes de photodiodes existent et on peut citer par exemple :

- les photodiodes PIN qui comportent une région de semi-conducteur intrinsèque prise en sandwich entre la région P et la région N,
- les photodiodes avalanches qui se distinguent par l'existence d'une région où règne un champ électrique intense (proche du claquage), entretenue par la polarisation inverse.

Photorésistance

Une photorésistance est un composant dont la valeur de la résistance diminue en fonction de la luminosité : plus il y a de lumière, moins elle est résistante, plus elle laisse passer le courant ; et moins il y a de lumière, plus elle est résistante, moins elle laisse passer le courant.



Figure P.2 Symbole d'une photodiode

Le schéma est :

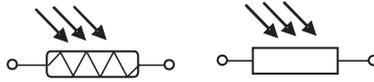


Figure P.3 Symboles d'une photorésistance

Phototransistor

Comme pour la *photodiode*, un phototransistor est un transistor dont le courant base I_λ est créé par effet photoélectrique dans la jonction base-collecteur. $I_C = (\beta + 1) \times I_\lambda \cong \beta \times I_\lambda$
 On peut utiliser un photodarlington pour augmenter la sensibilité du composant.

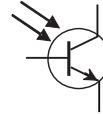


Figure P.4 Symbole d'un phototransistor

Piézoélectricité (voir quartz)

La piézoélectricité désigne la propriété de certains matériaux de se polariser sous l'action d'une contrainte mécanique. Ces matériaux changent de dimension lorsqu'ils sont polarisés par un champ électrique extérieur. On peut citer essentiellement :

- le quartz qui présente une grande stabilité et une très bonne rigidité,
- les céramiques qui ont un coût modeste mais qui présentent des désavantages : une forte dépendance en température couplée à un effet d'*hystérisis*.

Pilote (onde : voir modulation FM stéréophonique)

Pincement (tension de : voir transistor FET)

Plages de capture (voir PLL)

Plages de verrouillage (voir PLL)

Planck (constante de)

La constante de Planck, notée souvent h , est : $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ (joules seconde).

PLL (voir boucle à verrouillage de phase)

Polarisation (voir transistor bipolaire, FET)

Pont de Wheatstone

Le pont de Wheatstone est un circuit très utilisé dans les systèmes de mesure. Il sert souvent à mesurer la valeur d'une résistance inconnue connaissant les trois autres. Le schéma est le suivant :

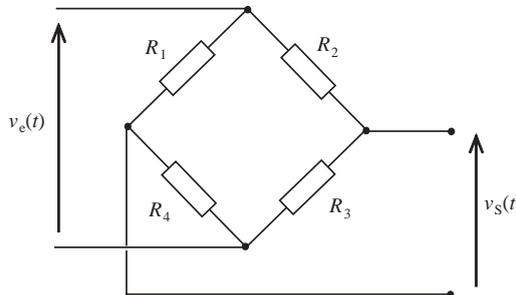


Figure P.5 Pont de Wheatstone

L'équilibre est obtenu lorsque : $R_1 \times R_3 = R_2 \times R_4$
 À l'équilibre, la tension de sortie est nulle : $v_S(t) = 0$.

Pont de Wien

Ce pont sert souvent à mesurer la capacité d'un condensateur. Le schéma est :

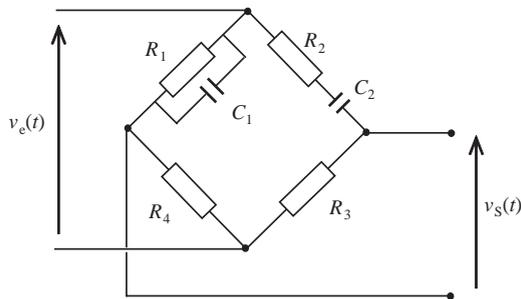


Figure P.6 Pont de Wien

Les conditions d'équilibre qui donnent une tension en sortie nulle est :

$$R_1 = \frac{R_4}{R_3} \left(R_2 + \frac{R_4}{R_2(C_2\omega)^2} \right) \quad \text{et} \quad C_1 = \frac{1}{R_1 R_2 C_2 \omega^2}$$

Pont diviseur de courant

Le schéma d'un pont diviseur de courant est le suivant :
 Appelons « U » la différence de potentiel qui se trouve aux bornes des différents éléments en parallèle, nous obtenons :

$$U = R_2 \cdot I_2 = I(R_1 // R_2) = I \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

$$\text{d'où} \quad I_2 = I \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

Si, maintenant, nous divisons le numérateur et le dénominateur par le produit $R_1 R_2$, nous obtenons la relation suivante :

$$I_2 = I \frac{G_2}{G_1 + G_2}$$

Cette relation est maintenant sous une forme comparable à celle trouvée pour le diviseur de tension. L'intensité obtenue est toujours inférieure à I , d'où le nom donné à ce montage.

Remarque : d'une façon plus générale, le courant traversant une résistance R_i placée dans un circuit parallèle comportant n résistances, alimenté par une source idéale de courant I , est :

$$I_i = I \frac{G_i}{G_1 + G_2 + G_3 + \dots + G_n}$$

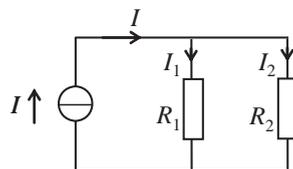


Figure P.7 Schéma du pont diviseur de courant

Pont diviseur de tension

Le schéma d'un pont diviseur de tension est le suivant :

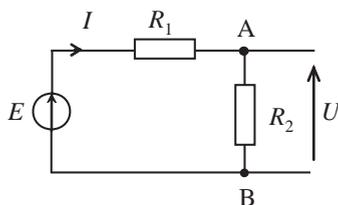


Figure P.8 Schéma du pont diviseur de tension

Il s'agit d'une application directe de la mise en série de deux résistances :

$$E = R_1 \cdot I + R_2 \cdot I \quad \text{d'où} \quad I = \frac{E}{R_1 + R_2}$$

La tension aux bornes d'une résistance est égale au produit de sa valeur par l'intensité du courant qui la traverse. Par exemple, la tension aux bornes de la résistance R_2 vaut :

$$U = E \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

La tension ainsi obtenue est inférieure à E , d'où le nom donné à ce montage. Remarquons au passage que, d'une façon générale, la tension aux bornes d'une résistance placée dans un circuit série comportant n résistances, alimenté par une source de tension E est :

$$U_i = E \frac{R_i}{R_1 + R_2 + \dots + R_n}$$

Porteuse (voir modulation)

Prenons le cas d'un signal appartenant à la gamme des fréquences audibles. Il faut faire subir au signal à transmettre des modifications afin de déplacer son spectre vers des fréquences élevées autour d'une fréquence f_0 dite porteuse, ce qui permet :

- la transmission du signal dans un domaine de fréquences qui lui est favorable selon le canal de transmission choisi (dimensions des antennes, largeurs de bandes disponibles, etc.),
 - une meilleure protection du message contre le bruit, les interférences ou le brouillage.
- C'est le cas de plusieurs sources qui émettent toutes dans la gamme des fréquences audibles.

Potentiel électrique

En électricité, la différence d'état électrique est appelée différence de potentiel ou *tension électrique*. Nous pouvons comparer le déplacement d'une charge électrique au déplacement d'une masse entre un niveau haut et un niveau plus bas, ce qui constitue la chute de la masse. Dans tous les cas, nous avons affaire à un travail qui peut être exprimé par :

$$W = Q (U_A - U_B) = Q \cdot U \text{ en joules (J)}$$

La quantité $U = U_A - U_B$ est appelée la différence entre le potentiel du point A et le potentiel du point B, nous parlons alors d'une différence de potentiel exprimée en « volts ». Cette

différence de potentiel est définie comme étant le travail par unité de charge. Elle établit une comparaison entre deux points d'un circuit. La tension est symbolisée par la lettre U (ou V) et par une flèche sur le circuit tournée vers le point dont le potentiel est le plus élevé, c'est-à-dire la borne positive du générateur de l'exemple qui représente une batterie (pile) du type 12 volts branchée aux bornes d'une ampoule ou d'une résistance.

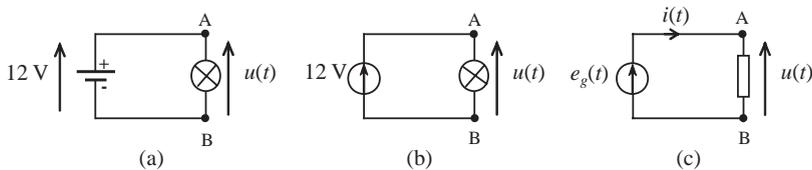


Figure P.9 Représentation d'un générateur (12 V) et d'un récepteur constitué soit d'une ampoule électrique (a) et (b), soit d'une résistance (c)

Dans le cas général, le potentiel V obtenu dans le vide dont la permittivité est ϵ_0 , à une distance r d'une charge électrique Q est :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{Q}{r}$$

Dans le cas d'un milieu quelconque, il suffit de remplacer la permittivité du vide par la permittivité du milieu pour obtenir :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \times \frac{Q}{d}, \quad \text{avec } \epsilon_r \text{ qui représente la permittivité relative.}$$

Potentiomètre

Un potentiomètre est un diviseur résistif variable qui peut être utilisé pour faire un réglage précis au moyen d'un curseur. Le schéma est :

La résistance varie entre la flèche et l'un des bouts de la résistance. On trouve souvent :

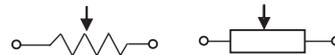


Figure P.10 Symboles d'un potentiomètre

- des potentiomètres monotour : la rotation mécanique d'un seul tour provoque le déplacement du curseur sur la totalité de la résistance,
- des potentiomètres multitours : seule la rotation mécanique de plusieurs tours provoque le déplacement du curseur sur la totalité de la résistance. Il s'agit de potentiomètres de précision.

Propagation (voir : guidées)

La propagation des ondes électromagnétiques (ou électrique) peut se faire de différentes manières en fonction de la longueur d'onde considérée, du résultat recherché et des moyens disponibles. On trouve :

- la propagation dans l'espace libre (vide), c'est le cas des ondes audiofréquences et vidéofréquences : radio et télévision hertzienne ou par satellite,
- la propagation libre dans un diélectrique et les conditions à satisfaire lors du passage d'un milieu 1 à un milieu 2,
- la propagation des ondes électromagnétiques dans une direction privilégiée par un système de guidage constitué par une ou plusieurs surfaces métalliques parallèles à la direction de propagation que nous appelons Oz (guide d'onde rectangulaire, guide d'onde circulaire),

- la propagation des ondes lumineuses dans une direction privilégiée par un guidage spécifique (fibre optique),
- la propagation sur une ligne de transmission : ligne bifilaire, câble coaxial ou ligne *microstrip*.

Poynting (vecteur de)

Lorsque nous étudions l'énergie électromagnétique, on fait souvent appel au vecteur de Poynting qui est par définition le vecteur \vec{R} donné par :

$$\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

\vec{E} et \vec{B} représentent respectivement le champ électrique et le champ magnétique.

Le flux de ce vecteur à travers une surface fermée représente le débit en énergie du champ électromagnétique à travers cette surface. Ce résultat, connu sous le nom de théorème de Poynting, se traduit par l'expression suivante :

$$\oiint \rightarrow R dS = \oiint \left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right)$$

Préaccentuation (voir modulation en fréquence FM)

En modulation de fréquence, la largeur de la bande de base utilisée en radiofréquences est de 15 kHz, l'excursion en fréquence est normalisée à 75 kHz, soit un indice de modulation $m = 5$. Pour compenser la variation de l'indice de modulation dans la bande de base (donc du rapport signal sur bruit), il faut réaliser une préaccentuation de 17 dB à la fréquence 15 kHz. Cet effet est obtenu par filtrage passe-haut de constante de temps $\tau = 75 \mu s$. L'opération inverse (désaccentuation) est réalisée au niveau du récepteur.

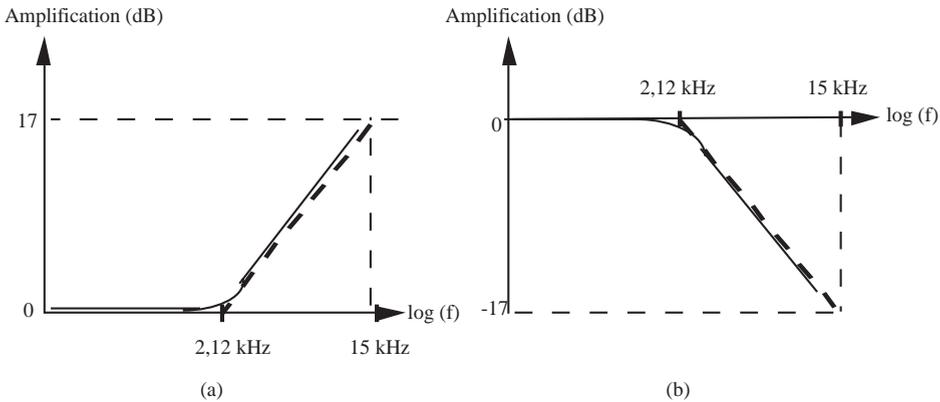


Figure P.11 Réponses du filtre de préaccentuation (a) et du filtre de désaccentuation (b)

Premier ordre

La fonction de transfert d'un filtre passe-bas de premier ordre simple est :

$$H(p) = H(j\omega) = \frac{K}{1 + \tau p} = \frac{K}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}}, \quad \text{avec : } \omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

$$|H(j\omega)| = \frac{K}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad \text{et} \quad \varphi = -\text{Arctg}(\omega\tau)$$

La fonction de transfert d'un filtre passe-haut de premier ordre simple est :

$$H(p) = H(j\omega) = K \times \frac{\tau p}{1 + \tau p} = K \times \frac{j \frac{\omega}{\omega_0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0}}, \quad \text{avec : } \omega_0 = \frac{1}{\tau}$$

$$|H(j\omega)| = K \times \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{\pi}{2} - \text{Arctg}(\omega\tau)$$

PSK (voir modulation numérique)

Puissance active (voir puissance moyenne)

Puissance apparente

Nous rappelons que la valeur efficace d'une tension (ou d'un courant) est la valeur de la tension (ou du courant) qui reproduirait une dissipation de puissance égale à la puissance active dissipée dans le même dipôle :

$$P_{\text{active}} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\varphi) = \frac{U_{\text{Max}}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_{\text{Max}}}{\sqrt{2}} \cos(\varphi) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos(\varphi)$$

Le produit des valeurs efficaces est appelé *puissance apparente*. Cette grandeur est sans signification physique particulière. Sa valeur est toujours supérieure ou égale à la puissance active et s'exprime en volt-ampère.

Puissance complexe

Nous pouvons généraliser la notion de puissance en utilisant la notation complexe :

$$\underline{U} = U_{\text{Max}} e^{j\phi_1} \quad \text{et} \quad \underline{I} = I_{\text{Max}} e^{j\phi_2}$$

$$\underline{P} = \frac{\underline{U} \cdot \underline{I}^*}{2} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} e^{j\varphi} = P_{\text{active}} + jP_{\text{réactive}}$$

Le symbole « * » désigne le complexe conjugué et \underline{P} est appelée puissance complexe.

Puissance électrique

Dans un conducteur, les porteurs de charges soumis à un champ électrique se trouvent en mouvement, ce qui leur procure une certaine énergie cinétique. Ils cèdent cette énergie au cours de collisions multiples qu'ils subissent durant leur trajet. Le conducteur s'échauffe et nous parlons dans ce cas d'échauffement par *effet Joule*. L'échauffement traduit la quantité d'énergie dissipée par le conducteur.

Soit $u(t)$ la différence de potentiel entre le point A et le point B à un instant déterminé et soit $i(t)$ le courant qui circule entre A et B au même instant. Nous parlons dans ce cas de grandeurs électriques instantanées. La puissance instantanée est :

$$p(t) = u(t) \cdot i(t) \text{ exprimée en watts « W »}$$

Cette puissance représente le taux (en joules par seconde) selon lequel l'énergie est transférée. Il est donc possible de déterminer, pendant l'intervalle de temps considéré « Δt », la quantité d'énergie dissipée.

$$W = \int_0^{\Delta t} p(t) dt = \int_0^{\Delta t} u(t) \cdot i(t) dt \text{ en (J)}$$

Remarque : ne pas confondre l'unité de la puissance qui est le watt, notée « W » et l'énergie ou travail qui est souvent désigné en physique par la lettre « W ».

Puissance instantanée en régime sinusoïdal

Soit un dipôle passif, constitué par un ou plusieurs éléments simples. Ce dipôle est traversé par un courant sinusoïdal $i(t)$. Nous trouvons à ses bornes une tension sinusoïdale $u(t)$. Nous pouvons définir plusieurs types de puissances.

La puissance instantanée consommée par un dipôle est définie comme le produit de la tension $u(t)$ qui apparaît aux bornes du dipôle par l'intensité du courant $i(t)$ qui le parcourt. Elle s'exprime en watts (W) :

$$p(t) = u(t) \cdot i(t)$$

Nous distinguons deux cas selon le signe de $p(t)$:

- $p(t)$ est positif, l'énergie est fournie aux dipôles, le dipôle joue le rôle d'un récepteur,
- $p(t)$ est négatif, le dipôle renvoie de l'énergie, le dipôle joue le rôle d'un générateur.

En régime sinusoïdal permanent, $u(t)$ et $i(t)$ se mettent sous la forme :

$$i(t) = I_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi_1) \quad \text{et} \quad u(t) = U_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi_2)$$

$$\text{d'où} \quad p(t) = U_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi_2) \cdot I_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi_1)$$

En utilisant la relation trigonométrique classique suivante :

$$\cos(p) \cdot \cos(q) = 0,5 [\cos(p - q) + \cos(p + q)]$$

nous trouvons l'expression de la puissance instantanée :

$$p(t) = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} [\cos(\phi_2 - \phi_1) + \cos(2\omega t + \phi_1 + \phi_2)]$$

$$p(t) = \frac{U_{\text{Max}}}{\sqrt{2}} \frac{I_{\text{Max}}}{\sqrt{2}} [\cos(\phi_2 - \phi_1) + \cos(2\omega t + \phi_1 + \phi_2)]$$

$$p(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} [\cos(\phi_2 - \phi_1) + \cos(2\omega t + \phi_1 + \phi_2)]$$

Pour simplifier le calcul, nous pouvons supposer par exemple que la phase du courant, est nulle : $\phi_1 = 0$, ce qui consiste à prendre le courant comme référence. La puissance instantanée exprimée par la relation précédente comporte alors :

- un terme constant qui représente la valeur moyenne de la puissance :

$$U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cos(\phi_2) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cos(\Delta\phi) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cos(\phi),$$

- un terme sinusoïdal : $U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cos(2\omega t + \Delta\phi)$.

La pulsation de l'expression de la puissance instantanée est deux fois la pulsation du signal sinusoïdal (2ω au lieu de ω). Si le terme constant est nul, la puissance est donc alternativement positive et négative durant une demi-période du signal courant ou du signal tension.

Puissance maximale transférée (voir adaptation en puissance)

Puissance moyenne

Souvent, l'évolution temporelle de la valeur de la tension $u(t)$ et de la valeur du courant $i(t)$ est décrite par une expression mathématique connue $f(t)$. La connaissance de l'énergie dissipée pendant l'intervalle du temps Δt permet de calculer la puissance moyenne.

$$P_{\text{moyenne}} = \frac{W}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} p(t) dt = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} u(t) \cdot i(t) dt \text{ en watts}$$

La moyenne temporelle d'un signal électrique est une caractéristique propre qui doit être calculée sur toute l'existence de ce signal, en prenant un intervalle de temps infini. En pratique, nous nous contentons d'une estimation en prenant un intervalle de temps Δt .

La puissance moyenne sur une durée T à partir de l'instant t_0 est la puissance effectivement consommée par la charge pendant T . Elle est appelée puissance active :

$$P_{\text{moyenne}} = P_{\text{active}} = \overline{P} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} p(t) dt = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u(t) \cdot i(t) dt$$

La puissance moyenne dissipée sur une période de la sinusoïde est :

$$P_{\text{active}} = P_{\text{moyenne}} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} [\cos(\phi_2 - \phi_1) + \cos(2\omega t + \phi_1 + \phi_2)] dt$$

$$P_{\text{active}} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2T} \int_{t_0}^{t_0+T} \cos(\phi_2 - \phi_1) dt + \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2T} \int_{t_0}^{t_0+T} \cos(2\omega t + \phi_2 + \phi_1) dt$$

$$P_{\text{active}} = P_{\text{moyenne}} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2T} \int_{t_0}^{t_0+T} \cos(\phi_2 - \phi_1) dt = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\phi_2 - \phi_1)$$

$$P_{\text{active}} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\Delta\phi) = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\varphi) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cos(\varphi)$$

où $\varphi = \Delta\phi$ représente le déphasage entre le courant et la tension.

La puissance moyenne est toujours positive ou nulle, à U_{eff} et I_{eff} donnés ; la puissance active est maximale dans le cas particulier d'une charge purement résistive : $Z = R$. La tension $u(t)$ et le courant $i(t)$ sont donc en phase, ce qui donne : $\cos(\varphi) = 1$, nous trouvons :

$$P_{\text{active}} = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{eff}}^2}{R} = I_{\text{eff}}^2 \cdot R$$

Pour une charge purement réactive « imaginaire pure », $\varphi = \pm 90$, $\cos(\varphi) = 0$ et la puissance moyenne est nulle. Autrement dit, un condensateur idéal ou une inductance idéale ne dissipe aucune puissance moyenne.

Dans le cas général, la puissance moyenne ou puissance active s'exprime par la relation :

$$P_{\text{moyenne}} = U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \cos(\varphi)$$

$\cos(\varphi)$ s'appelle facteur de puissance. Sa valeur est comprise entre 0 et 1. En utilisant la notation complexe, nous obtenons :

$$u(t) = U_{\text{Max}} \cdot \Re(e^{j(\omega t + \phi_2)}) \quad \text{et} \quad i(t) = I_{\text{Max}} \cdot \Re(e^{j(\omega t + \phi_1)})$$

Étant donné que la pulsation n'intervient pas dans le calcul de la puissance moyenne sur une période, les tensions u et i peuvent s'écrire :

$$u = U_{\text{Max}} \cdot \Re e^{+j\phi_1} \quad \text{et} \quad i = I_{\text{Max}} \cdot \Re e^{+j\phi_2}$$

d'où :

$$P_{\text{moyenne}} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\phi_1 - \phi_2) = \frac{1}{2} \Re(u \cdot i^*) = \frac{1}{2} \Re(i \cdot u^*)$$

D'après la définition de l'impédance, la tension et le courant sont liés par l'expression de Z : il vient que, si $Z = R + jX$:

$$P_{\text{moyenne}} = \frac{1}{2} \Re (Z \cdot i \cdot i^*) = \frac{1}{2} \cdot i^2 \cdot \Re (Z) = \frac{1}{2} R i^2$$

$$P_{\text{moyenne}} = \frac{1}{2} R \left(\frac{u}{R} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{u^2}{R}$$

Puissance réactive

Lorsqu'un réseau comporte des condensateurs ou des bobines, une partie de l'énergie qui leur est fournie par la source est stockée par les éléments réactifs (condensateurs et bobines pour être ensuite restituée à la source. Pendant la restitution de l'énergie, la puissance est négative. La puissance impliquée dans cet échange est désignée par la puissance réactive : $P_{\text{réactive}}$. Si nous développons l'expression générale de la *puissance instantanée*, nous trouvons :

$$p(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot [\cos(\phi_2 - \phi_1) + \cos(2\omega t + \phi_1 + \phi_2)]$$

Pour simplifier le calcul, nous supposons que $\phi_1 = 0$. Dans ce $\Delta\phi = \phi_2$ nous trouvons :

$$p(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} [\cos(\phi_2 - 0) + \cos(2\omega t + 0 + \phi_2)]$$

$$p(t) = [U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos(\Delta\phi)] + [U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos(2\omega t + \Delta\phi)]$$

$$p(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \cos(\Delta\phi) + U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} [\cos(2\omega t) \cos(\Delta\phi) - \sin(2\omega t) \sin(\Delta\phi)]$$

$$p(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} [1 + \cos(2\omega t)] \cdot \cos(\Delta\phi) - U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \sin(\Delta\phi) \sin(2\omega t)$$

La puissance instantanée contient deux termes. Le premier correspond à la puissance active et le second à la puissance réactive.

$$p_{\text{active}}(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} [1 + \cos(2\omega t)] \times \cos(\Delta\phi)$$

$$p_{\text{réactive}}(t) = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}} \sin(2\omega t) \times \sin(\Delta\phi)$$

Notons ici que la puissance active mesurée sur une période entière donne le même résultat que précédemment puisque la moyenne de $\cos(2\omega t)$ est nulle sur une période.

Ces dénominations sont justifiées par les considérations suivantes. Supposons une impédance d'un dipôle donnée sous la forme standard : $Z = R + jX$.

La tension aux bornes de l'impédance devient :

$$u(t) = \Re [U_{\text{Max}} e^{j\phi} e^{j\omega t}] = \Re [\underline{U} e^{j\omega t}], \quad \text{avec } \underline{U} = U_{\text{Max}} e^{j\phi}$$

Or, $\underline{U} = Z \cdot \underline{I}$ est la loi d'Ohm en notation complexe :

$$u(t) = \Re [R + jX] I_{\text{Max}} [\cos(\omega t) + j \sin(\omega t)] = [R \cdot I_{\text{Max}} \cos(\omega t)] - [X \cdot I_{\text{Max}} \sin(\omega t)]$$

La puissance instantanée devient :

$$p(t) = u(t) \cdot i(t) = [R \cdot I_{\text{Max}} \cos(\omega t) - X \cdot I_{\text{Max}} \sin(\omega t)] [I_{\text{Max}} \cos(\omega t)]$$

$$p(t) = \left[\frac{R \cdot I_{\text{Max}}^2}{2} (1 + \cos(2\omega t)) \right] - \left[\frac{X \cdot I_{\text{Max}}^2}{2} \sin(2\omega t) \right]$$

Si nous comparons cette expression de la puissance avec celle trouvée auparavant, nous constatons que le premier terme correspond à la puissance *active* qui met en jeu la partie

résistive R de l'impédance Z . La deuxième partie de l'expression correspond à la puissance réactive qui met en jeu la réactance X de l'impédance Z :

$$p_{\text{active}}(t) = \frac{R \cdot I_{\text{Max}}^2}{2} (1 + \cos(2\omega t))$$

$$p_{\text{réactive}}(t) = \frac{X \cdot I_{\text{Max}}^2}{2} \sin(2\omega t)$$

La puissance active a pour valeur moyenne la puissance moyenne déterminée auparavant. Il s'agit bien de :

$$\overline{p_{\text{active}}(t)} = \frac{R \cdot I_{\text{Max}}^2}{2} = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\varphi) = \frac{U_{\text{Max}} \cdot I_{\text{Max}}}{2} \cos(\Delta\phi)$$

Nous constatons que la puissance réactive change de signe à une fréquence double de celle du signal : elle est tour à tour emmagasinée puis restituée par les réactances, de sorte que le bilan moyen est nul. Elle ne correspond pas à un transfert d'énergie.

Conclusion : la puissance moyenne dissipée dans un élément d'impédance Z ne dépend que de sa partie réelle. En d'autres termes, nous dirons que seule la partie réelle d'une impédance dissipe de la puissance. Nous utilisons alors (surtout en électrotechnique) le terme de *puissance active* pour dénommer la puissance moyenne. La quantité $U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \sin(\varphi)$ appelée *puissance réactive*, ne prend en compte que l'échange de puissance dans le terme réactif de l'impédance. L'unité de puissance réactive est le volt-ampère-réactif (VAr). Enfin, la puissance calculée en effectuant le produit de la tension par le courant sans tenir compte du déphasage entre la tension $u(t)$ et le courant $i(t)$ est appelée puissance apparente. Elle s'exprime en Volt-Ampère (VA).

Poisson (distribution)

Soit une séquence aléatoire d'événements indépendants qui peuvent se réaliser à n'importe quel instant avec la même probabilité. Le nombre moyen d'événements par unité de temps est une constante λ .

On note $p(N, \tau)$ la probabilité de compter exactement N événements pendant l'intervalle de temps τ . La distribution de Poisson qui caractérise plusieurs signaux : bruit de grenaille, signaux discrets et filtres numériques par exemple, s'écrit alors :

$$p(N, \tau) = \frac{(\lambda\tau)^N}{N!} \times e^{(-\lambda\tau)} = \frac{(\mu)^N}{N!} \times e^{(-\mu)}$$

Pulsation

La pulsation d'un signal périodique de période T et de fréquence f est :

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \text{ en radians par seconde}$$

Pulsation propre (voir second ordre)

Push-pull (voir amplificateur classe B)



Q

Symbole de la quantité d'électricité en coulombs.

Quadrature (modulation en : voir modulation numérique)

Quadripôle électrique

Un quadripôle est par définition un réseau qui comporte quatre bornes de liaisons avec les circuits extérieurs. Il s'agit souvent d'un ensemble d'éléments permettant de traiter des signaux ou de transférer de l'énergie fournie par un générateur pour les restituer sous une forme quelconque à une charge extérieure. Les échanges avec l'extérieur se font au travers de deux bornes utilisées comme bornes d'entrée (côté générateur) et vers deux autres bornes utilisées comme sortie (côté charge).

Considérons le quadripôle suivant :

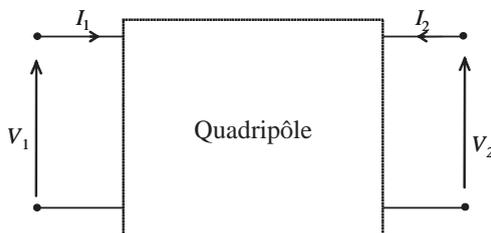


Figure Q.1 Représentation d'un quadripôle

où I_1 et V_1 désignent les grandeurs d'entrée et I_2 et V_2 celles de sortie. Cette représentation avec des courants qui entrent dans le quadripôle présente l'avantage de rendre symétriques l'entrée et la sortie. Elle est souvent adoptée par les électroniciens.

D'une façon générale, un quadripôle est défini par deux équations caractéristiques qui décrivent complètement son fonctionnement :

$$F_1(I_1, I_2, V_1, V_2) = 0$$

$$F_2(I_1, I_2, V_1, V_2) = 0$$

En les complétant avec l'équation courant-tension du générateur branché à l'entrée et avec l'équation courant-tension de la charge en sortie, nous disposons du nombre nécessaire et suffisant (quatre) d'équations pour déterminer les quatre variables : I_1 , I_2 , V_1 et V_2 .

Pour généraliser l'étude des quadripôles, nous supposons les conditions suivantes :

– les circuits du quadripôle sont linéaires, ou bien nous admettons la linéarité autour du point de fonctionnement considéré (cas du transistor par exemple),

- les conditions initiales aux bornes des capacités et dans les inductances doivent être nulles. Nous nous limitons au régime périodique sinusoïdal établi, appelé régime harmonique.
- les circuits internes au quadripôle ne doivent comporter que des sources contrôlées de tensions ou des sources contrôlées de courants.

Quadripôle (paramètres Y)

Si nous exprimons les courants I_1 et I_2 en fonction des tensions V_1 et V_2 , nous obtenons des coefficients homogènes à des admittances.

$$I_1 = Y_{11} V_1 + Y_{12} V_2$$

$$I_2 = Y_{21} V_1 + Y_{22} V_2$$

Soit :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = [Y] \times \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

$[Y]$ représente la matrice admittance du quadripôle.

Le modèle d'un quadripôle utilisant les paramètres Y est :

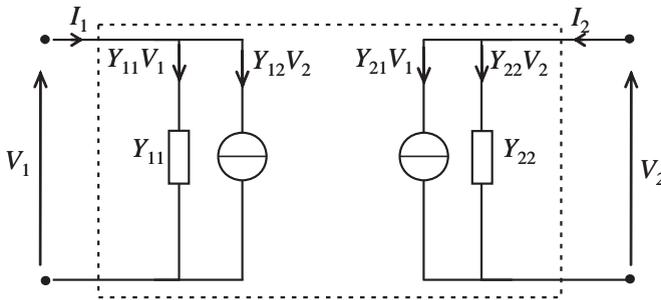


Figure Q.2 Quadripôle utilisant le modèle de la matrice en Y

En comparant les équations de la matrice impédance et de la matrice admittance, nous obtenons :

$$[Z] = [Y^{-1}] \text{ et } [Y] = [Z^{-1}]$$

Il s'agit de deux concepts duaux.

Prenons l'exemple d'un quadripôle en π et appliquons les lois de Khirchhoff aux nœuds d'entrée et de sortie, nous obtenons :

$$I_1 = V_1 Y_1 + (V_1 - V_2) Y_3 = (Y_1 + Y_3) V_1 - Y_3 V_2$$

$$I_2 = V_2 Y_2 + (V_2 - V_1) Y_3 = -Y_3 V_1 + (Y_2 + Y_3) V_2$$

Nous trouvons par identification :

$$Y_{11} = Y_1 + Y_3, \quad Y_{22} = Y_2 + Y_3 \quad \text{et} \quad Y_{12} = Y_{21} = -Y_3$$

La matrice admittance devient :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_1 + Y_3 & -Y_3 \\ -Y_3 & Y_2 + Y_3 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

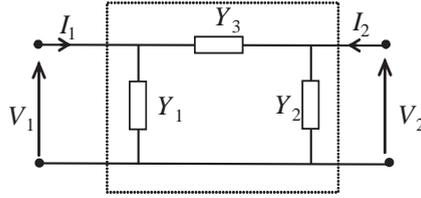


Figure Q.3 Quadripôle en π

Quadripôle (paramètres Z)

Les équations caractéristiques d'un quadripôle composé uniquement d'éléments linéaires et de sources dépendantes peuvent se mettre sous la forme générale :

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \\ V_2 &= Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \end{aligned}$$

ce qui s'écrit encore, en utilisant la notation matricielle :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad \text{ou} \quad \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = [Z] \times \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

[Z] est la matrice impédance du quadripôle. Les coefficients de cette matrice s'appellent *paramètres Z* en circuit ouvert, puisqu'ils peuvent être mesurés en ouvrant successivement les circuits d'entrée et de sortie. Ils se définissent comme suit :

$$\begin{aligned} Z_{11} &= \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{I_2=0} \text{ est appelée impédance d'entrée en circuit ouvert (sortie à vide)} \\ Z_{12} &= \left. \frac{V_1}{I_2} \right|_{I_1=0} \text{ est appelée impédance de transfert inverse en circuit ouvert} \\ Z_{21} &= \left. \frac{V_2}{I_1} \right|_{I_2=0} \text{ est appelée impédance de transfert (direct) en circuit ouvert} \\ Z_{22} &= \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1=0} \text{ est appelée impédance de sortie en circuit ouvert.} \end{aligned}$$

Tout quadripôle défini par les équations précédentes peut donc être représenté par un quadripôle équivalent dont les éléments s'expriment directement en fonction des impédances Z_{ij} précédemment définies. Le schéma de ce quadripôle équivalent est donné à la figure Q.4.

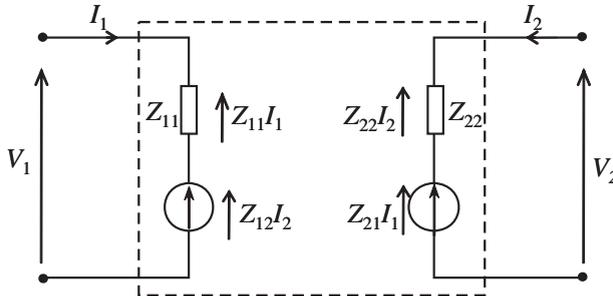


Figure Q.4 Quadripôle utilisant le modèle de la matrice en Z

Le générateur de tension ($Z_{12}I_2$) est contrôlé par la grandeur de sortie I_2 , et le générateur de tension ($Z_{21}I_1$) est contrôlé par la grandeur d'entrée I_1 . Il s'agit bien de générateurs contrôlés qui ne doivent pas être remplacés par un court-circuit lorsque nous cherchons les résistances internes des générateurs de Thévenin équivalents et des générateurs de Norton équivalents.

Exemple d'application. Nous déterminons les paramètres Z du quadripôle de la figure Q.5.

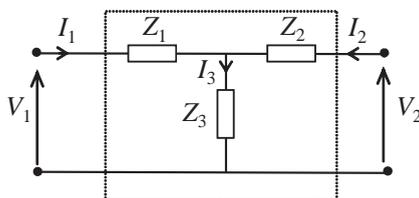


Figure Q.5 Quadripôle en T

Nous appliquons la loi de Kirchhoff à la maille d'entrée et à la maille de sortie.

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_1 I_1 + Z_3 I_3 = Z_1 I_1 + Z_3 (I_1 + I_2) = (Z_1 + Z_3)I_1 + Z_3 I_2 \\ V_2 &= Z_2 I_2 + Z_3 I_3 = Z_2 I_2 + Z_3 (I_1 + I_2) = Z_3 I_1 + (Z_2 + Z_3)I_2 \end{aligned}$$

Nous trouvons : $Z_{11} = Z_1 + Z_3$, $Z_{22} = Z_2 + Z_3$ et $Z_{12} = Z_{21} = Z_3$

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1 + Z_3 & Z_3 \\ Z_3 & Z_2 + Z_3 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

Quadripôle (paramètres autres que Y et Z)

Nous pouvons définir d'autres types de matrices. Le tableau récapitulatif va nous permettre de déduire les paramètres d'une matrice en fonction des paramètres d'une autre matrice.

Matrice hybride [h]

En électronique, les tripôles actifs comme par exemple le transistor sont fréquemment transformés en quadripôle en choisissant l'une des bornes comme référence de potentiel. Ils sont mieux caractérisés si nous utilisons les paramètres (hybrides) h . Dans ce cas, nous exprimons V_1 et I_2 en fonction de I_1 et V_2 , ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = [Y] \times \begin{bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

[h] est la *matrice hybride* du quadripôle.

h_{11} est l'impédance d'entrée avec une sortie en court-circuit, h_{12} représente le rapport de transfert inverse en tension en circuit ouvert, h_{21} est l'amplification en courant avec une sortie en court-circuit et h_{22} est l'admittance de sortie lorsque la charge est déconnectée (circuit ouvert).

Le modèle d'un quadripôle utilisant les paramètres h est celui donné à la figure Q.6.

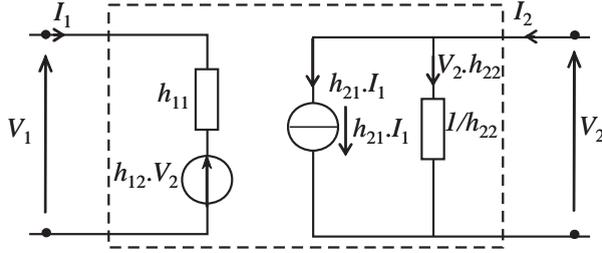


Figure Q.6 Quadripôle utilisant le modèle de la matrice hybride h

Matrice hybride [g]

Nous pouvons aussi utiliser les paramètres hybrides g . Dans ce cas, nous exprimons I_1 et V_2 en fonction de V_1 et I_2 , ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = [g] \times \begin{bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

[g] est la matrice hybride du quadripôle.

Matrices de transfert

Si les deux grandeurs indépendantes sont relatives aux mêmes accès, la matrice est appelée matrice de transfert (également appelée matrice chaîne). Deux cas se présentent : ou bien V_2 et I_2 sont des fonctions de V_1 et I_1 , ou vice versa :

$$\begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & b_{12} \\ c_{21} & d_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = [T'] \times \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix}, \quad [T'] \text{ est la matrice de transfert.}$$

L'autre matrice de transfert [T] est :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & B_{12} \\ C_{21} & D_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} = [T] \times \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

Les paramètres T sont calculés, contrairement à tous les autres paramètres, avec un courant I_2 sortant du quadripôle pour permettre une mise en cascade facile.

Le tableau Q.1 permet de calculer les paramètres d'une matrice quelconque en fonction des paramètres de n'importe quelle autre matrice.

Quadripôle (tableau récapitulatif des paramètres)

Le tableau Q.1 permet, si l'on connaît les paramètres d'une matrice, de trouver les paramètres d'une autre matrice.

$D_{pp} = P_{11}P_{22} - P_{12}P_{21}$ est le déterminant des matrices [Z], [Y], [h], [g] ou [T]

$$E_g = V_1 + R_g I_1 \text{ et } V_2 = -Z_U I_2$$

Quantité d'électricité

Supposons un conducteur de section constante S parcouru par un courant continu I , la quantité d'électrons libres qui circulent dans le conducteur (qui traverse une section droite) en une durée Δt est appelée quantité d'électricité :

$q = I \times \Delta t$, exprimée en coulombs (C), I en ampères et Δt en secondes.

Dans le cas général d'un courant variable, on obtient : $Q = \int_{\Delta t} i(t) dt$.

Tableau Q.1 Tableau récapitulatif des paramètres

	Matrice [Z]	Matrice [Y]	Matrice [h]	Matrice [g]	Matrice [T]
Matrice [Z]	Z_{11} Z_{12} Z_{21} Z_{22}	$\frac{Y_{22}}{D_{YY}}$ $\frac{-Y_{12}}{D_{YY}}$ $\frac{-Y_{21}}{D_{YY}}$ $\frac{Y_{11}}{D_{YY}}$	$\frac{D_{hh}}{h_{22}}$ $\frac{h_{12}}{h_{22}}$ $\frac{-h_{21}}{h_{22}}$ $\frac{1}{h_{22}}$	$\frac{1}{g_{11}}$ $\frac{-g_{12}}{g_{11}}$ $\frac{g_{21}}{g_{11}}$ $\frac{D_{gg}}{g_{11}}$	$\frac{T_{11}}{T_{21}}$ $\frac{D_{TT}}{T_{21}}$ $\frac{1}{T_{21}}$ $\frac{T_{22}}{T_{21}}$
Matrice [Y]	$\frac{Y_{22}}{D_{ZZ}}$ $\frac{-Z_{12}}{D_{ZZ}}$ $\frac{-Z_{21}}{D_{ZZ}}$ $\frac{Z_{11}}{D_{ZZ}}$	Y_{11} Y_{12} Y_{21} Y_{22}	$\frac{1}{h_{11}}$ $\frac{-h_{12}}{h_{11}}$ $\frac{h_{21}}{h_{11}}$ $\frac{-D_{hh}}{h_{11}}$	$\frac{D_{gg}}{g_{22}}$ $\frac{g_{22}}{g_{YY}}$ $\frac{-g_{21}}{g_{22}}$ $\frac{1}{g_{22}}$	$\frac{T_{22}}{T_{12}}$ $\frac{-D_{TT}}{T_{12}}$ $\frac{-1}{T_{12}}$ $\frac{T_{11}}{T_{12}}$
Matrice [h]	$\frac{D_{ZZ}}{Z_{22}}$ $\frac{Z_{12}}{Z_{11}}$ $\frac{-Z_{21}}{Z_{11}}$ $\frac{D_{ZZ}}{Z_{11}}$	$\frac{D_{YY}}{Y_{22}}$ $\frac{Y_{22}}{D_{hh}}$ $\frac{Y_{21}}{Y_{22}}$ $\frac{D_{YY}}{Y_{11}}$	h_{11} h_{12} h_{21} h_{22}	$\frac{g_{22}}{D_{gg}}$ $\frac{g_{12}}{D_{gg}}$ $\frac{g_{21}}{D_{gg}}$ $\frac{g_{11}}{D_{gg}}$	$\frac{T_{12}}{T_{22}}$ $\frac{D_{TT}}{T_{22}}$ $\frac{-1}{T_{22}}$ $\frac{T_{21}}{T_{22}}$
Matrice [g]	$\frac{1}{Z_{11}}$ $\frac{-Z_{12}}{Z_{11}}$ $\frac{Z_{21}}{D_{YY}}$ $\frac{D_{ZZ}}{Z_{11}}$	$\frac{D_{YY}}{Y_{22}}$ $\frac{Y_{22}}{D_{YY}}$ $\frac{-Y_{21}}{Y_{22}}$ $\frac{1}{Y_{22}}$	$\frac{h_{22}}{D_{hh}}$ $\frac{-Y_{12}}{D_{hh}}$ $\frac{-h_{21}}{D_{hh}}$ $\frac{h_{11}}{D_{hh}}$	g_{11} g_{12} g_{21} g_{22}	$\frac{T_{21}}{T_{11}}$ $\frac{-D_{TT}}{T_{11}}$ $\frac{1}{T_{11}}$ $\frac{T_{12}}{T_{11}}$
Matrice [T]	$\frac{Z_{11}}{Z_{21}}$ $\frac{D_{ZZ}}{Z_{21}}$ $\frac{1}{Z_{21}}$ $\frac{Z_{22}}{Z_{21}}$	$\frac{-Y_{22}}{Y_{21}}$ $\frac{-1}{Y_{21}}$ $\frac{-D_{YY}}{Y_{21}}$ $\frac{-Y_{11}}{Y_{21}}$	$\frac{-D_{hh}}{h_{21}}$ $\frac{-h_{11}}{h_{21}}$ $\frac{-h_{22}}{h_{21}}$ $\frac{-1}{h_{21}}$	$\frac{1}{g_{21}}$ $\frac{g_{22}}{g_{21}}$ $\frac{g_{11}}{g_{21}}$ $\frac{D_{gg}}{g_{21}}$	T_{11} T_{12} T_{21} T_{22}

Quantité d'information (voir entropie)

Qualité (voir facteur de qualité)

Quantification

Principe de la quantification

Après avoir échantillonné un signal analogique, nous disposons, pour chaque échantillon, du signal d'une amplitude qui est traduite en un nombre réel de précision infinie (par exemple, 4,3528 volts). Or, pour traiter numériquement un échantillon, il faut lui associer une valeur en utilisant un nombre fini de bits (4, 8, 12, 16 bits ou plus).

Cette opération s'appelle la quantification du signal. Chaque échantillon est converti par exemple sur 8 bits, ce qui signifie que chaque échantillon réel est codé sur 8 bits (exemple : 0110 0011). Il va de soi que la quantification engendre une approximation donc une erreur de quantification.

Le problème se ramène donc à savoir sous quelles conditions le signal numérique représente fidèlement le signal analogique. L'espace des amplitudes du signal échantillonné est divisé en intervalles qui peuvent être :

- de hauteurs différentes. Il s'agit d'une quantification non linéaire. On peut citer par exemple la quantification logarithmique utilisée en téléphonie. Le but est donc de coder avec plus de précision les amplitudes faibles et avec moins de précision les grandes amplitudes. Cette technique permet d'améliorer le rapport signal sur bruit,
- de hauteurs identiques. C'est la quantification linéaire ou quantification uniforme qui est la plus utilisée.

Quantification (bruit de)

Prenons le cas d'une tension de référence égale à 5 volts et un convertisseur analogique-numérique 4 bits. Le pas de quantification devient : $5/16 = 312,5 \text{ mV}$. Si l'on prend un mot binaire 1010 qui vaut 10 en décimal, la tension analogique correspondante à ce mot vaut 3,125 volts.

Une tension analogique réelle échantillonnée et bloquée dont la valeur appartient à l'intervalle suivant :

$$V_{\text{échantillonnée}} \in [3,125 - (0,3125/2), 3,125 + (0,3125/2)]$$

Cette tension est codée en binaire 1010. Il y a donc systématiquement une erreur de quantification ou erreur de conversion appelée aussi résidu. Ce résidu, qui peut être positif ou négatif, est d'autant plus faible que la conversion est précise (nombre de bits élevé).

$$V_{\text{échantillonnée}} = V_{\text{codée}} + V_{\text{résidu}}$$

La quantification introduit donc un bruit propre à cette opération, résultant de la différence de la tension échantillonnée et la valeur donnée par le mot binaire. Ce bruit varie en forme de dents de scie avec comme valeurs limites la moitié d'un pas de quantification, c'est-à-dire $\pm \text{LSB}/2$.

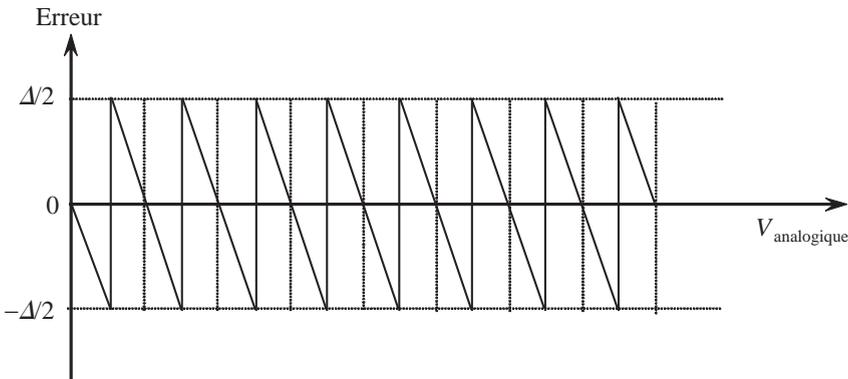


Figure Q.7 Bruit de quantification : erreur en fonction de la tension d'entrée

Ce bruit qui est inversement proportionnel au nombre de bits utilisé est souvent donné en utilisant le rapport signal sur bruit SNR (*Signal noise ratio*) :

$$\frac{S}{N} \text{ (dB)} = 20 \log \left(\frac{V_{\text{échantillonnée efficace}}}{V_{\text{bruit efficace}}} \right) = 6 \times N + 1,76 \text{ dB}$$

Si le bruit de quantification ne dépend pas de l'amplitude du signal utilisé, le rapport signal sur bruit quant à lui, dépend de l'amplitude du signal utilisé. Un signal sinusoïdal par exemple

d'amplitude crête égale à :

$$V_{\text{échantillonnée crête}} = \frac{V_{\text{réf}}}{2} \text{ engendre un rapport : } \frac{S}{N} \text{ (dB)} = (6 \times N + 1,76) - 6$$

$$= 6 \times N - 4,24 \text{ dB.}$$

Quantification uniforme

En supposant une quantification linéaire, la valeur numérique de l'échantillon s'obtient en prenant le nombre (codé en binaire, BCD, Gray, etc.) le plus proche. Si l'on suppose un codage binaire simple, on peut avoir par exemple pour la qualité des CD en valeur standard 16 bits. Cela représente un nombre total de niveaux possibles égal à : $2^8 = 65\,536$.

Nous pouvons utiliser un standard « haut de gamme » avec 24 bits. Dans ce cas, nous aurons 16,7 millions de niveaux possibles. Dans ce cas, les erreurs dues aux parasites durant l'enregistrement peuvent dépasser la précision du convertisseur analogique-numérique.

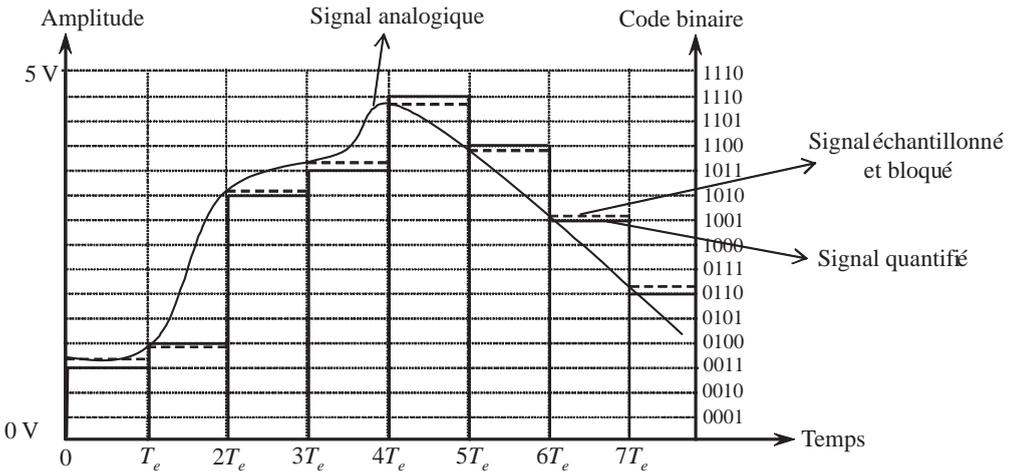


Figure Q.8 Principe de la quantification uniforme

La hauteur d'un intervalle qui représente l'écart Δ entre deux niveaux successifs est appelée pas de quantification. Plus le nombre de bits est élevé, plus le pas de quantification est petit, meilleure est la résolution du convertisseur.

Prenons le cas simple d'un convertisseur analogique-numérique 4 bits et supposons que la tension la plus élevée (dynamique maximale) soit égale à la tension d'alimentation $V_{CC} = 5\text{ V}$. Si l'on prend un signal analogique quelconque, échantillonné et bloqué, à chaque échantillon correspond une valeur réelle donnée en pointillé. Cette valeur est comparée aux deux mots numériques qui l'entourent et la valeur la plus proche (erreur minimale) est allouée à cet échantillon. Le pas de quantification est dans ce cas égal à : $5/15 = 0,333\text{ V}$. Dans le cas général, on note la tension la plus élevée $V_{\text{réf}}$.

Quantum (voir quantification)

Le *quantum*, ou pas de quantification, est la différence de tensions d'entrée correspondant à deux niveaux (codes) successifs d'un convertisseur analogique-numérique.

Quartz (horloge)

Un quartz peut servir pour réaliser un oscillateur sinusoïdal, mais aussi pour obtenir un signal d'horloge. On trouve dans le commerce des oscillateurs à quartz compatibles TTL et CMOS, à boîtier compact. Il s'agit souvent de circuits à résonance parallèle qui fonctionnent en mode fondamental ou harmonique (3, 5 ou 7). On peut aussi réaliser des horloges à quartz en utilisant des portes logiques, par exemple une porte inverseuse du type CD4060.

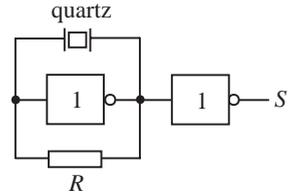


Figure Q.9 Horloge à quartz à porte inverseuse

Quartz (voir piézoélectricité)

Découvert par Pierre et Jacques Curie, l'effet piézoélectrique est un phénomène propre à certains matériaux. Il s'agit d'un couplage mécanique - électrique totalement réversible.

Un matériau piézoélectrique se charge électriquement quand on lui applique une contrainte mécanique. L'effet piézoélectrique inverse montre que les dimensions géométriques se déforment si l'on applique une tension électrique externe.

Parmi les matériaux piézoélectriques, seul le quartz (cristal de silice SiO₂) est le plus utilisé pour les oscillateurs radiofréquences et les filtres. Le cristal de quartz a la forme d'un prisme, aux extrémités pyramidales et de section carrée, rectangulaire ou circulaire. Il y a plusieurs façons de couper un cristal naturel et les propriétés dépendent de la géométrie, des dimensions et de l'orientation cristallographique.

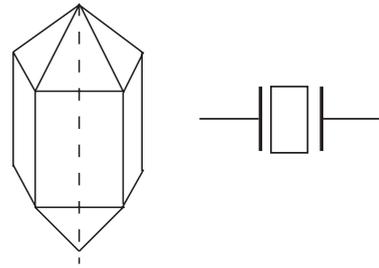


Figure Q.10 Cristal de quartz et symbole électrique

Un barreau ou une lame de quartz peuvent être le siège de divers modes de vibrations mécaniques correspondant chacun à un type de déformation : élongation, flexion ou cisaillement de surface.

La plupart du temps, lors de la fabrication, on s'arrange pour qu'un mode de vibration soit privilégié. La fréquence d'oscillation du quartz est ainsi choisie.

On dépose, sur deux faces appropriées d'une plaquette ou d'un barreau, des électrodes métalliques formant un condensateur avec le diélectrique. Si l'on applique à ces électrodes une tension alternative « u », l'effet piézo-électrique y crée des contraintes mécaniques internes qui tendent à déformer la plaquette. Cette déformation est extrêmement faible, sauf lorsque la fréquence d'excitation devient proche ou égale à une fréquence propre de vibration de la plaquette : celle-ci entre alors en résonance. Le mouvement des charges qui s'ensuit crée un courant i_m (« m » pour « *motionnel* »), dépassant très largement le courant d'excitation i_0 en amplitude et se superposant à lui. Le quartz est susceptible de vibrer selon différents modes correspondant chacun à une taille particulière du cristal.

Schéma équivalent d'un quartz

Autour de l'une de ces fréquences de résonance, le quartz se comporte, du point de vue électrique, comme un dipôle constitué de deux branches en parallèle.

- une branche formée par la capacité statique C_0 . Cette capacité est associée aux électrodes métalliques qui constituent un condensateur plat,

– une branche R_m, L_m, C_m traduisant l’effet piézoélectrique du quartz. On donne à titre d’exemple quelques caractéristiques d’un quartz de fréquence 1 MHz.

Coefficient de qualité $Q = 2 \times 10^6$ à 5×10^6 , inductance $L_m = 1,56$ H, $C_0 = 10$ pF, $C_m = 2 \times 10^{-2}$ pF.

La proportionnalité de i_m à u est donnée par l’admittance motionnelle :

$$Y_m(j\omega) = \frac{I_m}{U}, \text{ on a des grandeurs complexes.}$$

Pour chacune des résonances mécaniques du quartz, Y_m passe par un maximum. Si l’on s’intéresse à une résonance particulière du quartz, son schéma équivalent devient :

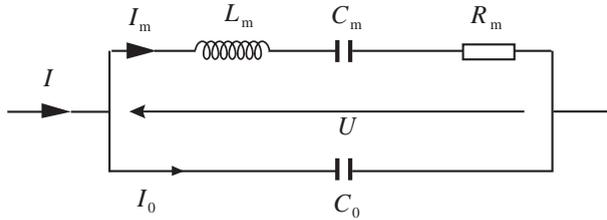


Figure Q.11 Schéma équivalent d’un quartz

C_0 correspond à la capacité statique. R_m, L_m et C_m constituent un circuit RLC série. On a $C_0 \gg C_m$.

Un tel circuit possède deux fréquences de résonance. La première correspond à la résonance mécanique série.

$$\omega_s = \omega_m = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}}$$

Le facteur de qualité Q est :

$$Q = \frac{L_m \omega_m}{R_m} = \frac{1}{R_m C_m \omega_m} ; Q \gg 1$$

La seconde fréquence de résonance correspond à la résonance parallèle de l’ensemble. L_m, C_m et C_0 :

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_m \frac{C_m C_0}{C_m + C_0}}} = \omega_m \sqrt{1 + \frac{C_m}{C_0}} \approx \omega_m \left(1 + \frac{C_m}{2C_0} \right)$$

Les ordres de grandeurs montrent que $C_0 \gg C_m$; les deux pulsations de résonance sont très voisines, mais la différence réside dans le fait que, pour la résonance série, la résistance équivalente du montage est relativement faible. Cette résistance devient élevée dans le cas de la résonance parallèle.

La variation de la réactance X du quartz, ainsi que la variation de la résistance en fonction de la fréquence sont représentées ci-dessous.

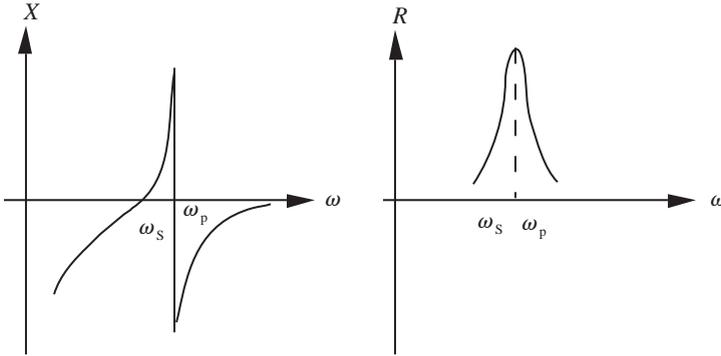


Figure Q.12 Variations de la réactance et de la résistance d'un quartz en fonction de la pulsation

Si l'on néglige la résistance R_m , le quartz devient purement réactif, si l'on note son impédance $Z = jX$ avec X la réactance. X est positif si le cristal se comporte comme une inductance. La réactance est négative si le quartz est équivalent à une capacité.

$$X = -\frac{1 - L_m C_m \omega^2}{\omega (C_m + C_0 - LC_m C_0 \omega^2)}$$

La courbe précédente présente deux singularités :

- pour $\omega = \omega_s$ la réactance est nulle,
- pour $\omega = \omega_p$ la réactance est théoriquement infinie.

La réactance X étant négative pour les valeurs de $\omega < \omega_s$ et $\omega > \omega_p$ le quartz se comporte d'une façon capacitive. Entre ω_s et ω_p , le changement de signe de la réactance montre un comportement inductif.

La pente de la courbe est très grande au voisinage de ω_s et ω_p . Si l'on utilise un tel élément dans un circuit oscillateur, on réalise un montage pour lequel la variation de la phase au voisinage de la fréquence d'oscillation est très rapide et possède, par conséquent, une excellente stabilité en fréquence. Ainsi, dans une bande très étroite de fréquence, le quartz est inductif, sa réactance varie très rapidement de zéro à une valeur très élevée : on utilise donc le quartz pour stabiliser les fréquences des oscillateurs.



R

R désigne souvent la résistance du composant résistor. En pratique, on confond résistor et résistance.

Rapport cyclique

Un signal impulsionnel de période T a un rapport cyclique donné par :

$$RC = \frac{\tau}{T} \quad \text{avec } \tau \text{ qui représente la durée de l'état haut.}$$

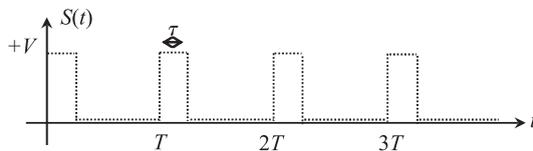


Figure R.1 Signal impulsionnel avec un rapport cyclique différent de 0,5

Rapport de transformation (voir transformateur)

Rapport signal sur bruit (voir bruit)

Rauch (structure de)

Soit le circuit à réaction multiple suivant :

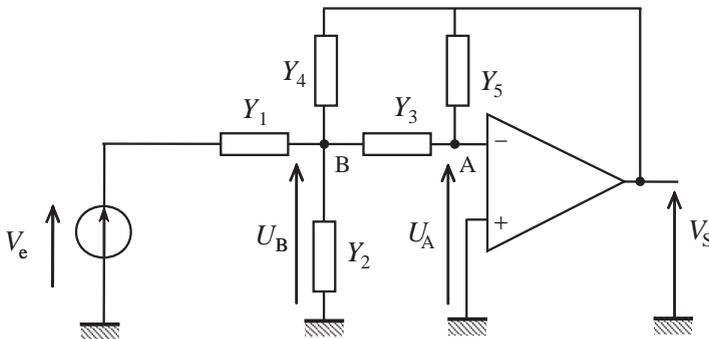


Figure R.2 Structure de Rauch

En appliquant le théorème de Millman au nœud B, nous avons :

$$V_B = \frac{V_e \cdot Y_1 + V_S \cdot Y_4 + V_A \cdot Y_3 + 0 \cdot Y_2}{Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4}$$

Puisque l'entrée + de l'amplificateur opérationnel est à la masse, le potentiel du point A qui est le même potentiel que celui de l'entrée - est donc nul.

$$V_A = 0 = \frac{V_S Y_5 + V_B Y_3}{Y_2 + Y_5}$$

En remplaçant dans l'équation précédente, nous trouvons :

$$\frac{V_S}{V_e} = - \frac{Y_1 Y_3}{Y_5(Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4) + Y_3 Y_4}$$

Cette formule est tout à fait générale et nous pouvons fixer les admittances suivant le type de la fonction de transfert à réaliser. Si nous désirons par exemple un filtre passe-bas du second ordre dont la fonction de transfert s'écrit sous la forme suivante, à une constante multiplicatrice près, on a :

$$H(p) = \frac{1}{ap^2 + bp + c}$$

le numérateur doit être indépendant de p , ce qui revient à imposer Y_1 et Y_3 comme des conductances pures de valeurs $Y_1 = 1/R_1$ et $Y_3 = 1/R_3$. Pour le dénominateur, le terme en p^2 ne peut être $Y_3 Y_4$ puisque Y_3 est indépendant de p . Les seuls produits qui restent font intervenir Y_5 qui doit être forcément dû à un condensateur. Dans ce cas, seul le produit $Y_3 Y_4$ permet de retrouver le terme c qui représente une constante indépendante de p , Y_4 est forcément une conductance et on peut déduire que Y_2 est dû à un condensateur. On arrive à Y_1, Y_3 et Y_4 des conductances et $Y_2 = C_1 p$ et $Y_5 = C_2 p$

Réaction positive (voir asservissement)

Réaction négative (voir contre réaction)

Récepteur FM

La bande à transmettre d'un émetteur FM radiophonique est de 225 kHz environ. On cherche à obtenir une fréquence moyenne qui permette d'avoir une sélectivité facile à atteindre. Or, à la réception, un problème gênant peut se manifester. Il est causé par la présence de la *fréquence image*. Cette fréquence indésirable peut se trouver à la sortie du mélangeur dans la gamme voulue.

La fréquence intermédiaire qui convient le mieux et que les constructeurs ont adoptée est la fréquence FI = 10,7 MHz.

On peut obtenir un changement de fréquence en choisissant la fréquence de l'oscillateur local, soit supérieure, soit inférieure à la fréquence de réception. En FM, on utilise le plus souvent la première solution qui permet d'avoir des résultats meilleurs pour la réjection de la fréquence image.

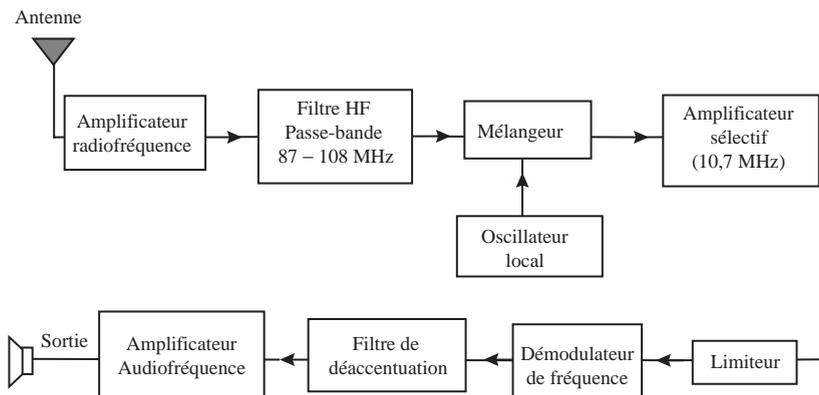


Figure R.3 Schéma synoptique d'un récepteur FM

Récepteur hétérodyne en AM

Dans le cas de la modulation en amplitude, le schéma synoptique d'un récepteur hétérodyne, donné à la figure suivante fait apparaître l'existence des éléments suivants :

- Un amplificateur radiofréquence permet d'amplifier les signaux reçus et de choisir une bande particulière de fréquences : cas par exemple de la bande (540, 1 605 kHz) dite petites ondes (PO).
- Un oscillateur local capable de fournir une sinusoïde à fréquence variable f_{L0} .
- Un mélangeur permet d'obtenir le mélange de f_{L0} avec les fréquences reçues au niveau du récepteur.
- Un amplificateur sélectif à la fréquence intermédiaire FI ne laisse passer que la fréquence intermédiaire avec ses deux bandes latérales. Le choix d'une fréquence intermédiaire se justifie par une simplicité au niveau des réglages (composants standards réglés en usine).
- Un détecteur (démodulateur) réglé pour travailler à la fréquence intermédiaire. Il est suivi d'un amplificateur audiofréquence.
- Un contrôle automatique du gain (CAG). Il s'agit d'un circuit qui permet de réajuster l'amplification en fonction du niveau du signal d'entrée.

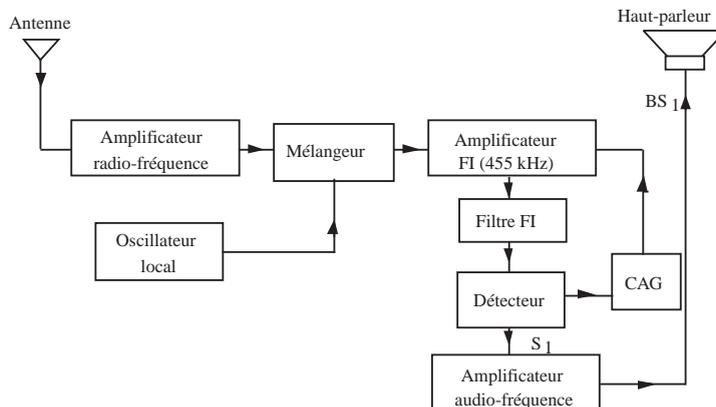


Figure R.4 Schéma de principe d'un récepteur hétérodyne

Réciprocité (théorème de)

Soient deux branches i et j d'un réseau passif. Si le fait de placer une source idéale de tension E dans la branche i produit un courant I_j dans la branche j , alors la même source de tension E placée dans la branche j produira un courant I_i dans la branche i égal à I_j : $I_i = I_j$. Le principe de ce théorème est présenté à la figure suivante. Le réseau passif peut être inconnu et représenté par une « boîte noire ».

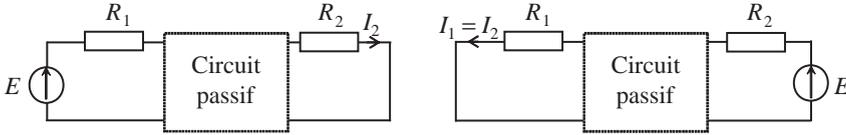


Figure R.5 Illustration du théorème de réciprocité

Remarque : ce théorème ne s'applique qu'aux réseaux linéaires passifs, qui ne contiennent aucun élément actif (transistor, amplificateur opérationnel...).

Redressement (sans seuil)

Un exemple de montage redresseur est donné à la figure suivante.

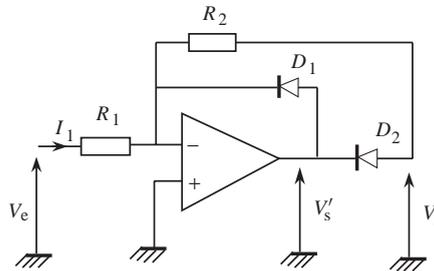


Figure R.6 Exemple d'un montage redresseur sans seuil

- Lorsque la tension d'entrée est positive, la diode D_1 est bloquée et le courant d'entrée I_1 passe par la résistance R_2 et par la diode D_2 . La tension de sortie V_s est égale à la tension de l'entrée multipliée par l'amplification : $A_V = -R_2/R_1$.
- Lorsque la tension d'entrée est négative, la diode D_1 conduit, elle est assimilable à un court-circuit. La diode D_2 se comporte comme un circuit ouvert et la tension de sortie devient nulle.

En fonction du rapport des résistances et de la qualité des diodes, la tension de sortie est une tension pratiquement sans seuil et on peut redresser des tensions de très faibles amplitudes.

Redressement double alternances (voir pont de Graëtz)

Régulateurs intégrés

Un régulateur intégré de tension est un composant électronique souvent à trois broches, une pour l'entrée, une pour la masse et une pour la sortie.

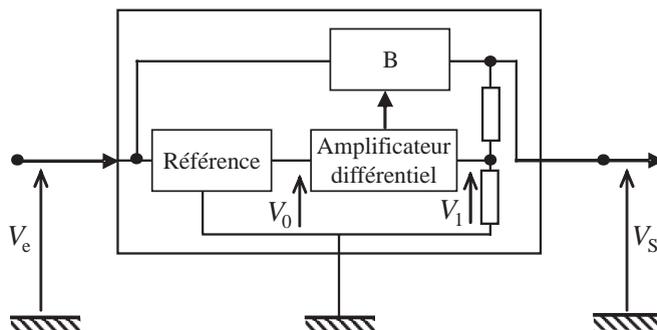


Figure R.7 Schéma synoptique d'un régulateur intégré

La tension de sortie V_S agit sur V_1 par la relation du pont diviseur de tension. À l'entrée, on dispose d'une tension fixe de référence, l'amplificateur d'erreur amplifie la différence de tension entre la tension de référence V_0 et la tension V_1 . Cet amplificateur commande ensuite le bloc B, constitué essentiellement par un transistor dit *ballast*. Celui-ci agit sur la tension de sortie en fonction de la commande reçue de l'amplificateur d'erreur. On trouve dans le commerce des régulateurs qui régulent et délivrent des tensions positives et des régulateurs qui régulent et délivrent des tensions négatives.

Régulation de la tension

La régulation de la tension est une opération qui permet d'avoir à sa disposition une tension continue constante. On peut obtenir une telle opération en utilisant une diode Zéner et un filtrage approprié, mais les circuits intégrés à transistors donnent de meilleurs résultats.

Résistance

Les résistances sont des composants fabriqués en utilisant du carbone graphité, mélangé à de l'argile soit à l'aide d'un alliage possédant un fort coefficient de résistivité (constantan, manganin...), soit par dépôt sur un film métallique de couche d'oxydes.



Figure R.8 Symboles d'une résistance

Dans tous les cas, trois critères sont à considérer dans le choix d'une résistance :

- sa valeur ohmique exprimée en ohms et noté « Ω »,
- sa puissance à dissiper de l'énergie. Nous trouvons des résistances simples 0,25 ou 0,5 watt et des résistances de puissance capables de dissiper au moins 1 watt ou davantage.
- sa précision ou tolérance. Il existe plusieurs séries de résistances caractérisées par l'échelonnement des valeurs par décade. Par exemple la série E12, qui concerne des résistances de faible puissance, comporte 12 valeurs par décade : 10 – 12 – 15 – 18 – 22 – 27 – 33 – 39 – 47 – 56 – 68 – 82 (ainsi que les multiples et les sous-multiples).

Remarque : il existe une famille de résistances qui possède la propriété de varier en fonction d'un paramètre particulier. Parmi les plus utilisées, nous trouvons les *thermistances* qui sont des résistances dont la valeur varie en fonction de la température, soit en augmentant (CTP : thermistance à coefficient de température positif), soit en diminuant (CTN : thermistance à coefficient de température négatif).

La résistance est définie par la relation qui s'établit entre la tension à ses bornes et le courant qui la traverse, appelée *loi d'Ohm*.

$$u(t) = R \cdot i(t)$$

$u(t)$ est exprimée en volts, R en ohms et $i(t)$ en ampères.

Tout dispositif électrique qui consomme de l'énergie comporte au moins une résistance dans son circuit modélisé. La puissance instantanée dissipée par une résistance est :

$$p(t) = u(t) \cdot i(t) \text{ en watts (W)}$$

Dans le cas particulier d'une tension continue, la puissance instantanée dissipée devient :

$$p(t) = u(t) \cdot i(t) = U \cdot I = R \cdot I^2 = U^2/R \text{ en watts (W)}$$

Cette quantité est toujours positive, ce qui revient à dire qu'une résistance dissipe toujours de la puissance. Nous pouvons dire qu'une résistance joue le rôle d'un *récepteur*. Dans ce cas, l'énergie consommée entre deux instants t_1 et t_2 s'obtient en intégrant la puissance instantanée :

$$W = \int_{t_1}^{t_2} p(t) dt \text{ en joules (J)}$$

Dans le cas particulier d'une tension continue, nous obtenons :

$$W = \int_{t_1}^{t_2} p(t) dt = R \cdot I^2 \times (t_2 - t_1) = \frac{U^2}{R} (t_2 - t_1) \text{ en joules (J)}$$

Sachant que l'expression de l'énergie est déterminée pour une durée égale à $(t_2 - t_1)$, nous pouvons en déduire l'expression de la puissance moyenne dissipée par une résistance :

$$P_{\text{moyenne}} = \frac{W}{t_2 - t_1} = \frac{W}{\Delta t} \text{ en watts (W)}$$

Dans le cas particulier d'une tension continue, la puissance moyenne devient :

$$P_{\text{moyenne}} = \frac{W}{t_2 - t_1} = R \cdot I^2 = \frac{U^2}{R} \text{ en watts (W)}$$

Résistances (association en parallèle)

Considérons maintenant les deux dipôles de la figure suivante :

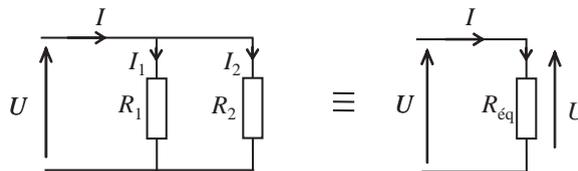


Figure R.9 Association en parallèle de deux résistances

Le courant I se partage en deux courants I_1 et I_2 avec :

$$I_1 = \frac{U}{R_1} \quad \text{et} \quad I_2 = \frac{U}{R_2} \quad \text{avec} \quad I = I_1 + I_2$$

Pour le dipôle équivalent, nous avons : $U = R_{\text{éq}} \cdot I$.

La résistance $R_{\text{éq}}$ équivalente aux résistances R_1 et R_2 en parallèle est donc telle que :

$$\frac{1}{R_{\text{éq}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{d'où} : \quad R_{\text{éq}} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad \text{et} : \quad G_{\text{éq}} = \frac{1}{R_{\text{éq}}}$$

Remarque : $G_{\text{éq}}$ est appelée *conductance équivalente* (G_1 et G_2 sont respectivement les conductances des éléments R_1 et R_2). La loi d'association des résistances ou des conductances en parallèle s'écrit :

$$G_{\text{éq}} = G_1 + G_2 \quad \text{et en général} : \quad G_{\text{éq}} = G_1 + G_2 + G_3 + \dots + G_n$$

Généralisation : la résistance équivalente à n résistances en parallèle est une résistance R qui a une conductance G égale à la somme des conductances.

Résistances (association en série)

Considérons les deux dipôles constitués par la mise en série de deux résistances. Calculons maintenant la résistance équivalente $R_{\text{éq}}$ pour que le dipôle résultant soit équivalent aux deux précédents.

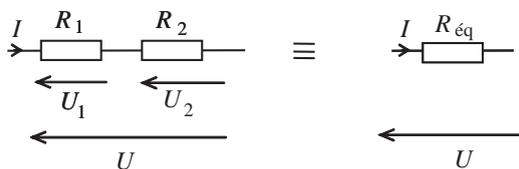


Figure R.10 Association en série de deux résistances

La somme des tensions le long de la branche est :

$$U = U_1 + U_2$$

où U_1 et U_2 sont les tensions aux bornes respectivement des résistances R_1 et R_2 . Or, puisque le courant I est commun aux deux résistances, nous avons :

$$U_1 = R_1 \cdot I \quad \text{et} \quad U_2 = R_2 \cdot I$$

d'où $U = R_1 \cdot I + R_2 \cdot I = (R_1 + R_2)I$

La loi d'Ohm donne :

$$U = R_{\text{éq}} \cdot I$$

Pour le dipôle de la figure R.10. La résistance $R_{\text{éq}}$ équivalente aux résistances R_1 et R_2 en série vaut donc :

$$R_{\text{éq}} = R_1 + R_2 \quad \text{et en général} : \quad R_{\text{éq}} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n$$

Généralisation : la résistance équivalente à n résistances branchées en série est égale à la somme des n résistances.

Résonance

Dans un circuit électrique qui fonctionne en alternatif, le phénomène de résonance s'obtient à une fréquence particulière dite fréquence de résonance. Dans ce cas, la tension (et ou le courant) est maximale. Prenons l'exemple d'un circuit RLC série

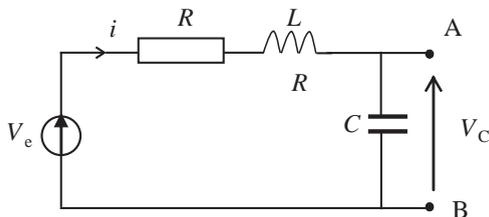


Figure R.11 Circuit RLC série

L'impédance du circuit est :

$$Z = R + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)$$

Son module est :

$$|Z| = \sqrt{R^2 - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)^2}$$

Le courant électrique I passe sa valeur maximale, on parle alors de résonance, lorsque le module de l'impédance est minimal. Cela est vrai si :

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad \text{soit :} \quad \omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

ROM (voir mémoire)

Rotor (voir moteur)

Raies (voir spectre)



S

En majuscule, cette lettre désigne le symbole de siemens, en minuscule elle désigne le symbole de l'unité du temps qui est la seconde.

Sallen et Key (structure de)

Cette structure nécessite très peu de composants. Nous utilisons une source de tension commandée en tension et nous supposons que le gain k est positif. Nous pouvons par exemple choisir k égal à l'unité, ce qui aura comme avantage une augmentation de la fréquence limite utilisable par l'amplificateur opérationnel.

Dans le montage ci-dessous, l'amplificateur de gain k a une impédance d'entrée infinie. Il est réalisé, par exemple avec un amplificateur opérationnel monté en amplificateur non inverseur. Les tensions au nœud A et au nœud B se calculent comme dans le montage précédent à l'aide du théorème de Millman ou en utilisant les lois des nœuds.

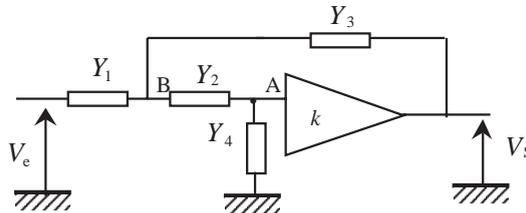


Figure S.1 Structure de Sallen et Key

En notant U_A et U_B les tensions par rapport à la masse du nœud A et du nœud B, puisque l'amplificateur a un gain K et une impédance d'entrée infinie, il vient :

$$- \text{ au nœud B : } Y_1 (V_e - U_B) + Y_2 \left(\frac{V_S}{k} - U_B \right) + Y_3 (V_S - U_B) = 0,$$

$$- \text{ au nœud A : } Y_2 \left(U_B - \frac{V_S}{k} \right) + Y_4 \left(0 - \frac{V_S}{k} \right) = 0.$$

$$\text{Il en résulte : } \frac{V_S}{V_e} = k \frac{Y_1 Y_2}{Y_1 Y_2 + Y_2 Y_4 + Y_2 Y_3 (1 - k) + Y_3 Y_4 + Y_1 Y_4}.$$

Saut de fréquence (voir modulation FSK)

Saut de phase (voir modulation PSK)

Saut d'indice (voir fibre optique)

Second ordre (voir ordre deux)

Semi-conducteur

L'appellation des matériaux semi-conducteurs provient de leur conductivité électrique, intermédiaire entre celle des conducteurs et des isolants.

Une autre particularité importante est que cette conductivité dépend beaucoup de la température, et augmente avec celle-ci (au contraire des conducteurs courants).

Ordres de grandeur :

- isolant $\sigma < 10^{-6} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$
 - conducteur $\sigma \sim 10^8 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$,
 - semi-conducteur $\sigma \sim 0,1 \text{ à } 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$.
- S est le siemens ou Ω^{-1} ,

Les effets non linéaires (détection) associés à l'utilisation des semi-conducteurs ainsi que l'effet transistor furent découverts et utilisés avant que la physique du solide n'ait pu les expliquer.

L'utilisation de semi-conducteurs sous forme cristalline remonte au début du siècle. On constata que la galène (sulfure de plomb polycristallin) jouait le rôle d'une diode lorsque l'on réalisait un contact entre une pointe métallique et un de ses cristaux. Les redresseurs à l'oxyde de cuivre, puis au silicium ont été également utilisés, grâce à leur caractère unidirectionnel.

Vers 1942-45, on fabrique le premier monocristal de germanium.

L'équipe de la Bell, formée de Shockley, Bardeen et Brattain crée en 1947, le premier transistor bipolaire à jonctions. En 1952, ce dernier publie la théorie du transistor à effet de champ ; Dacey et Ross réalisent le premier élément en 1953, avec du germanium. Puis le silicium prend peu à peu l'avantage sur le germanium, grâce à sa gamme de température d'utilisation plus large et son traitement plus facile.

En 1962, à partir de la théorie élaborée deux ans auparavant par Kahng et Attala (Bell), Hofstein et Heiman (RCA) réalisent le premier transistor MOS.

Vers la même époque, en 1959, Texas brevète le circuit intégré et Fairchild, en 1960, met au point le procédé planar. L'ère du circuit intégré est commencée !

Semi-conducteur (Corps composés)

Dans un cristal pur (semi-conducteur intrinsèque), le nombre de paires électron-trou créé dépend beaucoup de la température, ainsi que de la cohésion des liaisons covalentes (c'est-à-dire de la difficulté à arracher un électron au réseau cristallin) du corps considéré.

Dans, le diamant, à température ambiante, la quantité de paires électrons trou créée est négligeable, et celui-ci est donc un isolant. Les seuls corps simples utilisés en tant que semi-conducteurs sont donc le silicium et germanium (ce dernier de moins en moins).

Mais on utilise actuellement de plus en plus de semi-conducteurs composés, le plus souvent des alliages binaires, de corps trivalents d'une part (colonne III du tableau), et pentavalents d'autre part (colonne V). L'arséniure de gallium (AsGa) prend ainsi une importance croissante dans les dispositifs semi-conducteurs, principalement aux fréquences élevées.

On peut citer encore, comme semi-conducteur composé le sulfure de cadmium (CdS) utilisé dans les photorésistances, l'antimoniure d'indium (InSb) etc.

Le cristal formé possède les mêmes propriétés que les corps simples semi-conducteurs, les atomes trivalents et pentavalents étant en quantité identique (les couches externes des atomes sont donc complétées à 8 électrons).

Semi-conducteur extrinsèque (voir dopage)

Semi-conducteur intrinsèque

Les corps simples semi-conducteurs sont obtenus dans le groupe IV de la classification périodique des éléments (voir le tableau S1). Ce sont le germanium, et surtout le silicium.

Ils ont la caractéristique principale d'être tétravalent, c'est-à-dire que leur couche extérieure comporte 4 électrons.

Tableau S.1 Classification périodique

	III	IV	V	
	5 B (Bore)	6 C (Carbone)	7 N (Azote)	
	13 Al (Aluminium)	14 Si (Silicium)	15 P (Phosphore)	16 S (Soufre)
30 Zi (Zinc)	31 Ga (Gallium)	32 Ge (Germanium)	33 As (Arsenic)	34 Se (Sélénium)
48 Cd (Cadmium)	49 In (Indium)	50 Sn (Etain)	51 Sb (Antimoine)	

Ils cristallisent dans le système du carbone (diamant) qui est le système cubique : chaque atome est au centre d'un tétraèdre régulier dont les 4 sommets sont occupés par les atomes voisins les plus proches.

Les liaisons entres atomes sont des liaisons de valence, très stables, chaque atome mettant un électron périphérique en commun avec chaque proche voisin.

Leur couche périphérique se trouve ainsi complétée à 8 électrons, ce qui est une configuration très stable.

Au zéro absolu, il n'y a pas d'agitation thermique et tous les électrons périphériques participent aux liaisons covalentes ; aucun n'est donc libre pour participer à la conduction électrique : le corps est isolant.

Lorsque l'on élève la température, l'agitation thermique permet à quelques électrons de se libérer de la liaison covalente et d'être mobiles dans le cristal. On a la situation schématisée ci-dessous.

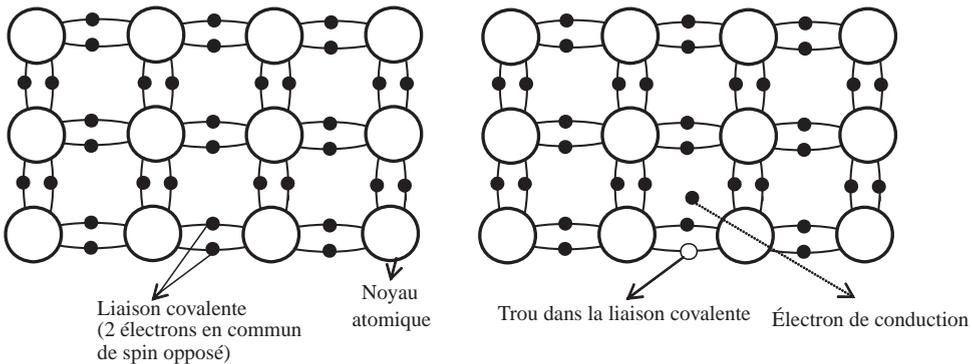


Figure S.2 Schématisation des liaisons dans un semi-conducteur

Notion de trou

On voit que la perte de l'électron a provoqué un site vacant, ou trou, dans le cristal. L'atome considéré est ionisé positivement, mais l'ensemble du cristal reste bien sûr neutre électriquement.

Le trou créé va participer à la conduction électrique. En effet, supposons que le matériau semi-conducteur considéré soit baigné dans un champ électrique \vec{E} . Les électrons libres vont bien sûr dériver dans la direction opposée au champ, sous l'action de la force $F = -q \cdot \vec{E}$ ($-q$: charge de l'électron).

Mais de plus, sous l'action du champ électrique et de la température, un électron de liaison voisin du trou va pouvoir le combler, laissant à sa place un nouveau trou qui pourra à son tour être comblé par un autre électron... Tout se passe donc comme si le trou progresse dans le sens du champ électrique, et participe à la conduction dans le semi-conducteur, au même titre que l'électron libre.

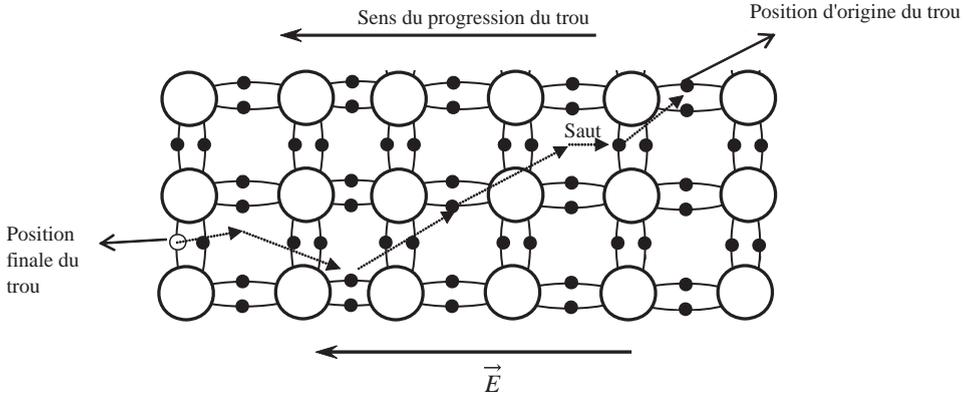


Figure 5.3 Déplacement d'un trou sous l'effet d'un champ électrique

On définit donc le trou comme un nouveau porteur de charge positive. Cela est bien sûr fictif, et seul est réel le déplacement des électrons de valence, mais le phénomène mis en jeu est fondamentalement différent de celui utilisé par les électrons de conduction.

Le trou, en tant que porteur de charge positive, peut d'ailleurs être mis en évidence expérimentalement, par exemple grâce à l'effet Hall.

Série (voir Fourier)

Shannon (voir échantillonnage)

Shannon (théorème de)

En électronique numérique, les fonctions logiques brutes doivent souvent être simplifiées. Parmi les méthodes qui permettent de manipuler les fonctions logiques, on trouve le théorème de Shannon : il faut remplacer les variables par leurs inverses, les opérateurs OU par des opérateurs ET et *vice versa*.

$$f(\overline{x}, y, z, +, \times) = f(x, \overline{y}, \overline{z}, \times, +)$$

Siemens

Le siemens noté S est l'unité en système international de la conductance :

$$1 \text{ S} = 1 \Omega^{-1} = \frac{1 \text{ ampère}}{1 \text{ volt}}$$

Signal

Un signal électrique est la représentation d'une grandeur physique qui dépend d'un ou de plusieurs paramètres. Généralement, le signal est caractérisé par l'évolution temporelle de la

grandeur physique qu'il représente. Nous supposons dans tout ce qui suit que les signaux sont mis sous forme de tensions électriques.

Signal (rapport signal sur bruit : voir bruit)

Signal analogique

C'est un signal à temps continu, c'est-à-dire défini pour toute valeur de la variable temps. Pour étudier ce type de signal, on utilise des modèles mathématiques qui ne reproduisent pas la réalité, mais se prêtent bien à l'étude. De ce fait, l'allure de la fonction représentant le signal peut avoir des sauts. C'est le cas par exemple de l'échelon unité (la fonction de Heaviside) ou du signal d'horloge.

Signal à temps discrets (voir numérique, échantillonnage, quantification)

La variable de la fonction mathématique qui représente le signal numérique considéré ne peut prendre que des valeurs entières, $k \in \mathbb{Z}$. Dans le cas particulier de la variable temps, k représente un multiple d'une durée T_0 qui permet de numériser les signaux (voir échantillonnage, quantification et transformée en z).

Signal déterministe

Un signal déterministe est un signal dont l'évolution en fonction du temps peut être modélisée par une fonction mathématique dite certaine. Un tel signal est parfaitement *déterminé* à chaque instant par cette fonction : il s'agit d'un signal déterministe.

Les signaux connus d'avance (déterministes) pris seuls ne transportent pas d'informations utiles, ils ne constituent pas de ce fait une représentation correcte des signaux réels : ils sont donc très utiles pour tester et analyser un système électronique.

Sinus cardinal (fonction)

La fonction qui porte le nom de sinus cardinal joue un rôle important en traitement du signal. Sa forme normalisée est :

$$\text{sinc}(\alpha) = \frac{\sin(\pi\alpha)}{\pi\alpha}$$

Le sinus cardinal qui est une fonction paire, vaut 1 à l'origine et ses zéros sont les valeurs entières de α . Le spectre est le suivant :

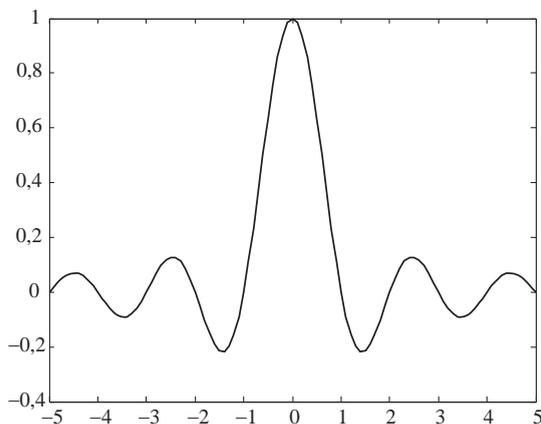


Figure S.4 Représentation du sinus cardinal de α en fonction de α

Sinusoidal (signal)

Le signal sinusoïdal est un signal périodique particulier. Sa loi d'évolution s'exprime à l'aide des fonctions sinus et cosinus. Un réseau linéaire est en régime sinusoïdal ou en régime harmonique si ses tensions et courants ont pour expressions algébriques :

$$s_1(t) = S_{\max} \cos(\omega t + \phi) \text{ ou } s_2(t) = S_{\max} \sin(\omega t + \phi)$$

Pour des raisons de commodité, en vue de ce qui va suivre (représentation de Fresnel et représentation complexe), nous préférons définir le signal sinusoïdal par la première expression qui correspond à une cosinusoïde. Nous avons présenté le signal cosinusoïdal $s_1(t)$ et le signal sinusoïdal $s_2(t)$.

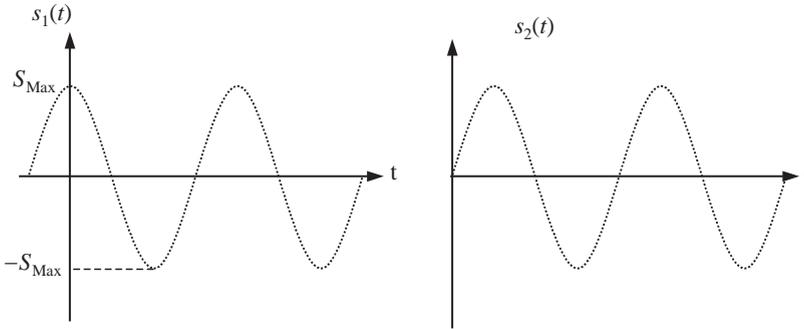


Figure 5.5 Représentation temporelle (cartésienne) d'un signal sinusoïdal

La variable temps « t » est supposée varier de « $-\infty$ » à « $+\infty$ », $s(t)$ est la valeur (ou amplitude) instantanée exprimée en volts ou en ampères.

S_{\max} est la valeur crête du signal $s(t)$ et $2S_{\max}$ représente la valeur crête à crête de $s(t)$.

ω est la pulsation (appelée parfois vitesse angulaire) du signal. La pulsation est reliée à la fréquence et à la période T par :

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} \text{ exprimée en radians par seconde (rad} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$$

$\omega t + \phi$ représente l'angle de phase instantanée, appelée souvent *phase instantanée*, qui est exprimé généralement en radians et parfois en degrés.

ϕ est l'angle de phase appelée souvent *phase à l'origine* exprimé en radians ou en degrés.

Sources contrôlées (voir sources commandées)

Sources commandées (ou sources contrôlées)

Une source contrôlée (liée ou commandée) est une source de tension (ou de courant) dont la valeur de sortie est fonction de la grandeur d'entrée (tension ou courant). La notion de sources liées est à la base de l'étude de tous les modèles électriques concernant les éléments actifs tels que les transistors et, d'une façon générale, les amplificateurs. Ces sources dépendantes transforment l'énergie électrique, mais ne sauraient en fournir spontanément.

Source de tension contrôlée en tension (SCV-V)

La tension de sortie est notée V_S et la tension d'entrée V_e . L'association d'un montage suiveur avec un montage inverseur permet d'obtenir une source de tension commandée en tension avec k négatif.

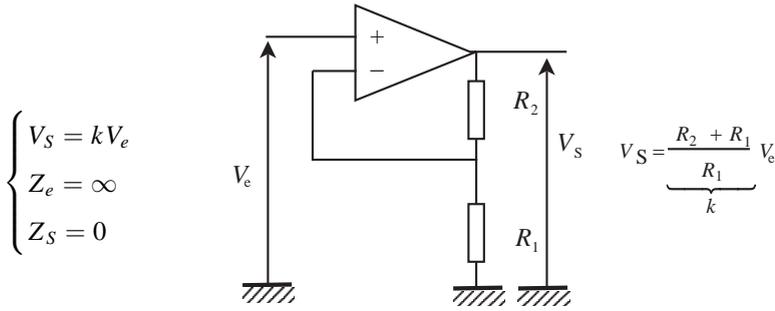


Figure 5.6 Exemple de réalisation d'une SCV-V

Source de tension contrôlée en courant (SCV-I)

En appelant le courant d'entrée I_e et la tension de sortie V_S , une source idéale de tension contrôlée par un courant est une source qui doit satisfaire les conditions suivantes :

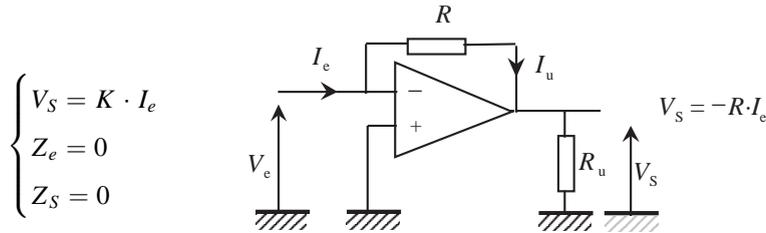


Figure 5.7 Exemple de réalisation d'une SCV-I

La tension de sortie V_S étant égale à $-RI_u$, cette tension ne dépend pas de la charge, l'impédance Z_S est donc nulle. On peut faire suivre le montage précédent par un montage inverseur si l'on désire avoir un coefficient k positif.

Source de courant contrôlée en tension (SCI-V)

Une source de courant commandée en tension idéale est une source qui doit satisfaire les conditions suivantes :

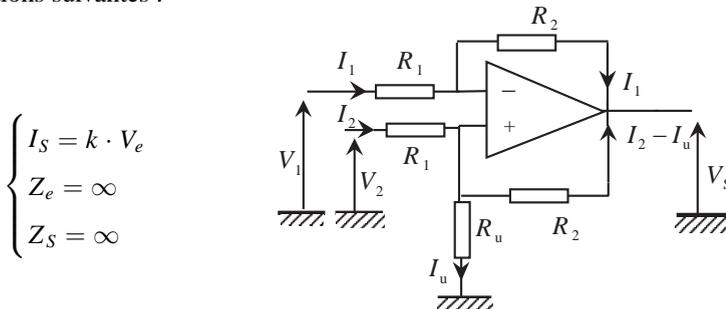


Figure 5.8 Exemple de réalisation d'une SCI-V

On a :

$$\begin{cases} V^- = V_1 - R_1 \cdot I_1 = R_2 \cdot I_1 + V_S \\ V^+ = V_2 - R_1 \cdot I_2 = V_S + R_2(I_2 - I_U) \end{cases}$$

On obtient : $I_U = \frac{V_2 - V_1}{R_1}$

On a donc un courant I_u qui circule dans la charge utile R_u indépendant de la charge R_u .

- si la tension V_1 est nulle, le coefficient k devient négatif : $k = -1/R_1$,
- si la tension V_2 est nulle, le coefficient k devient positif : $k = 1/R_1$.

Remarque :

- pour avoir une impédance d'entrée infinie, il faut faire précéder le montage par un suiveur,
- en ajoutant une source de tension commandée en courant, on obtient une source de courant contrôlée en courant (SCI-I).

Source de courant (voir générateur de courant)

Source de tension (voir générateur de tension)

Sommateur (montage)

Nous disposons de deux tensions V_1 et V_2 . Le théorème de superposition donne :

$$V' = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_1 + \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_2 = k_1 V_1 + k_2 V_2$$

V' est la somme pondérée des tensions V_1 et V_2 avec des coefficients de pondération k_1 et k_2 qui sont positifs.

La tension de sortie devient :

$$V_S = \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} V_1 + \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_2 \right) \cdot \left(1 + \frac{R}{R'} \right) = G (k_1 V_1 + k_2 V_2)$$

Cas particulier : $R_1 = R_2$ et $R' = R$, nous avons : $V_S = V_1 + V_2$.

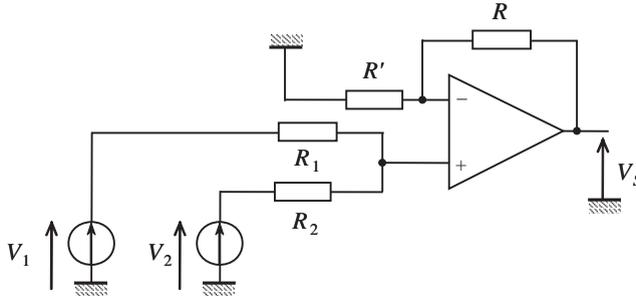


Figure S.9 Montage additionneur à amplificateur opérationnel

Sortance

La sortance à l'état haut d'un composant logique (numérique) est le nombre maximal de charges logiques que peut commander sa sortie pour imposer un 1 logique. Une définition analogue s'applique pour la sortance à l'état bas.

Soustracteur (montage)

On applique le théorème de superposition au montage soustracteur.

$$V_S = \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} \right) \left(1 + \frac{R}{R'} \right) V_1 + \left(-\frac{R}{R'} \right) V_2 = k_1 V_1 - k_2 V_2$$

La tension de sortie est égale à la différence pondérée de V_1 et V_2 .
 Cas particulier : $R_1 = R_2$ et $R' = R$, nous avons : $V_S = V_1 - V_2$.

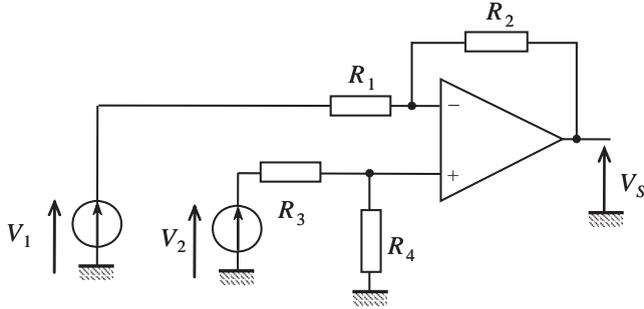


Figure S.10 Montage soustracteur

Spectre (voir Fourier, voir aussi modulation)

Le spectre est la représentation graphique (différentes raies) d'un signal dans le domaine fréquentiel. On trouve différents spectres : spectre en amplitude, spectre de phase et spectre en puissance.

Si l'on utilise l'équivalence d'Euler :

$$\cos(2\pi ft) = \frac{e^{j2\pi ft} + e^{-j2\pi ft}}{2}$$

On trouve deux expressions possibles de la série de *Fourier* pour un signal périodique de période $T = 1/f$. Deux représentations du spectre sont donc possibles :

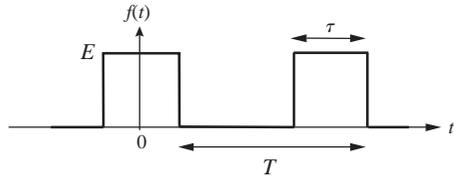


Figure S.11 Signal impulsions périodiques

- spectre unilatéral qui correspond à une somme de sinusôides de fréquences nf et d'une éventuelle composante continue,
- spectre bilatéral qui correspond à une éventuelle composante continue et à une somme de paires exponentielles complexes conjuguées. Les raies de fréquences nf sont symétriques par rapport à l'axe des y . On utilise dans ce cas la notion de fréquences négatives.

Si l'on prend par exemple la fonction impulsions périodiques, le spectre unilatéral est :

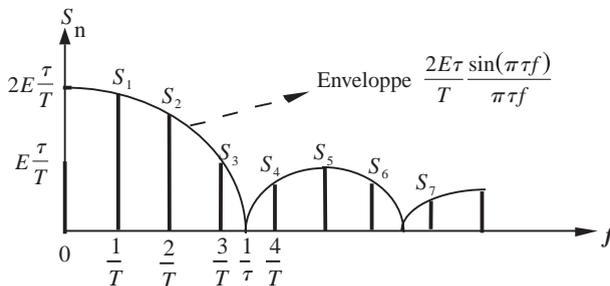


Figure S.12 Spectre unilatéral en amplitude de la fonction « Impulsions périodiques »

Stabilité (d'un filtre)

Un filtre dont la fonction de transfert s'écrit :

$$H(p) = \frac{b_0 + b_1 p + \dots + b_m p^m}{a_0 + a_1 p + \dots + a_n p^n}$$

La stabilité du filtre est assurée lorsque les pôles de $H(p)$, c'est-à-dire les zéros du dénominateur de la fraction rationnelle exprimant $H(p)$, sont à partie réelle négative.

Dans le cas d'un *filtre numérique*, la stabilité est assurée lorsque les pôles en z ont un module inférieur à l'unité.

Stationnaire (onde : voir onde)

Stationnaire (processus)

Un processus aléatoire est stationnaire au sens strict si toutes ses propriétés statistiques sont invariantes dans le temps.

Un processus aléatoire est stationnaire du deuxième ordre si toutes ses propriétés statistiques d'ordre 1 et d'ordre 2 sont invariantes dans le temps. Dans ce cas, la valeur moyenne statistique et l'écart quadratique moyen ou variance de la variable x sont des constantes.

$$E(x) = \text{constante} \quad \text{et} \quad \text{Var}(x) = \sigma_x^2 = \text{constante}$$

Un processus aléatoire est stationnaire au sens large si seules sa valeur moyenne et sa fonction d'autocorrélation (donc la variance) sont invariantes dans le temps.

$$E(x) = \text{constante} \quad \text{et} \quad \text{Var}(x) = \sigma_x^2 = \text{constante}$$

Stéréophonie

L'émission et la réception en modulation de fréquences stéréophonique permettent une reproduction sonore plus fidèle que celle obtenue en monophonie. Deux microphones nommés G « gauche » et D « droite » captent les fréquences audibles qui s'étendent de 30 Hz à 15 kHz. La technique concernant l'émission consiste dans un premier temps à réaliser d'une part la somme des signaux captés : $M = G + D$, et d'autre part à réaliser la différence des signaux captés : $S = G - D$.

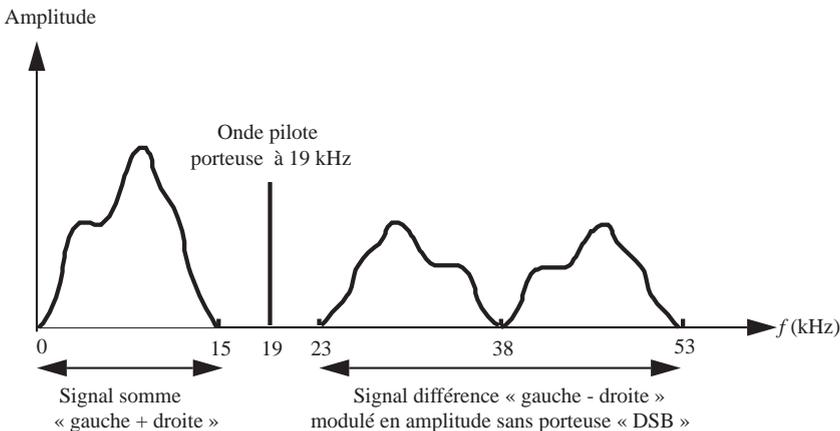


Figure S.13 Spectre du signal qui sert pour la modulation FM stéréophonique

Le second message stéréophonique S ne parvient au modulateur qu'après avoir subi au préalable une modulation en amplitude à porteuse supprimée. Cette porteuse, souvent appelée *sous porteuse* est à la fréquence 38 kHz. La bande totale qu'occupe le message S s'étend de 23 à 53 kHz.

Le message final donné à la figure (S.13) est constitué de l'addition du signal M, du signal S modulé en DSB ainsi que d'une fréquence pilote de 19 kHz qui sert au niveau réception pour la reconstitution de la sous-porteuse 38 kHz. Le tout est ensuite appliqué au modulateur. La figure représente le schéma synoptique d'un émetteur FM stéréophonique.

Stokes (Théorème de)

Ce théorème est une généralisation de la définition de l'opérateur rotationnel, il stipule que la circulation d'un vecteur le long d'une courbe fermée C est égale au flux de son rotationnel à travers une surface quelconque S limitée par cette courbe.

$$\iint_S \operatorname{rot} \vec{u} \cdot \vec{n} \, dS = \oint_C \vec{u} \cdot \vec{n} \, dl$$

Substitution (Théorème de)

Lorsque nous connaissons la différence de potentiel U_{AB} qui existe entre deux points quelconques d'un réseau électrique, nous ne changeons rien à l'état électrique du reste du réseau si nous remplaçons cette chute de tension et la partie du réseau qui lui donne naissance par une source de tension idéale qui délivre une tension égale à U_{AB} .

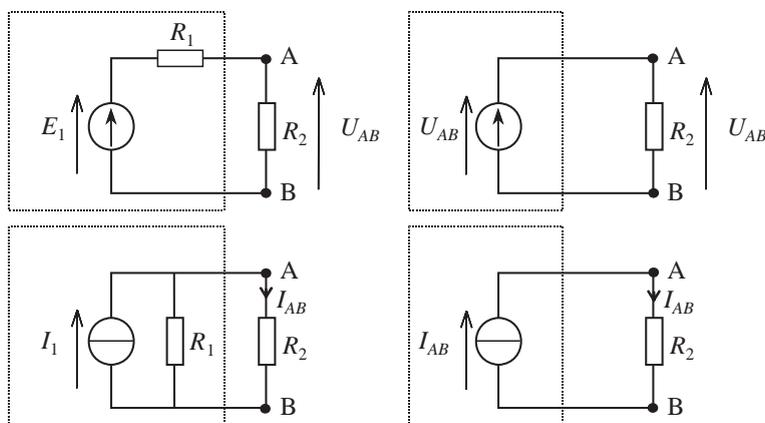
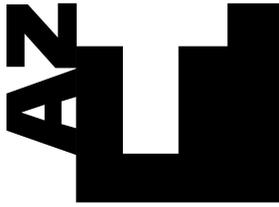


Figure 5.14 Exemples d'application du théorème de substitution en utilisant le pont diviseur de tension et le pont diviseur de courant

De même, lorsque nous connaissons le courant I_{AB} qui circule dans une branche quelconque notée AB d'un réseau électrique, nous ne changeons rien à l'état électrique du reste du réseau si nous remplaçons cette branche par une source idéale de courant qui délivre un courant I_{AB} .

Susceptance (voir conductance)



T

En minuscule, t représente le temps. En majuscule, T est le symbole de la température, de la période ou du tesla.

TEC (voir FET)

Température (voir Kelvin)

Tesla

Le tesla, dont le symbole est T , représente l'unité de l'intensité du champ magnétique dans le système international. Sa définition est :

$$1 \text{ tesla} = \frac{1 \text{ newton}}{1 \text{ ampère} \cdot \text{mètre}}$$

Température équivalente (voir bruit)

Temps de propagation

Pour une *ligne de transmission*, pendant un intervalle de temps Δt , la phase d'un signal sinusoïdal en un point x de la ligne varie d'une quantité $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta t}{T} = 2\pi\Delta f = \Delta t\omega$$

On retrouve le même déphasage sur le point de coordonnée $x + \Delta x$ si : $\Delta x = \frac{\Delta\phi}{\beta} = \frac{\Delta t\omega}{\beta}$.

La vitesse de propagation ou vitesse de phase est : $v_\phi = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\omega}{\beta}$.

Le temps de propagation linéique de phase est : $\tau_\phi = \frac{1}{v_\phi} = \frac{\beta}{\omega}$.

Si β n'est pas proportionnel à ω , on définit le temps de propagation linéique de groupe :

$$\tau_g = \frac{d\beta}{d\omega}$$

Tension (voir générateur de tension)

Thermistance

Une thermistance est une résistance sensible à la température. On trouve deux types de thermistances :

- si la résistance augmente avec la température, la thermistance est dite à coefficient de température positif (CTP),
- si la résistance diminue avec la température, la thermistance est dite à coefficient de température négatif (CTN).

Les thermistances sont souvent utilisées pour les problèmes de la mesure et de la régulation en température, mais peuvent trouver un large domaine d'applications telles que la protection contre les surtensions ou la temporisation des relais.

Caractéristiques d'une thermistance

Les thermistances CTN étant de loin les plus utilisées, l'étude est donc concentrée sur ce type de thermistances. À une température T donnée, la résistance d'une CTN est donnée par l'expression suivante :

$$R(T) = R_0 e^{B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}$$

Comme la température de référence donnée dans les catalogues est toujours $T_0 = 25^\circ\text{C} = 298\text{ K}$, la résistance R_0 est la résistance à la température ambiante et T est la température de mesure. B est une constante qui dépend de la technologie utilisée. Elle varie entre 2 000 et 6 000 K, on l'appelle température caractéristique de la thermistance.

Le coefficient de température est défini comme étant la variation de la résistance par unité de résistance par degré d'augmentation.

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T} \approx -\frac{B}{T^2}$$

Quand on maintient la température ambiante constante pour une CTN et que l'on fait varier le courant qui la traverse, on obtient les caractéristiques ci-dessous.

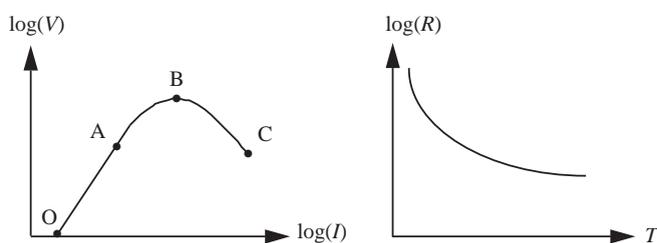


Figure T.1 Caractéristique tension-courant et variation de la résistance en fonction de la température d'une CTN

Pour des courants faibles, la thermistance se comporte comme une résistance normale $R = R_0 = \text{cte}$, la tension croît proportionnellement à l'intensité. Ce comportement correspond à la zone OA.

Par contre, si l'on augmente le courant suffisamment, la caractéristique tension-courant n'est plus linéaire (zone AB). Si le courant augmente davantage, l'équilibre thermique est rompu. La zone BC correspond à l'avalanche thermique dans le matériau.

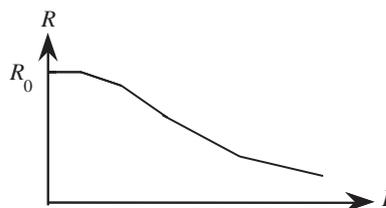


Figure T.2 Variation de la résistance d'une CTN en fonction du courant

Thévenin (Théorème de)

Pour analyser le comportement d'un réseau électrique à plusieurs éléments pour différentes charges (calcul de la tension et du courant de sortie), il est préférable de recourir à un modèle simple sans la charge qui se met :

– soit sous la forme d'une source réelle de tension : c'est le modèle de Thévenin,

– soit sous la forme d’une source réelle de courant : c’est le modèle de Norton.

Considérons un circuit électrique linéaire placé entre deux points A et B. Vis-à-vis des points A et B, le circuit précédent peut être remplacé par le générateur équivalent de Thévenin de force électromotrice E_{TH} et de résistance interne R_{TH} .

La valeur E_{TH} est égale à la tension mesurée entre A et B à vide, c’est-à-dire lorsque le dipôle n’est pas connecté à d’autres éléments externes (charge déconnectée).

La résistance interne R_{TH} correspond à la valeur de la résistance vue entre A et B lorsque les sources indépendantes sont passivées.

Prenons par exemple le montage suivant :

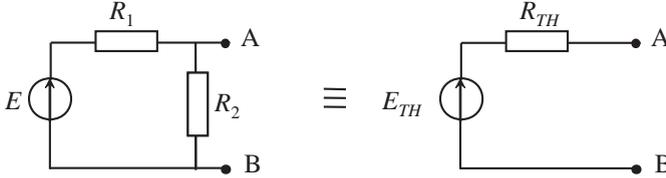


Figure T.3 Exemple d’application du théorème de Thévenin

La tension de Thévenin est la tension obtenue à vide entre A et B. Cette tension obtenue aux bornes de R_2 se calcule en appliquant le théorème du pont diviseur.

La résistance R_{TH} est obtenue en passant la source de tension E . Il suffit de remplacer la source E par un court-circuit.

$$E_{TH} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} E \quad \text{et} \quad R_{TH} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

Thyristor

Un thyristor est un composant semi-conducteur utilisé essentiellement en électrotechnique et en électronique industrielle pour le redressement commandé. Outre l’anode A et la cathode C, un thyristor possède une électrode de commande appelée gâchette (notée G). C’est par cette patte que va arriver l’impulsion positive de commande qui va rendre la diode passante.

Si la tension entre l’anode et la cathode est négative, le thyristor est bloqué.

Si la tension entre l’anode et la cathode est positive, dès que l’ordre est reçu par la gâchette du thyristor (amorçage), celui-ci laisse passer le courant dans sons sens passant, c’est-à-dire, de l’anode vers la cathode, d’où le nom de sa fonction de redresseur commandé.

La durée t_{gt} qui s’écoule entre l’instant où le courant de gâchette est appliqué et l’instant où le thyristor devient passant s’appelle temps d’amorçage.

Après disparition de l’impulsion électrique, le thyristor continue d’être passant. Le thyristor ne peut se bloquer que si l’on coupe le courant direct (en réalité, si la valeur du courant direct devient inférieure à une valeur faible dite courant de maintien).

La durée t_q qui s’écoule entre l’instant où le courant direct s’annule et l’instant où l’on peut appliquer de nouveau une tension entre anode et cathode positive sans risquer un réamorçage parasite, s’appelle temps de désamorçage.

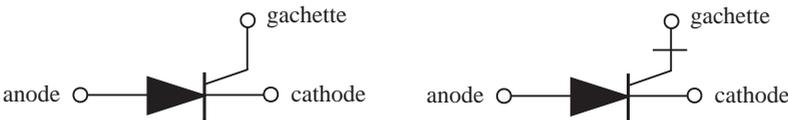


Figure T.4 Symboles d’un thyristor et d’un thyristor GTO

Remarque : il existe des thyristors GTO (*gate turn-off*) qui fonctionnent de la même manière qu'un thyristor, mais la fermeture et l'ouverture sont commandées par la gâchette.

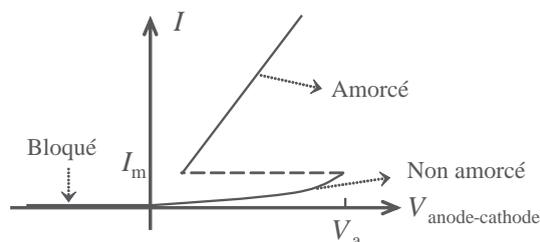


Figure T.5 Caractéristique courant-tension d'un thyristor

Les conditions d'amorçage

- tension entre l'anode et la cathode positive et supérieure au seuil minimum,
- courant de gâchette I_g supérieur à la valeur minimale requise,
- un fois le thyristor amorcé, maintien du courant I circulant entre l'anode et la cathode supérieur à un courant I_m dit de maintien.

Les conditions de blocage

- le courant circulant entre l'anode et la cathode est inférieur au courant minimal de maintien pendant un temps supérieur au temps de désamorçage,
- la tension anode-cathode devient négative.

En alternatif, on peut déclencher le thyristor à des moments précis sur l'alternance positive. Il se désamorce ensuite naturellement à chaque changement d'alternance. On peut donc faire varier la puissance moyenne d'un dispositif par le biais d'un thyristor.

Timer 555

Le timer 555 est un circuit de minuterie ou de base de temps (*Timer*). Ce composant sert souvent à réaliser des bascules monostables, bistables et astables.

Des variantes du 555 existent et nous pouvons citer : le 556 qui est un double 555 ou le 558 qui contient l'équivalent de quatre 555.

Transfert (fonction de : voir Bode, filtre)

La fonction de transfert d'un filtre est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle. En effet, l'une des propriétés de la transformée de Fourier fait correspondre au produit de convolution dans le domaine temporel un produit simple dans le domaine fréquentiel et *vice versa*.

Considérons un système linéaire, invariant, dont on connaît la réponse impulsionnelle quand on applique à l'entrée une impulsion de Dirac. Le filtre introduit un facteur de réponse isochrone $H(j\omega)$ appelée *fonction de transfert du filtre*.

Pour une entrée $e^{j\omega t}$, le système répond par $e^{j\omega t} H(j\omega)$, la linéarité permet d'écrire pour :

$$e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(j\omega) e^{j\omega t} d\omega$$

Le système répond par :

$$s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H(j\omega) E(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega) e^{j\omega t} d\omega$$

avec : $E(j\omega) = TF[e(t)]$ et $S(j\omega) = TF[s(t)]$, soit : $S(j\omega) = H(j\omega) \bullet E(j\omega)$
Supposons maintenant que l'entrée soit une impulsion de Dirac $e(t) = \delta(t)$, la relation précédente devient : $S(j\omega) = H(j\omega)$.

Soit un réseau linéaire excité par une entrée sinusoïdale de pulsation ω . L'entrée notée $e(t)$, qui peut être un courant ou une tension, provoque une réponse forcée (régime permanent établi) du réseau. Nous notons $s(t)$ cette réponse.

$$e(t) = E \sin(\omega t) \text{ et } s(t) = S \sin(\omega t + \phi)$$

Compte tenu des deux grandeurs électriques habituelles, nous pouvons définir quatre transmittances ou fonctions de transfert $H(j\omega)$ qui représentent respectivement : l'amplification en tension, l'amplification en courant, la trans-admittance et la trans-impédance. D'une façon générale ces fonctions de transfert s'écrivent sous forme complexe :

$$\frac{V_2}{V_1} ; \frac{I_2}{I_1} ; \frac{I_2}{V_1} ; \frac{V_2}{I_1} \text{ et } H(j\omega) = a(\omega) + jb(\omega)$$

Avec : $\omega = 2\pi f$ qui représente la pulsation des signaux électriques et f leur fréquence. Les fonctions de transfert s'écrivent également sous une autre forme équivalente :

$$H(\omega) = A(\omega) e^{j\phi(\omega)} = A(\omega) [\cos(\phi) + j \sin(\phi)] \text{ avec : } A(\omega) = \sqrt{a^2 + b^2}, \tan(\phi) = \frac{b}{a}$$

$A(\omega)$ est le module de $H(j\omega)$ et $\phi(\omega)$ est son argument ou déphasage de $s(t)$ rapport à $e(t)$. Ainsi, l'étude du module et de l'argument donnera des informations utiles pour prévoir la réponse du système. La représentation de *Bode* universellement connue permet de représenter l'évolution de $H(j\omega)$ en fonction de la pulsation (ou la fréquence).

Transformateur

C'est un appareil statique à induction électromagnétique destiné à modifier les amplitudes des grandeurs électriques (courants et tensions) en conservant la même fréquence.

Un transformateur est constitué d'un enroulement primaire de n_1 spires, d'un enroulement secondaire de n_2 spires et d'un circuit magnétique qui sert à canaliser le champ magnétique produit par le primaire.

Remarque : aucune liaison électrique n'existe entre le primaire et le secondaire (isolement galvanique). Dans le cas contraire, si une partie est commune entre le primaire et le secondaire, on dit qu'on a un autotransformateur. Les équations utilisées sont :

$$v_1(t) = L_1 \frac{di_1(t)}{dt} + M \frac{di_2(t)}{dt}, \quad v_2(t) = L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + M \frac{di_1(t)}{dt}$$

$$m = \frac{V_2}{V_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

m représente le rapport de transformation, M est la mutuelle inductance (en Henry) et k est le coefficient de couplage.

v_1 et v_2 sont les tensions du primaire et du secondaire, i_1 et i_2 sont les courants du primaire et du secondaire, n_1 et n_2 représentent les nombres de spires du primaire et du secondaire.

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_1}{n_2}$$

Remarque : on trouve dans le commerce des transformateurs spécifiques qui sont dédiés à une fonction spéciale. Donnons à titre d'exemple le transformateur *FI* qui est accordé sur la fréquence intermédiaire (*FI*) d'un récepteur radio (455 kHz) et possédant un bon coefficient de qualité Q . On trouve aussi des transformateurs d'impulsions pour lesquels on évite les phénomènes de saturation magnétique et on diminue le temps de montée.

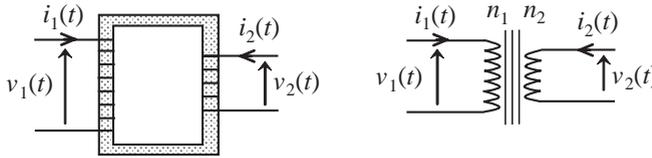


Figure T.6 Symboles d'un transformateur

On trouve des transformateurs de faible puissance comme pour les appareils domestiques (radio, télévision...), mais aussi des transformateurs de puissance pour l'industrie et pour le transport de l'électricité (en monophasé et en triphasé).

Remarque : à puissance égale, un transformateur fonctionnant à basses fréquences aura une taille plus importante qu'un transformateur fonctionnant à hautes fréquences. Cette remarque explique le choix par exemple d'augmenter la fréquence pour les alimentations à découpage.

Transducteur

Un transducteur électrique est un organe qui permet le passage du signal physique porteur de l'information (codée ou non) en un signal électrique et réciproquement. C'est le cas par exemple du microphone, du haut-parleur ou d'un capteur.

Transistor

Un transistor est un composant électronique à semi-conducteur qui sert à amplifier le courant ou obtenir un courant quand il est commandé en tension. Il s'agit d'un tripôle actif qui possède trois électrodes. On distingue plusieurs types de transistors :

- transistors bipolaires (à jonctions) NPN et transistors bipolaires PNP,
- transistors à effet de champ à canal N ou à canal P,
- transistors MOSFET, CMOS, HEMT, IGFET, MODFET, TEGFET et MESFET,
- transistors Schottky...

Transistor bipolaire

Un transistor bipolaire est constitué d'un monocristal de semi-conducteur (principalement le silicium) dopé pour obtenir deux jonctions disposées en série et de sens opposé. Il existe donc deux types fondamentaux de transistors bipolaires, dits complémentaires :

- transistors NPN dans lesquels une mince couche de type P est comprise entre deux zones de type N,
- transistors PNP dans lesquels une mince couche de type N est comprise entre deux zones de type N.

• La couche intermédiaire est appelée *base*. Cette couche est très mince et est légèrement dopée. Les porteurs majoritaires sont donc en quantité assez faible.

• L'une des deux autres zones est appelée *émetteur*. Il s'agit de la zone la plus dopée du transistor. Son rôle consiste à injecter des porteurs (électrons dans le cas d'un NPN) dans la base.

• La dernière zone qui est de même type que l'émetteur est appelée *collecteur*. Son dopage est plus faible que celui de l'émetteur et sa géométrie est différente. Le rôle principal du collecteur est de collecter les porteurs.

Le transistor est donc un composant à trois bornes (tripôle) reliées respectivement à l'émetteur, à la base et au collecteur.

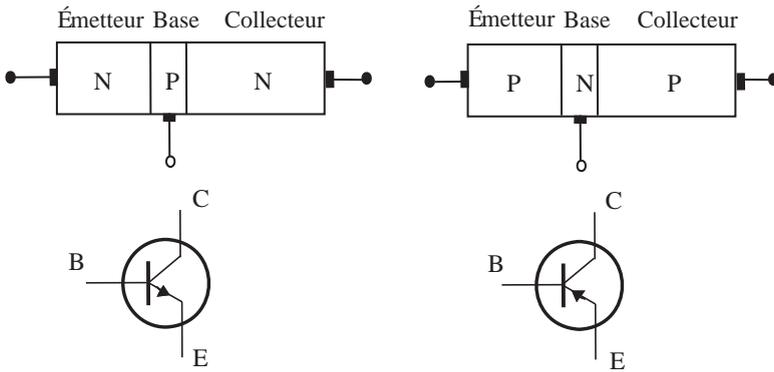


Figure T.7 Représentations schématiques et symboles des transistors

Transistor bipolaire (fonctionnement du)

L'étude sera menée sur un transistor bipolaire de type NPN qui est le plus courant et technologiquement le plus facile à réaliser. Le fonctionnement d'un transistor de type PNP se déduit facilement en échangeant les rôles des électrons et des trous et en inversant les signes des tensions d'alimentation et des courants.

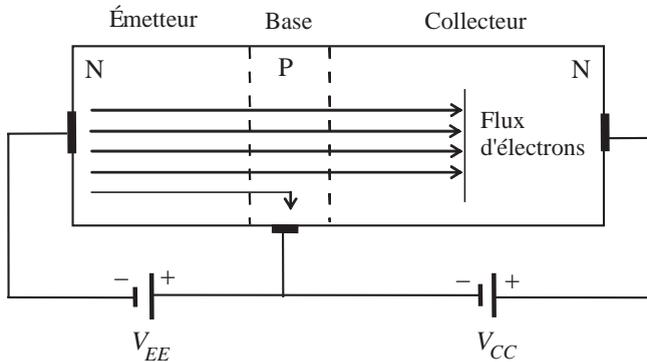


Figure T.8 Polarisation directe et effet transistor

Effet transistor

Parmi les différentes façons de polariser un transistor de type NPN, seule une présente un intérêt primordial. Si l'on polarise la jonction émetteur-base en direct et la jonction collecteur-base en inverse, on obtient les éléments décrits ci-dessous.

En premier lieu, supposons que seule la jonction BC est polarisée et qu'elle l'est en inverse. Elle est traversée par un courant très faible appelé I_{CB0} dû aux porteurs minoritaires.

Polarisons maintenant la jonction base-émetteur en direct. Les électrons qui sont majoritaires dans la région de l'émetteur (type N) diffusent en grande quantité à travers la jonction émetteur-base, polarisée en direct, créant ainsi un courant émetteur I_E . Les électrons de l'émetteur traversent la jonction BE et arrivent dans la base. Ainsi l'émetteur « injecte » ou « émet » des porteurs majoritaires qui vont se comporter comme des minoritaires dans la base. L'épaisseur de la base étant très faible, la plupart des électrons injectés par l'émetteur peuvent traverser la base et atteignent la jonction collecteur-base. Celle-ci étant polarisée en inverse est le siège d'un champ électrique interne intense qui a pour rôle d'accélérer les électrons vers le collecteur qui les « collecte ». Une faible partie des électrons injectés par l'émetteur réussissent quand même à se recombiner avec les trous de la base, puis s'écoulent comme électrons de valence en passant de trou en trou vers la base.

On appelle α_{CC} la proportion des porteurs émis par l'émetteur qui parviennent jusqu'au collecteur. α_{CC} est généralement proche de l'unité. Le courant total sera donné par la formule suivante :

$$I_C = \alpha_{CC} (I_B + I_C) + I_{CB0}$$

On pose : $\beta_{CC} = \frac{\alpha_{CC}}{1 - \alpha_{CC}}$, d'où : $I_C = \beta_{CC} \times I_B + I_{CE0}$

La dernière relation caractérise l'effet transistor. L'indice « CC » désigne un courant continu et β_{CC} est le gain statique en courant du transistor.

Souvent, les ordres de grandeurs permettent d'écrire : $I_C = \beta_{CC} I_B$.

Limites d'utilisation d'un transistor

Le transistor étant constitué de deux jonctions, il est possible de déterminer ses limites d'utilisation.

Tensions de claquage

Ces tensions à ne pas dépasser sont données par le constructeur et sont généralement notées BV_{CE0} et BV_{CB0} (BV est l'abréviation de *Breakdown Voltage*).

Courant maximal

Le courant maximal du collecteur doit rester inférieur à une certaine valeur I_{Cmax} , sous peine de destruction du transistor.

Puissance maximale

La puissance dissipée par un transistor au repos est donnée par la formule suivante :

$$P = V_{BE} I_B + V_{CE} I_C \approx V_{CE} I_C < P_{max}$$

Cette puissance est limitée à cause de l'échauffement du transistor. La température maximale de la jonction ne doit pas dépasser 200 C dans le cas du silicium.

Triac

Un triac est un composant semi-conducteur qui peut remplacer deux thyristors tête-bêche. De ce fait, il laisse passer le courant dans les deux sens (bidirectionnel) lorsqu'il reçoit l'ordre sur sa gâchette. Lorsque l'on supprime l'impulsion sur la gâchette, le courant continue de passer. Le schéma du triac et la caractéristique courant-tension sont les suivants :

On voit bien que le triac est en fait l'équivalent de deux thyristors, qui laisse passer le courant dans les deux sens, comme un interrupteur commandé. Ce composant est très utilisé pour les petites puissances et dans les appareils domestiques.

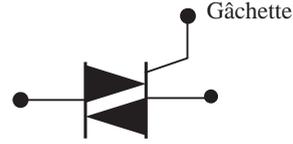


Figure T.9 Symbole d'un triac

Trigger de Schmitt

La figure suivante présente le schéma du montage, appelé comparateur à hystérésis ou *trigger* de Schmitt. Le *trigger* de Schmitt permet de faire une comparaison entre une tension d'entrée et une tension de sortie en fonction de la valeur d'une tension de référence $V_{réf}$.

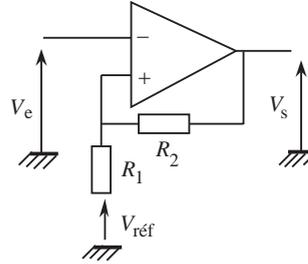


Figure T.10 Exemple de réalisation d'un trigger de Schmitt

On note V_{Sat}^+ et V_{Sat}^- les tensions de saturation de l'amplificateur opérationnel. Les tensions sur les entrées « - » et « + » sont déterminées en appliquant le théorème de superposition.

$$V^+ = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_{Sat}^+ + \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{réf}$$

Supposons maintenant que la tension d'entrée augmente. Au moment où sa valeur dépasse la tension V^+ , le *trigger* bascule et la tension de sortie devient égale à V_{Sat}^- . Dans ce cas, la tension qui existe sur l'entrée « + » évolue rapidement et devient :

$$V^- = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_{Sat}^- + \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{réf}$$

L'allure de la tension de sortie en fonction de la tension d'entrée dépend du passage « bas vers haut » ou du passage « haut vers bas ». Ce phénomène est connu sous l'appellation de cycle d'hystérésis.

Le point A qui est le centre du cycle est donné par la formule suivante :

$$V_e = \frac{V^+ + V^-}{2} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{réf}$$

Pour une tension de référence nulle, le point A devient le point d'intersection des deux axes et le *trigger* est centré et symétrique.

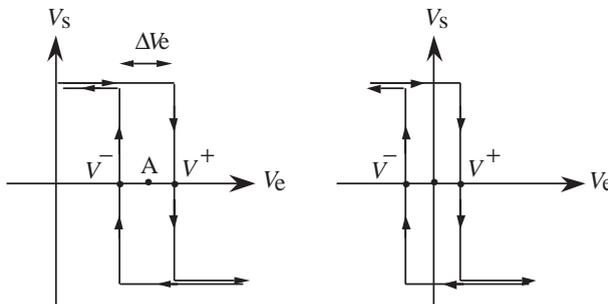


Figure T.11 Cycle d'hystérésis associé à un *trigger* de Schmitt avec et sans tension de référence

Triphasés (systèmes)

Les systèmes monophasés ne présentent en général d'intérêt que pour les faibles puissances. Pour les grandes puissances (distribution d'énergie, alimentation des moteurs), on utilise souvent le système triphasé.

Considérons pour cela trois générateurs de tensions sinusoïdales identiques de même fréquence et de même amplitude, déphasés l'un par rapport à l'autre d'une phase égale à $2\pi/3$. Si l'on suppose par exemple que ces trois générateurs alimentent trois récepteurs identiques, les courants qui circulent dans les trois récepteurs seront identiques et déphasés l'un par rapport à l'autre d'une quantité égale à $2\pi/3$.

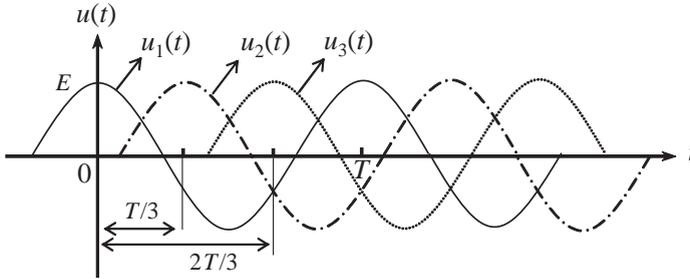


Figure T.12 Représentation cartésienne du système triphasé

- $u_1(t) = U_1 \cos(\omega t)$ donne dans R_1 un courant : $i_1(t) = I_1 \cos(\omega t - \phi)$
- $u_2(t) = U_2 \cos(\omega t - 2\pi/3)$ donne dans R_2 un courant : $i_2(t) = I_2 \cos(\omega t - 2\pi/3 - \phi)$
- $u_3(t) = U_3 \cos(\omega t - 4\pi/3)$ donne dans R_3 un courant : $i_3(t) = I_3 \cos(\omega t - 4\pi/3 - \phi)$.

L'ensemble ainsi constitué représente un système triphasé symétrique qui fonctionne en régime sinusoïdal équilibré. Les tensions et les courants relatifs au système triphasé peuvent être représentés sous forme vectorielle ou représentation de Fresnel.

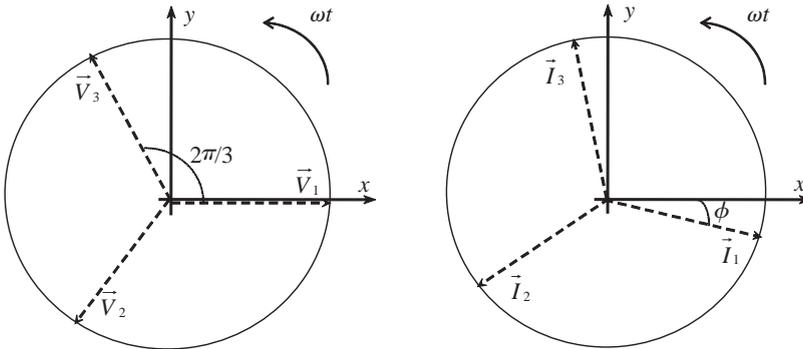


Figure T.13 Représentation de Fresnel du système triphasé

Nous pouvons constater que les vecteurs tension \vec{U}_1, \vec{U}_2 et \vec{U}_3 d'une part et les vecteurs courant \vec{I}_1, \vec{I}_2 et \vec{I}_3 d'autre part, représentent une sorte d'étoile à $2\pi/3$.

TTL (voir circuit logique)

Trou (voir semi-conducteur)



V

V est le symbole de volt. Parfois on utilise cette lettre pour désigner un potentiel électrique.

Valeur efficace

Puisque la valeur moyenne d'une fonction sinusoïdale pure est nulle, nous n'utilisons que rarement en électricité la notion de la valeur maximale S_{Max} d'une fonction périodique. En revanche, nous préférons lui substituer une grandeur plus significative S_{eff} , appelée valeur efficace, telle que :

$$S_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T s^2(t) dt}$$

Si nous prenons le cas particulier d'un signal sinusoïdal $s(t)$ avec : $s(t) = S_{\text{Max}} \cos(\omega t + \phi)$, la valeur efficace devient :

$$S_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T s^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} S_{\text{Max}}^2 \sin^2(\omega t) dt = \frac{S_{\text{Max}}^2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \frac{1 - \cos(2\omega t)}{2} dt$$

$$S_{\text{eff}}^2 = \frac{S_{\text{Max}}^2}{2T} \left[t - \frac{\sin(2\omega t)}{2\omega} \right]_{-T/2}^{T/2} = \frac{S_{\text{Max}}^2}{2}, \quad \text{soit : } S_{\text{eff}} = \frac{S_{\text{Max}}}{\sqrt{2}}$$

Les forces électromotrices, les tensions et les courants d'un circuit électrique en régime sinusoïdal ont pour expression la forme suivante :

$$s(t) = \sqrt{2} S_{\text{eff}} \cos(\omega t + \phi) \quad \text{ou} \quad s(t) = \sqrt{2} S_{\text{eff}} \sin(\omega t + \phi)$$

Les grandeurs de ces variables sont toujours données (ou lues), sur la plupart des appareils, en valeurs efficaces. Une tension alternative dite de 220 volts, varie entre $\pm 220 \sqrt{2}$ soit ± 310 volts en changeant de sens deux fois par période.

Remarque : dans le cas général d'une tension périodique, la valeur efficace vraie connue sous le sigle TRMS (*True Root Mean Square*) est la valeur d'une tension continue qui produirait, dans une résistance identique, le même dégagement de chaleur dans le même temps, autrement dit une même dissipation de puissance. Dans le cas d'une sinusoïde, nous utilisons souvent juste les deux premiers mots « valeur efficace ».

Valeur finale (voir Laplace)

Valeur initiale (voir Laplace)

Variable d'état (réseau à)

La structure dite à variable d'état est en réalité un circuit intégré qui fait appel à des opérations mathématiques élémentaires. Ces opérateurs sont des amplificateurs opérationnels bouclés et réalisent les fonctions suivantes : sommation, inversion et intégration.

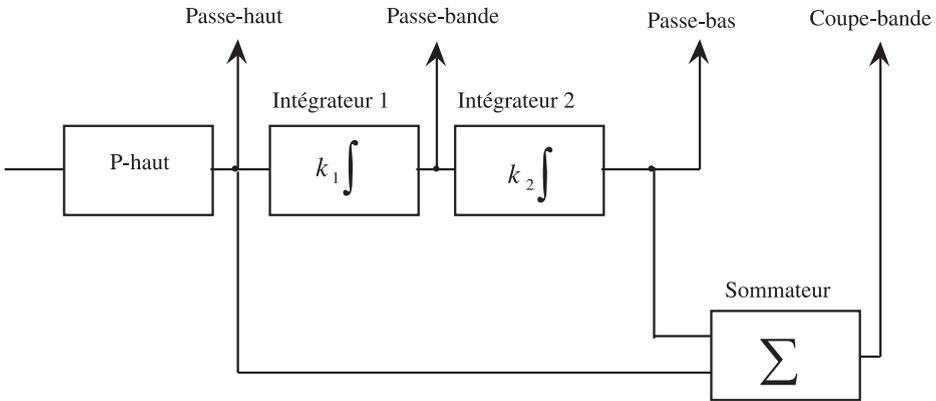


Figure V.1 Réseau à variable d'état

On peut réaliser directement, sans ajout de composants externes, un filtre de second ordre passe-bas, passe-haut, passe-bande ou coupe-bande.

L'idée de base est donc de pouvoir réaliser un filtre universel, utilisé dans le cas de circuits intégrés. Or, comme on l'a vu, un intégrateur est un circuit qui permet de diviser la fonction de transfert original par la variable de Laplace p . En partant d'un passe-haut, après le premier intégrateur on doit trouver un passe-bande et après le deuxième intégrateur on trouve un passe-bas. Le sommateur permet d'obtenir un réjecteur de bande.

Varicap (diodes : voir jonction PN)

Ce type de diode est utilisé non comme une diode, mais comme une capacité variable, commandée par une tension. En effet, une jonction PN se comporte comme un condensateur et ce phénomène est accentué.

La largeur de la zone de charge d'espace dépend de la tension appliquée aux bornes de la jonction. Or, cette zone joue le rôle d'un diélectrique entre la zone N et la zone P, la valeur de la capacité se trouve donc commandée par la tension appliquée.



Figure V.2 Symbole d'une diode varicap

Ce type de diode peut, par exemple, être utilisé pour réaliser des oscillateurs modulateurs de fréquences.

Varistance

Une varistance ou VDR (*Volt Dépendant Resistor*) est une résistance dont la valeur, qui est normalement très élevée, chute très fortement en présence d'une surtension (même très brève).

Vectoriel (calcul)

Le calcul vectoriel concerne les quatre opérateurs suivant décrits ci-dessous.

Gradient

Soit un point M de coordonnées (x, y, z) et considérons la fonction scalaire définie par : $f(M) = f(x, y, z)$. La variation élémentaire de cette fonction est :

$$df = f(M') - f(M) = \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz$$

Par convention, on appelle opérateur nabla (ou hamiltonien), l'opérateur défini par :

$$\nabla \begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{et on définit le gradient de la fonction} \\ f(x, y, z) \text{ par le produit de ce vecteur} \\ \text{nabla par } f. \text{ C'est un vecteur } \vec{\nabla} f \end{array} \quad \vec{\text{grad}} f = \vec{\nabla} f \begin{cases} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \\ \frac{\partial f}{\partial z} \end{cases}$$

En prenant une variation élémentaire $d\vec{r} = dx\vec{i} + dy\vec{j} + dz\vec{k}$ qui représente la limite de (MM') quand M tend vers M'. La relation précédente devient :

$$df = \vec{\nabla} f \times d\vec{r}$$

Le gradient est la représentation vectorielle de la dérivée d'une fonction de plusieurs variables. Il s'agit donc d'un vecteur qui indique comment une fonction scalaire évolue autour d'un point (et cela dans les trois directions de l'espace).

Divergence

La divergence d'une fonction vectorielle $\vec{u}(M)$ chiffre la rapidité de variation du module du vecteur (donc de l'intensité de la densité d'énergie que le vecteur \vec{u} représente). C'est un scalaire qui représente la variation du flux ϕ du vecteur \vec{u} à travers un volume élémentaire dv contenant ce flux.

$$\text{div } \vec{u} = \lim_{v \rightarrow 0} \left(\frac{\phi}{v} \right)$$

Le flux d'un vecteur \vec{u} à travers une surface S fermée s'appuyant sur un contour (C) est donné par la formule suivante :

$$\phi = \iint_S \vec{u} \cdot d\vec{s} = \iint_S \vec{u} \times \vec{n} \, ds$$

$d\vec{s}$ est un vecteur normal à la surface S et \vec{n} est un vecteur unitaire dirigé le long de la normale extérieure à la surface S.

L'opérateur divergence transforme une fonction vectorielle en une fonction scalaire. Son expression analytique est donnée en fonction des projections du vecteur \vec{u} sur les trois axes (x, y, z) .

$$\text{div } \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \cdot \vec{j} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \cdot \vec{k} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

Rotationnel

Le rotationnel d'une fonction vectorielle chiffre la rapidité de variation de la direction du vecteur. Autrement dit, le rotationnel représente la variation de l'orientation de la densité d'énergie. L'opérateur rotationnel transforme une fonction vectorielle en une autre fonction vectorielle.

$$\text{rot } \vec{u} = \vec{\nabla} \times \vec{u} = \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \vec{k}$$

Laplacien

Par définition, on appelle opérateur laplacien :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Pour une fonction scalaire, f , on obtient :

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

Pour une fonction vectorielle, on aura :

$$\Delta \vec{u} = \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2} = \Delta u_x \vec{i} + \Delta u_y \vec{j} + \Delta u_z \vec{k}$$

Vitesse de groupe (voir onde, onde guidée, propagation)

Vitesse de phase (voir onde, onde guidée, propagation)

Volt

Le volt qui est l'unité en système international, représente la différence de potentiel entre deux points, lorsqu'une quantité de courant égale à 1 coulomb perd entre ces deux points une énergie de 1 joule.

Voltmètre

Un voltmètre est un appareil qui se branche en parallèle et qui permet de mesurer les tensions. On trouve des voltmètres analogiques, des voltmètres numériques et des voltmètres qui mesurent les tensions efficaces vraies (RMS).



W

W désigne souvent l'énergie dissipée. C'est aussi le symbole du watt.

Watt

Le watt représente la puissance d'un système électrique dans lequel, il y a un transfert d'énergie de 1 joule par seconde.

Wb

Wb est le symbole du weber.

Weber

Le weber est l'unité en système international du flux d'induction. Un weber représente le flux d'induction magnétique qui, lorsqu'il traverse une spire, produit une force électromotrice de 1 volt si on l'annule en 1 seconde.

Weatstone (voir Pont de Weatstone)

Wienn (oscillateur à pont de Wienn : voir oscillateur)

L'oscillateur à pont de Wienn à amplificateur opérationnel est donné ci-dessous :

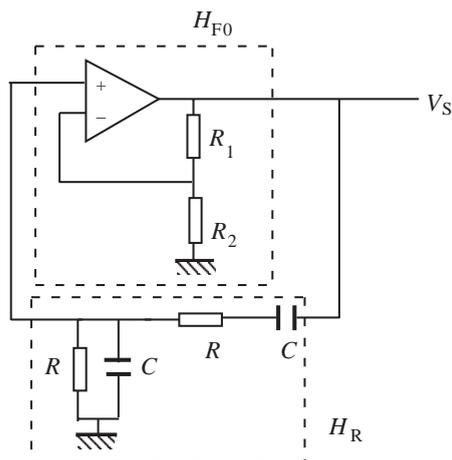


Figure W.1 Oscillateur à pont de Wienn à amplificateur opérationnel

La fonction de transfert du filtre passe-bande de Wienn s'écrit sous la forme suivante :

$$H(p) = \frac{Z_p}{Z_p + Z_s} = \frac{1}{1 + Z_s Y_p} = \frac{1}{1 + \left(1 + \frac{1}{j R_1 C_1 \omega}\right) (1 + j R_2 C_2 \omega)}$$

$$H(j\omega) = \frac{j R_2 C_1 \omega}{(1 - R_1 R_2 C_1 C_2 \omega^2) + j \omega (R_1 C_1 + R_2 C_2 + R_2 C_1)}$$

On remarque que le module de la fonction de transfert tend vers zéro lorsque la pulsation tend vers zéro ou vers l'infini.

Pour une pulsation $\omega = \omega_0$ telle que $1 - R_1 R_2 C_1 C_2 \omega_0^2 = 0$, la fonction de transfert devient réelle (déphasage nul). Elle est donnée par :

$$H(j\omega_0) = \frac{R_2 C_1}{R_1 C_1 + R_2 C_2 + R_2 C_1}$$

Pour le cas particulier : $C_1 = C_2 = C$ et $R_1 = R_2 = R$, la fonction de transfert s'écrit :

$$H(j\omega) = \frac{1}{3 + j \left(RC\omega - \frac{1}{RC\omega} \right)}$$

On doit choisir un amplificateur opérationnel monté en non-inverseur tel que son gain soit égal au moins à 3.

$$H_{F0} = A_v = 1 + \frac{R_1}{R_2} = 3 \Rightarrow R_1 = 2R_2$$

En réalité, au démarrage, l'amplification doit être légèrement supérieure à 3 afin d'amorcer les oscillations.



Z (voir impédance)

Z désigne l'impédance d'un composant ou d'un dipôle, il s'agit d'une grandeur complexe avec partie réelle et partie imaginaire. Elle est exprimée en ohms.

Z (transformée en)

Si l'on prend un signal d'entrée analogique $x(t)$ à temps continu (qui varie d'une façon continue en fonction du temps), on sait que le signal discret est représenté par une séquence numérique $x^*(t)$. Cette séquence représente le résultat de l'échantillonnage du signal analogique $x(t)$. Si l'on note la période d'échantillonnage T_e , la suite des échantillons est notée $\{x_n\}$, avec x_n qui représente l'échantillon à l'instant nT_e : $\forall n \in \mathbb{Z}, x_n = x(nT_e)$.

Le signal échantillonné est noté : $x^*(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x(nT_e) \times \delta(t - nT_e)$.

La transformée en z bilatérale d'un signal quelconque $x(t)$ échantillonné est :

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_n z^{-n} \text{ avec } : z \in \mathbb{C}, \text{ où } z \text{ est la variable complexe.}$$

Il s'agit d'une série temporelle qui n'est définie que pour certaines valeurs de z . Elle ne sera définie que pour les valeurs de z qui se trouvent à l'intérieur d'une couronne de rayon intérieur r_1 et de rayon extérieur r_2 . On parle alors d'anneau de convergence en développant l'expression précédente :

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_n z^{-n} = \underbrace{\sum_{n=-\infty}^{-1} x_n z^{-n}}_{S_-} + \underbrace{\sum_{n=0}^{+\infty} x_n z^{-n}}_{S_+} = S_- + S_+$$

Si S_+ converge pour $|z| = r_1$, alors, S_+ converge $\forall |z| > r_1$.

Si S_- converge pour $|z| = r_2$, alors, S_- converge $\forall |z| < r_2$.

Exemples

- $x_n = \delta_n = \begin{cases} 1 & \text{pour } n = 0 \\ 0 & \text{pour } n \neq 0 \end{cases}$, on a : $X(z) = TZ[\{\delta_n\}] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta_n z^{-n}$

$$X(z) = TZ[\{\delta_n\}] = 1 + 0 \times z^{-1} + 0 \times z^{-2} + \dots = 1$$

Il n'y a pas de conditions de convergence sur la variable z pour l'impulsion de Dirac. En réalité, en temps discret, on doit remplacer l'impulsion de Dirac par la fonction de Kronecker $i(n) = 1$ si $n = 0$ et $i(n) = 0$ ailleurs.

- $x_n = u_n = \begin{cases} 1 & \text{pour } n \geq 0 \\ 0 & \text{pour } n < 0 \end{cases}$, on a :

$$X(z) = TZ [\{u_n\}] = \lim_{n \rightarrow \infty} [1 + z^{-1} + z^{-2} + \dots + z^{-n}]$$

si $|z^{-1}| < 1$, ce qui revient à dire $|z| > 1$. C'est la condition de convergence sur la variable z . La transformée en z de l'échelon unité devient :

$$X(z) = TZ [\{u_n\}] = \frac{1}{1 - z^{-1}}$$

- $x_n = \begin{cases} e^{-anT_e} & \text{pour } n \geq 0 \\ 0 & \text{pour } n < 0 \end{cases}$, on a :

$$X(z) = TZ [\{x_n\}] = \lim_{n \rightarrow \infty} [1 + (ze^{-aT_e})^{-1} + (ze^{-aT_e})^{-2} + \dots + (ze^{-aT_e})^{-n}]$$

La condition de convergence est $|ze^{-aT_e}| > 1$. La transformée en z de la fonction de premier ordre qui s'écrit souvent e^{-at} est :

$$X(z) = TZ [\{u_n\}] = \frac{1}{1 - (ze^{-aT_e})^{-1}} = \frac{1}{1 - z^{-1}e^{-aT_e}}$$

- $x_n = u_n = \begin{cases} 1 & \text{pour } n \geq 0 \\ 0 & \text{pour } n < 0 \end{cases}$, on a :

$$X(z) = TZ [\{u_n\}] = \lim_{n \rightarrow \infty} [1 + z^{-1} + z^{-2} + \dots + z^{-n}]$$

$$\text{si } |z| > 1, X(z) = TZ [\{u_n\}] = \frac{1}{1 - z^{-1}}$$

Zener (voir jonction PN, voir aussi diode)

En polarisation inverse d'une jonction PN, dans certaines conditions, des électrons dans la bande de valence du côté P peuvent passer directement dans la bande de conduction du côté N, par un processus quantique appelé « effet tunnel ». Cet effet, donnant naissance à une augmentation du courant inverse, est appelé effet Zener.

Avalanche

L'effet d'avalanche est le mode de claquage le plus courant dans les diodes et dans les transistors.

Lorsqu'une forte tension inverse est appliquée aux bornes de la jonction, le champ électrique interne peut être tel que l'énergie cinétique acquise par les porteurs minoritaires soit suffisante pour créer des paires électron-trou dans la zone de transition. Ces nouveaux porteurs, après accélération par le champ interne peuvent à leur tour créer de nouvelles paires électron-trou, d'où le non d'avalanche donné au phénomène. Le courant peut alors augmenter rapidement, et provoquer la destruction de la jonction par effet Joule.

Diode Zener

Ces deux effets sont utilisés pour réaliser des diodes de référence, dites diodes Zener. En fait, lorsque le claquage se produit pour $|V| < 5$ volts, c'est l'effet Zener qui est en cause, alors que pour $|V| > 8$ volts, c'est l'effet d'avalanche qui est en cause. La caractéristique $I = f(V)$ d'une diode Zener est donnée ci-dessous.

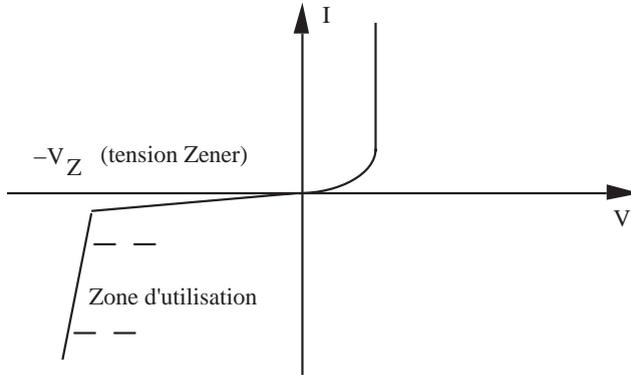
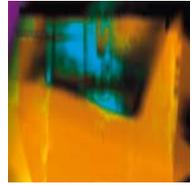


Figure Z.2 Caractéristique $I = f(V)$ d'une diode Zener

Les diodes Zener sont des stabilisateurs de tensions continues.



Tahar Neffati

L'ÉLECTRONIQUE de A à Z

500 entrées et des exemples pour comprendre

Les connaissances en électronique deviennent de plus en plus pointues et nécessitent une connaissance parfaite des sujets abordés. Comment maîtriser rapidement les diodes, les transistors, les amplificateurs opérationnels et autres thyristors ? En étudiant l'électronique par sujet, en abordant juste ce qui est nécessaire afin d'en avoir une compréhension globale et sérieuse.

Ce dictionnaire regroupe les 500 termes d'électronique qu'un étudiant est amené à rencontrer dans les premières années d'études supérieures. Les définitions sont complétées par de nombreux exemples d'applications et des montages pertinents. Véritable outil de travail et de révision, cet ouvrage est destiné aux étudiants en IUT de Génie électrique, en Licence, aux élèves en classes préparatoires et aux candidats aux concours de l'enseignement.

TAHAR NEFFATI
est maître de conférences
à l'université de Cergy-
Pontoise et au
Conservatoire national
des Arts et Métiers.



ISBN 2 10 049487 2



www.dunod.com

