

Composants et Circuits actifs en hyperfréquences

Elaboré par: Dr. Belattar Mounir

Université 20 Aout 1955 Skikda

Année 2016

Avant-propos

L'industrie des semi-conducteurs avait comme objet, la fabrication des composants destinés au traitement du signal afin d'accomplir certaines fonctions, telles que l'amplification, la modulation, la détection. En outre, la course vers les hautes fréquences, puis vers les hyperfréquences a dès l'apparition du transistor stimulé une évolution vers la miniaturisation et a permis vers 1970, la réalisation d'amplificateurs en silicium capables d'amplifier des petits signaux jusqu'à 6 GHz environ.

Cet ouvrage est consacré à des composants et des circuits spécialisés de l'électronique des hyperfréquences, il a pour point de départ un enseignement par l'auteur donné à l'université du 20 Août 1955 Skikda, en parcours de Master II communication depuis l'année 2012. Il comporte cinq chapitres.

Le premier chapitre donne une introduction aux microondes et présente une méthode suivie pour l'étude des structures planaires, à savoir la ligne microruban.

Le deuxième chapitre aborde le phénomène de propagation dans une ligne de transmission avec pertes avec présentation de l'abaque de Smith et son utilisation pour le calcul de certains paramètres liés aux lignes de transmission.

Le troisième chapitre présente les principales diodes semi conductrices utilisées en hyperfréquences, et leurs utilisations dans certains circuits, telles que les diodes P.I.N dans les circuits atténuateurs, les diodes Schottky utilisées dans les circuits de détection, les varicap dans les modulateurs et les multiplicateurs de fréquence et les diode Gunn dans les oscillateurs microondes.

Quant au quatrième chapitre, il aborde l'amplification, en hyperfréquences, à savoir les transistors à effet de champ et les transistors bipolaires à homojonctions et à hétérojonctions.

Le cinquième et dernier chapitre traite les oscillateurs micro ondes, à diode à résistance négative et à transistors.

L'auteur

Sommaire

Chapitre I Les hyperfréquences ou micro-ondes.	6
I-1 Situation dans le spectre électromagnétique	6
I-2 Quelques applications notables :	6
I-3 Les lignes de télécommunication terrestre :	7
I-3-1 La ligne bifilaire	7
I-3-2 La ligne coaxiale : (Par exemple pour connecter un lecteur DVD et la télévision)	8
I-3-3 Les lignes à bandes et fentes :	9
I-4 Structures planaires	9
I-4-1. Introduction	9
I-4-2 Lignes planaires	10
I-4-3 Mode de propagation	11
I-4-4 Analyse de ligne microruban (méthode de Wheeler)	11
I-4-5 Impédance caractéristique	12
I-4-5-1 Correction pour tenir compte de l'épaisseur d	12
I-4-5-2 Correction pour tenir compte de la fréquence	13
I-4-6 Dimension d'une ligne microruban	13
I-4-7 Longueur d'onde-vitesse de propagation -constante de phase	13
I-4-8 Affaiblissement d'une ligne microruban	13
Chapitre II Propagation en hyperfréquence sur une ligne de transmission à constantes réparties.	15
II-1 Introduction	15
II-2 Etude électrocinétique locale	15
II-3 Equation différentielle des télégraphistes.	16
a) Ligne sans pertes (Dipôle : L,C).	16
b) Ligne avec pertes (Quadripôle : R,L,G,C).	17
II-4 Application aux signaux sinusoïdaux : Transmission en régime harmonique	18
II-5 Etude des solutions : Réflexion en bout de ligne alimentée par un signal sinusoïdal.	20
a) Facteur de propagation γ	20
b) Fermeture sur une Impédance de charge : Z_R	21
Chapitre III Diodes semi-conductrices en hyperfréquence	25
III-1 Introduction	25
III-2 La diode P.I.N	25
III-2-1 Propriétés d'une diode P.I.N	25
III-2-2- Impédance de la diode P.I.N	27
III-2-3- Applications de la diode P.I.N dans un atténuateur	28
III-3 La diode Schottky	30
III-3-1 Structure d'une diode Schottky	30
III-3-2 Diode Schottky dans un circuit de détection	31
III-3-3 Calcul de la tension détectée	32

III-3-4 Performances de la Diode Schottky	33
III-4 La diode Varicap	35
III-4-1 Structure d'une diode Varicap	35
III-4-2 Utilisation du varicap dans un circuit d'accord	36
III-4-3 Principales caractéristiques d'un varicap	37
III-4-4 Applications du varicap	37
III-4-4-1 La modulation	37
III-4-4-2 La multiplication de fréquence	38
III-5 La diode Gunn (à transfert d'électrons)	39
III-5-1 Principe de fonctionnement	39
III-5-2 Critères de transfert	41
III-5-3 Critères d'oscillations	42
III-5-4 Différents modes d'oscillations	42
Chapitre IV Amplification en hyperfréquences	44
IV-1 Introduction	44
IV-2 Transistors à effet de champ hyperfréquences: MESFET, HEMT	44
IV-2-1 Le MESFET GaAs	44
IV-2-2 Le HEMT	45
IV-3 Transistors bipolaires	45
IV-3-1 Transistors bipolaires à homojonctions hyperfréquences	45
IV-3-2 Transistors bipolaires à hétérojonctions	46
IV-4 Définition d'une amplification microonde	46
IV-5 Caractéristiques d'un amplificateur microondes	46
IV-5-1 Le rapport d'onde stationnaire (R.O.S)	46
IV-5-2 Définitions de Gain en Puissance	47
IV-5-3 Gain de transfert en puissance en gain transducique	47
IV-5-4 Gain transducique unilatéralisé	48
IV-5-6 Gain Disponible	48
IV-6 Concept de Stabilité	48
IV-6-1 Définition:	49
IV-6-1 Cercle de Stabilité de Sortie	49
IV-6-2 Cercle de stabilité d'entrée	49
IV-6-3 Stabilité Inconditionnelle	50
IV-6-4 Adaptation en puissance simultanée entrée-sortie	50
IV-7 Facteur de Bruit	51
IV-8 Cercles de bruit et adaptation en bruit	51
Chapitre V Oscillateurs microondes	53
V-1 Introduction	53
V-2 Conditions d'oscillation	53

V-3 Oscillateurs à diodes	54
V-4 Oscillateurs à Transistors	56
V-5 Oscillateurs à diélectriques résonnants:	59
Bibliographie	61

Chapitre I

Les hyperfréquences ou micro-ondes.

I-1 Situation dans le spectre électromagnétique

Quand on parle de micro-ondes on désigne un domaine particulier de fréquence des ondes électromagnétiques dont la fréquence est comprise entre 300 MHz et 300 GHz. Il s'agit donc de ce qu'on appelle les hyperfréquences. (noter que un Mégahertz MHz vaut 10^6 Hz, un Gigahertz GHz vaut 10^9 Hz, un Terahertz THz vaut 10^{12} Hz,). Dans le vide ou dans l'air, la fréquence N d'une onde électromagnétique est reliée à sa longueur d'onde λ_0 par la relation : $\lambda_0 = c/f$ où $c=3 \cdot 10^8$ m/s est la célérité des ondes électromagnétiques dans le vide. On exprime aussi souvent la fréquence de l'onde en termes de pulsation w suivant : $w = 2\pi f$.

Les micro-ondes sont situées dans la moitié inférieure des fréquences du spectre des ondes électromagnétiques. Symétriquement les ondes visibles sont situées dans la moitié supérieure haute.

<i>Bande</i>	<i>Fréquence (f)</i>	<i>Longueur d'onde λ_0</i>	<i>catégorie</i>
EHF*	30 GHz à 300 GHz	1cm à 1mm	Hyperfréquences* Hautes fréquences
SHF*	3 GHz à 30 GHz	10 cm à 1cm	
UHF*	300 MHz à 3 GHz	1 m à 10 cm	
VHF	30 MHz à 300 MHz	10 m à 1 m	
HF	3 MHz à 30 MHz	100 m à 10 m	
MF	300 kHz à 3 MHz	1 km à 100 m	
LF	30 kHz à 300 kHz	10 km à 1 km	
VLF	3 kHz à 30 kHz	100 km à 1 km	Basses fréquences
VF	300 Hz à 3 kHz	1000 km à 100 km	
ELF	1 Hz à 300 Hz	100 000 km à 1000 km	

Tableau I-1: Spectre Electromagnétique.

I-2 Quelques applications notables :

Télécommunications terrestres et Transmission en espace libre seront traitées dans le détail.

Radionavigation (Radar, avionique MLS : Microwave Landing System développé pour permettre l'atterrissage automatique des avions).

Electronique (miniaturisation des circuits de ce type les rend particulièrement aptes aux applications spatiales).

Fours à micro-ondes (à partir du Magnétron source fonctionnant à 2,45 GHz, la pénétration des micro-ondes dans des matériaux diélectriques à pertes provoque une dissipation de chaleur).

Hyperthermie micro-ondes médicale (focaliser des micro-ondes sur une tumeur cancéreuse pour la détruire. Comme tous les rayonnements la dose dangereuse est d'environ 1mW/cm² pour nos tissus).

Radioastronomie étude du cosmos (antennes paraboliques de 100m de diamètre).

Radiométrie micro-onde (mesure humidité, étude des ressources naturelles, de jour comme de nuit).

Accélérateurs de particules (Klystron : tubes spécifiquement micro-ondes de très forte puissance : 100kW pour accélérer des particules à des vitesses relativistes ; Superklystron : pour atteindre des températures > 10 millions de degrés et produire la fusion de l'hydrogène).

Industrie et recherche en science des matériaux : Polymérisation de plastiques, Spectroscopies diélectriques (mesure de la permittivité diélectrique).

Parmi les lignes pour la transmission terrestre et parmi les circuits micro-onde on trouve trois catégories particulièrement importantes :

Les lignes de télécommunication terrestre : Lignes bifilaires, coaxiales et les fibres optiques.

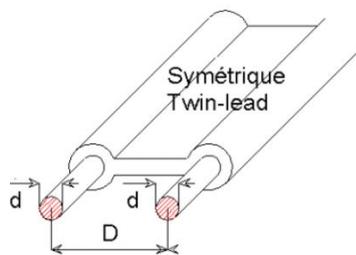
Les lignes à bande : composants passifs de circuits électroniques micro-onde.

Les guides d'onde métalliques : techniques de mesure au laboratoire et capteurs circuits passifs.

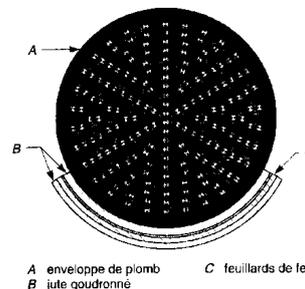
I- 3 Les lignes de télécommunication terrestre :

I-3-1 La ligne bifilaire :

C'est historiquement le premier type de lignes utilisé pour les liaisons télégraphiques et téléphoniques. Ses deux fils conducteurs étaient maintenus à distance constante (environ 20 cm) par des supports isolants. L'affaiblissement de la ligne est faible et permet des liaisons de plusieurs dizaines de kilomètres sans besoin d'amplification. Par contre une seule communication passait par ligne dans ces conditions. La majorité des câbles de transmission de données sont de type "paires torsadées". Ces câbles peuvent contenir une ou plusieurs paires de fils, chacune étant légèrement torsadée sur elle-même. Le principe local est celui de la ligne bifilaire. Pour augmenter le nombre de liaisons possibles, des câbles téléphoniques ont été obtenus en regroupant des centaines de lignes bifilaire (182 et 1792 paires de fils conducteurs d'environ 0,5 à 2mm).



a) Ligne Bifilaire.



b) Câble téléphonique à 2x91 paires bifilaire.



c) Paire torsadée

Figure I-1: Câbles UTP *Unshielded Twisted Pair* ou STP *Shielded Twisted Pair*.

Caractéristiques remarquables : Ligne bifilaire simple

Capacité par unité de longueur :

$$C = \frac{\pi \varepsilon}{\text{Arc}(\cosh(D/d))} = \frac{\pi \varepsilon}{\ln\left(D + \sqrt{D^2 - d^2}/d\right)} \quad [\text{F/m}] \quad (\text{I-1})$$

Inductance par unité de longueur :

$$L = \left(\frac{\mu}{\pi}\right) \text{Arc}(\text{Cosh}(D/d)) = \left(\frac{\mu}{\pi}\right) \ln\left(D + \sqrt{D^2 - d^2}/d\right) \quad [\text{H/m}] \quad (\text{I-2})$$

Impédance Caractéristique :

$$Z_c = \frac{Z}{\pi} \ln\left(D + \sqrt{D^2 - d^2}/d\right) \quad (\text{I-3})$$

I-3-2 La ligne coaxiale : (Par exemple pour connecter un lecteur DVD et la télévision).

Dans ce cas le conducteur extérieur (souvent mis à la terre) sert de blindage pour le conducteur central et joue aussi le rôle de conducteur retour.

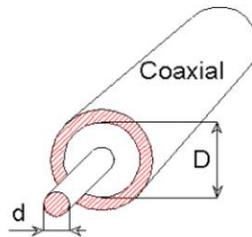


Figure I-2: Câble coaxial.

L'affaiblissement de la ligne dépend de la qualité du milieu diélectrique utilisé

Nature du diélectrique	Constante diélectrique ε à 20°C	Facteurs de pertes à 20°C
Polyéthylène	2,26 de 1 à 3000MHz	0,0002 à 1MHz et 0,0005 à 3000MHz
Polystyrène	2,56 de 60 à 3000MHz	0,0001 à 100MHz et 0,003 à 3000MHz
Téflon (polytétrafluoroéthylène)	2,1 de 60 à 3000MHz	0,002 à 100MHz et 0,00015 à 3000MHz

Tableau I-2: Affaiblissement de la ligne

Elle présente une bande passante importante et peuvent supporter plusieurs centaines de communications téléphoniques échelonnées en fréquence par procédé de multiplexage. Des faisceaux de câbles coaxiaux sont utilisés pour les lignes téléphoniques en France.

Sur la figure on voit un câble dit interurbain 2,6/9,5 contenant quatre paires coaxiales ayant chacune un cœur de 2,6mm et une gaine de 9,5mm. Sa bande passante est de 12MHz, soit 2700 voies.

Le câble 1,2/4,4 comprend 28 paires coaxiales pour la même bande passante. Des câble 3,7/13,5 de 4 à 10 paires ont une bande passante de 60MHz, soit 10800 voies.

Ils nécessitent un relais amplificateur tous les 2 à 5 km suivant le type.

Caractéristiques remarquables : Ligne coaxiale simple

Capacité par unité de longueur :

$$C = \frac{2\pi \varepsilon}{\ln(D/d)} \quad \text{en [F/m]} \quad (\text{I-4})$$

Inductance par unité de longueur :

$$L = \left(\frac{\mu}{2\pi} \right) \ln(D/d) \quad \text{en [H/m]} \quad (\text{I-5})$$

Impédance Caractéristique :

$$Z_c = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon_r}} \log_{10}\left(\frac{D}{d}\right) = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (\text{I-6})$$

où $\varepsilon_r = \varepsilon / \varepsilon_0$.

I-3-3 Les lignes à bandes et fentes :

Ces lignes issues des technologies modernes des circuits imprimés sont utilisées dans les circuits actifs micro-ondes de faible puissance. La microbande (microstrip) se compose d'une bande substrat diélectrique métallisé complètement d'un coté et le long d'une bande de l'autre.

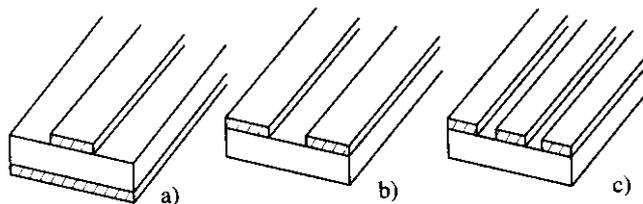


Figure I-3: Lignes (a) à micro bande, (b) à fente et (c) coplanaire.

La ligne à fente (slot line) possède deux bandes parallèles et la ligne coplanaire (coplanar waveguide) présente trois bandes métalliques séparées par deux fentes.

I-4 Structures planaires

I-4-1. Introduction

La ligne microruban est une ligne planaire réalisée à partir de la technique des circuits imprimés. Elle est utilisée dans la réalisation des circuits intégrés micro-ondes (cim) et peut remplacer les guides d'ondes traditionnels pour toutes les applications à faibles puissances. Comparés aux circuits à base de guide d'ondes, les circuits micro rubans sont plus légers et moins encombrants.

Les avantages apportés par la ligne micro ruban ne signifient nullement que les lignes coaxiales et les guides d'ondes doivent être abandonnés. Au contraire, pour certaine application, ces composants continuent à avoir un rôle important.

Les lignes coaxiales et, les guides d'ondes doivent être abandonnés. Au contraire, pour certaine application, ces composants continuent à avoir un rôle important.

Les lignes coaxiales sont très utilisées dans les instruments de mesure (exemple : analyseur de spectre). Quant aux guides, ils sont utilise pour transmission à grand puissance et dans le domaine millimétrique pour lequel les lignes micro rubans présentent une forte atténuation.

I-4-2 Lignes planaires

Elles sont constituées d'un ensemble de rubans conducteurs déposés sur un substrat diélectrique. La partie inférieure de ce substrat souvent métallisée est utilisée comme plan de masse.

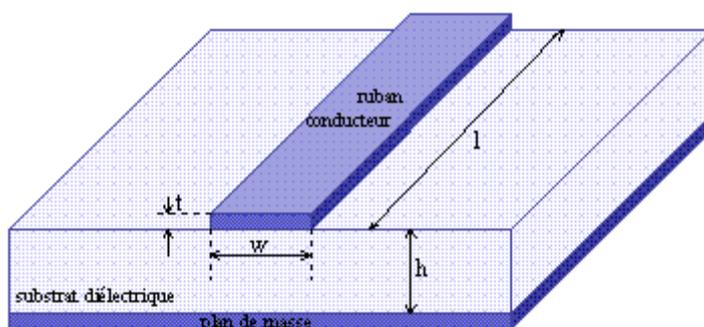


Figure I-4: Constitution d'une ligne microbande

Les lignes représentées sur cette figure ont une structure non homogène dans laquelle se propagent des modes hybrides. L'existence d'un conducteur plongé dans un diélectrique rend très complexe la résolution des équations de propagation (maxwell).

Les lignes planaires sont des lignes ouvertes qui rayonnent de l'énergie dans l'espace environnant. Pour réduire ce rayonnement souvent indésirable deux techniques peuvent être utilisées :

- L'utilisation de blindage assez éloigné de la face supérieure du substrat,
- L'utilisation d'un substrat de grande permittivité

La ligne micro ban est constituée d'un ruban métallique posé sur un substrat diélectrique dont la deuxième face est complètement métallisée.

substrat	permittivité
Téflon	2,1
silice	3,6
alumine	9,8

Tableau I-3: diélectriques utilisés dans la réalisation de substrats.

Le substrat est caractérisé par sa permittivité ϵ_r et son épaisseur h tandis que le ruban est caractérisé par son épaisseur t et sa largeur w (en général $h/10 < w < h$).

Les dimensions transversales déterminent l'impédance caractéristique de la ligne tandis que la longueur de la ligne détermine le déphasage introduit par cette ligne.

I-4-3 Mode de propagation

Dans ce type de lignes, le milieu de propagation, non homogène, conduit à l'existence de modes hybrides. Dans le cas où la fréquence d'utilisation n'est pas très élevée, les composantes longitudinales du champ électromagnétique sont relativement faibles et peuvent être négligées. Si c'est le cas, les ondes qui se propagent peuvent être qualifiées d'ondes quasi-TEM.

Position du problème

Lors de l'étude de lignes micro rubans deux problèmes peuvent se poser soit l'analyse d'un cahier de charge bien défini.

-l'analyse consiste à déterminer, à partir des paramètres physiques de la ligne (dimensions et permittivité), la permittivité effective nécessaires à la détermination de l'impédance caractéristique de la ligne.

-la synthèse permet quant à elle, de déterminer les dimensions et la nature du diélectrique utilisé, pour une l'impédance caractéristique donnée.

	données	Résultats recherchés
analyse	$(w/h, t, \epsilon_r)$	$(\epsilon_{eff}, w_{eff}) \Rightarrow Z_c$
synthèse	(Z_c, ϵ_r)	$(w/h, t)$

I-4-4 Analyse de ligne microruban (méthode de Wheeler)

Pour analyse ce type de ligne, il est nécessaire de :

- Remplacer la structure réelle (air et substrat) par un diélectrique homogène de permittivité effective ϵ_{eff} .
- Remplacer la largeur du ruban par une largeur effective w_{eff} qui est fonction de l'épaisseur du ruban.
- Conserver la distance séparant le ruban du plan conducteur.

L'étude de la ligne fictive permet de déterminer l'expression approchée de la permittivité effective.

Pour cela Wheeler à proposer de raisonner comme suit:

* Pour une ligne microbande fictive dont le diélectrique serait de l'air, nous aurions:

- La vitesse de propagation $V_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

- La capacité linéique C_0

- L'impédance caractéristique $Z_0 = 1/V_0 C_0$

Où les pertes sont assez faibles et négligeables.

* Pour une ligne microbande fictive dont le diélectrique aurait la même constante diélectrique relative que celle de la ligne microbande réelle, on aura:

- La vitesse de propagation $V_d = \frac{V_0}{\sqrt{\epsilon_0}}$

- La capacité linéique $C_d = C_0 \epsilon_r$

- L'impédance caractéristique $Z_d = \frac{1}{V_d C_d} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$

* Pour une ligne microbande réelle dont le diélectrique est de constante diélectrique ϵ_r ne remplir qu'une partie de l'espace au dessus du plan de masse, l'autre étant rempli par l'air, il est physiquement raisonnable de penser que les valeurs V_m , C_m et Z_m doivent être comprises entre celles des deux cas précédents:

* $V_d < V_m < V_0$ avec $V_d = \frac{V_0}{\sqrt{\epsilon_e}}$

* $C_d > C_m > C_0$ avec $C_m = C_0 \epsilon_e$

* $Z_d < Z_m < Z_0$ avec $Z_m = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_e}}$

On introduit une constante diélectrique équivalente ϵ_e pour la ligne microbande fictive équivalente à la microbande réelle telle que: $-1 < \epsilon_e < \epsilon_r$ que l'on peut écrire sous la forme:

$$\epsilon_e = 1 + q(\epsilon_r - 1)$$

où q est un facteur de forme inférieur à 1 et indépendant de ϵ_r et h.

I-4-5 Impédance caractéristique

Résultat de Wheeler pour $b=0$

Elle est donnée par la relation ci-dessous, établie par Wheeler.

* Pour les bandes telles que $\frac{W}{h} > 2$

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \left[\frac{W}{h} + 0.883 + \frac{\epsilon_r + 1}{\pi \epsilon_r} \left(\ln \left(\frac{W}{2h} + 0.94 \right) + 1.451 \right) + 0.165 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r^2} \right]^{-1} \quad (I-7)$$

* Pour les bandes telles que $\frac{W}{h} < 2$

$$Z_m = \frac{60\sqrt{\epsilon_r}}{\sqrt{\epsilon_r + 1}} \left[\ln \left(\frac{8h}{W} \right) + \frac{1}{8} \left(\frac{W}{2h} \right)^2 - \frac{\epsilon_r - 1}{2(\epsilon_r + 1)} \left(\ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\epsilon_r} \ln \frac{4}{\pi} \right) \right] \quad (I-8)$$

I-4-5-1 Correction pour tenir compte de l'épaisseur d

Bien que très faible, l'épaisseur de la bande n'est pas nulle. On peut en tenir compte dans les relations précédentes en substituant à la longueur réelle W du ruban, une largeur équivalente W_e un peu plus grande donnée par la relation:

$$W_e = W + \frac{b}{\pi} \left(1 + \ln \frac{2x}{b} \right) \quad (I-9)$$

avec
$$\begin{cases} x = h & \text{si } W > \frac{h}{2\pi} \\ x = 2\pi W & \text{si } \frac{h}{2\pi} > W > 2b \end{cases}$$

I-4-5-2 Correction pour tenir compte de la fréquence

Il est possible de tenir compte de façon approchée en remplaçant ε_e dans les formules précédentes par:

$$\varepsilon_e(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_e}{1 + G \cdot (f/f_d)^2} \quad (\text{I-10})$$

avec $f_d = \frac{1}{2\mu_0} \frac{Z_m}{h}$ et $G = 0.6 + 0.009 \cdot Z_m$

I-4-6 Dimension d'une ligne microruban

Des relations dues à Wheeler permettent de trouver le rapport W/h en fonction de l'impédance caractéristique Z_m de la ligne réelle.

- Dans le cas où $W/h \leq 2$

$$\frac{W}{h} = 4 \left[\frac{1}{2} \exp(A) - \exp(-A) \right]^{-1} \quad (\text{I-11})$$

avec $A = \pi \sqrt{2(\varepsilon_r + 1)} \left(\frac{Z_m}{Z_0} \right) + \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \left(0.23 + \frac{0.11}{\varepsilon_r} \right)$

- Dans le cas où $W/h > 2$

$$\frac{W}{h} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\pi \varepsilon_r} \left[\ln(B - 1) + 0.39 - \frac{0.61}{\varepsilon_r} \right] + \frac{2}{\pi} [B - 1 - \ln(2B - 1)] \quad (\text{I-12})$$

avec $B = \frac{\pi}{2\sqrt{\varepsilon_r}} \frac{Z_0}{Z_m}$ et $Z_0 = 120\pi$

I-4-7 Longueur d'onde-vitesse de propagation -constante de phase

En faisant l'approximation d'une propagation du type TEM et en utilisant la modélisation par la ligne microruban fictive, la longueur d'onde et la vitesse de propagation sur la ligne microbande réelles sont:

$$V_\phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_e}} \quad (\text{I-13})$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_e}} \quad (\text{I-14})$$

Comme ε_e dépend du rapport W/h, il en est de même que V_ϕ et λ_g . En ce qui concerne la constante de phase $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ elle est une fonction linéaire de la fréquence dans l'approximation TEM.

I-4-8 Affaiblissement d'une ligne microruban

Il existe trois types de pertes dans les lignes microruban; pertes dans les conducteurs, dans le diélectrique et par rayonnement.

* Pertes dans les conducteurs

Ces pertes sont exprimées comme suit

- Dans le ca où $\frac{W}{h} \leq 1$

$$\alpha_e(dB/m) = 1.38 A \frac{R_s}{hZ_m} \cdot \frac{32 - \left(\frac{W_e}{h}\right)^2}{32 + \left(\frac{W_e}{h}\right)^2} \quad (I-15)$$

- Dans le ca où $\frac{W}{h} > 1$

$$\alpha_e(dB/m) = 6.11 * 10^{-5} \cdot A \cdot \frac{R_s Z_m \epsilon_e}{h} \left[\frac{W_e}{h} + \frac{0.667 \left(\frac{W_e}{h}\right)}{1.444 + \left(\frac{W_e}{h}\right)} \right] \quad (I-16)$$

$$\text{et } B = \begin{cases} h & \text{si } \frac{W}{h} \gg 1 \\ 2\pi W & \text{si } \frac{W}{h} < \frac{1}{2\pi} \end{cases}$$

et $R_s = \sqrt{\pi \mu \sigma_c f}$ où σ_c est la conductivité du conducteur

Z_m : impédance caractéristique de la ligne microruban

W_e Longueur équivalente du ruban.

* Pertes dans le diélectrique

Ces pertes sont exprimées comme suit:

$$\alpha_d(dB/m) = 4.34 \cdot \frac{120\pi \epsilon_e^{-1}}{\sqrt{\epsilon_e} \epsilon_r^{-1}} \sigma_d \quad (I-17)$$

ou encore

$$\alpha_d \left(\frac{dB}{m} \right) = 27.3 \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r - 1} \cdot \frac{\epsilon_e^{-1} tg\delta}{\sqrt{\epsilon_e} \lambda_0} \quad (I-18)$$

où $\sigma_d = \omega \epsilon_0 \epsilon_r tg\delta$ est la conductivité du diélectrique et $tg\delta$ est la tangente de l'angle de pertes.

* Pertes de rayonnement

Le rayonnement d'une ligne microruban est le fait des modes d'ordre supérieur qui sont engendrés par les discontinuités. Selon Hamarstad ces pertes sont proportionnelles au termes : $(hf)^2 / \sqrt{\epsilon_r}$. Pour une ligne de 50 Ω , Gardiol donne la fréquence limite pour laquelle 1% de la puissance est rayonnée à l'extrémité d'une ligne ouverte:

$$f_M(\text{GHz}) = 2.14 \cdot \epsilon^{1/4} / h(\text{mm}) \quad (I-19)$$

Exemple: Pour un substrat de hauteur $h=1\text{mm}$, $f_M = 3\text{GHz}$ si $\epsilon_r = 2.5$ et $f_M = 4\text{GHz}$ si $\epsilon_r = 10$

Chapitre II

Propagation en hyperfréquence sur une ligne de transmission à constantes réparties.

II-1 Introduction

Les réseaux électriques parcourus par des basses fréquences (BF) répondent assez bien à l'approximation des régimes quasi-stationnaires et l'on peut négliger l'aspect propagatif des ondes puisque l'intensité, à un instant donné, est la même le long d'un même conducteur puisque la longueur d'onde est bien plus grande que celui-ci. C'est le cas par exemple du secteur alternatif urbain qui pour 50Hz a une longueur d'onde de l'ordre de 6000km.

Au contraire, les signaux hyperfréquence (hautes fréquences HF, micro-ondes) ont une longueur d'onde souvent plus petite que la taille des conducteurs utilisés et l'intensité instantanée de l'onde varie le long des différents éléments du circuit (ainsi que les champs E et B). Dans la suite nous considérerons la propagation du courant et du potentiel le long d'une ligne utilisée pour la transmission.

II-2 Etude électrocinétique locale

On appelle ligne de transmission un conducteur d'ondes permettant leur passage dans les deux sens et qui a une dimension grande par rapport à la longueur d'onde considérée (on parle de fil généralement dans le cas contraire). Considérons une ligne de longueur l alimentée par un générateur de tension placé à l'origine $z=0$. En haute fréquence (HF), on ne peut définir pour toute la ligne un jeu unique de constantes caractéristiques. Par contre on peut décomposer la ligne en une suite d'éléments tous identiques et dont la longueur est petite devant la longueur d'onde λ . On utilise alors les lois de l'électrocinétique locale sur cet élément en supposant implicitement que la fréquence soit suffisamment basse pour que la notion de tension ait un sens. Il est alors possible d'établir des équations électrocinétiques avec ce modèle de ligne à constantes réparties en définissant l'élément unité à constantes réparties par le quadripôle (R, L, G, C) comportant :

- une inductance L en série (pertes d'énergie réactive dans les conducteurs). Proviens des courants opposés sur les conducteurs en regard.
- une capacité C en parallèle (pertes d'énergie réactive dans le diélectrique). Proviens des charges opposées sur les conducteurs en regard.
- une résistance R en série (pertes d'énergie active dans les conducteurs). La tension diminue le long de la ligne car l'énergie se dissipe par effet joule dans l'épaisseur de peau des conducteurs métalliques (avec $N \sim 10\text{GHz}$ on obtient $\delta \sim 0,7\mu\text{m}$ pour le cuivre).
- une conductance G en parallèle (pertes d'énergie active dans le diélectrique). Le courant diminue le long de la ligne car le milieu diélectrique n'est pas parfait et des courants de fuite prennent place.

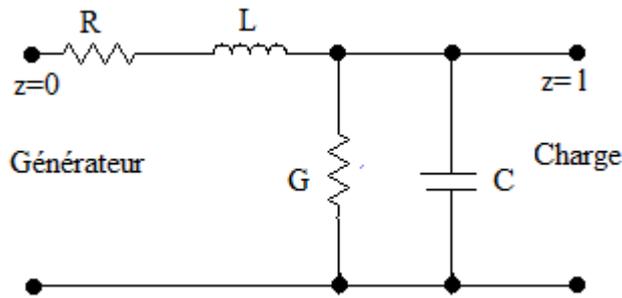


Figure II-1: Modélisation d'un tronçon de ligne par un quadripôle (R, L, G, C).

Pour la suite nous considérerons une ligne TEM, soit un guide d'onde constitué de deux conducteurs métalliques et propageant des ondes de type TEM (Transverse Electric et Magnétique). L'étude électromagnétique de la propagation sur les lignes sera abordée dans la suite du cours et nous définirons précisément l'origine de ces modes qui permettent de définir les notions de courant et de tension car E et B sont compris dans des plans perpendiculaires à la ligne. Ce n'est pas le cas si une composante longitudinale de E ou B existe. Les exemples les plus courants sont le câble coaxiale, la ligne bifilaire ou la ligne tri-plaque, lorsque l'on travaille avec des fréquences pouvant être hautes (HF) mais suffisamment basses pour interdire la propagation des modes TE ou TM (coupés sous leur fréquence propre N_c). Nous reviendrons sur cela aux chapitres suivants.

II-3 Equation différentielle des télégraphistes.

a) Ligne sans pertes (Dipôle : L, C).

Pour simplifier, considérons premièrement que le tronçon unitaire n'a pas de résistance R ni de conductance G . Il s'agit d'une ligne sans pertes et dans ces conditions la constante de propagation du mode TEM peut s'écrire : $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = \omega/c$ (vecteur d'onde).

A l'instant t , on note $V(z,t)$ la différence de potentiel (ddp_{MN}) qui existe entre les points M et N pris sur la même section de la ligne (cote z) mais n'appartenant pas au même conducteur. On note $I(z,t)$ le courant qui traverse un conducteur de la ligne en z .

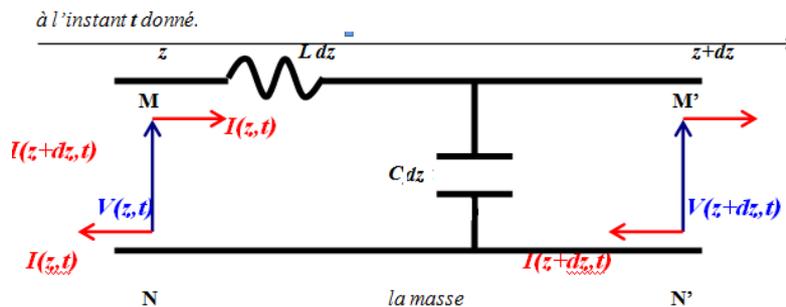


Figure II-2: Modélisation d'un tronçon de ligne sans pertes (Dipôle : L, C).

On peut relier la variation de tension autour de z ($\partial V(z,t)/\partial z$) à la variation d'intensité qui se produit dans le temps en ce point ($\partial I(z,t)/\partial t$). Pour cela rappelons qu'une inductance provoque une chute de tension le long de la ligne quand l'intensité varie (bobine placée en série et d'inductance linéique : $L dz$ en Henry/m), En effet, le fait que le courant qui parcourt la bobine varie dans le temps, il induit une force électromotrice e_{auto} (égale à $L dz (\partial I/\partial t)$ Volts) qui s'oppose à son passage. En appliquant la loi de Kirchhoff relative aux mailles (*ddp nulle sur un tour de circuit*) sur ce circuit, on obtient finalement : $V(z,t) - V(z+dz,t) = -L dz (\partial I(z,t)/\partial t)$, soit :

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -L \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

Réciproquement, il est aussi possible de relier la variation d'intensité autour de z ($\partial I(z,t)/\partial z$) à la variation de tension dans le temps qui se produit en ce point ($\partial V(z,t)/\partial t$). Nous invoquons maintenant la présence de la capacité qui est responsable d'une fuite de courant le long de la ligne quand la tension varie (placée en parallèle et de capacité linéique $C dz$ en Farad/m telle que le courant dans la capacité vaut $I_c = \partial q/\partial t = C dz (\partial V/\partial t)$). En appliquant la loi de Kirchhoff relative aux nœud (*pas d'accumulation de courant à la jonction du circuit*), on montre que $I(z,t) - I(z+dz,t) - I_c = 0$, soit :

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -L \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \quad (\text{II-2})$$

En combinant ces relations suite à une seconde dérivation conduit aux équations dites des télégraphistes :

$$\left(\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2} \right) = LC \left(\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2} \right) \quad (\text{II-3})$$

et
$$\left(\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial z^2} \right) = LC \left(\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial t^2} \right) \quad (\text{II-4})$$

qui ressemblent aux équations d'Alembert $\left(\frac{\partial^2(\)}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{u^2} \left(\frac{\partial^2(\)}{\partial t^2} \right) = 0$ avec $u = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

b) Ligne avec pertes (Quadripôle : R,L,G,C).

Sur les circuits réels, des pertes prennent généralement place et on en tient compte en incluant une résistance R et une conductance G au tronçon élémentaire.

L'isolant entre conducteurs, soumis au champ électrique oscillant portant le signal, peut être le siège d'oscillations de résonance des composants moléculaires (effet semblable à celui des micro-ondes sur les molécules d'eau et autres des aliments) et produire de la chaleur. C'est un effet de pertes diélectriques du câble et il se modélise au travers de la conductance G .

Une autre forme de pertes est due à l'effet Joule, échauffement des conducteurs au passage du courant. Un câble plus épais permet en général de réduire cet effet mais Il n'en est rien sur les lignes de transmission car plus la fréquence du signal augmente et plus le courant abandonne le cœur du conducteur pour se concentrer sur une couche très mince de sa surface (C'est l'effet pelliculaire ou

effet de peau). L'échauffement et les pertes peuvent être considérables. On le modélise par le biais d'une résistance R.

On peut alors en suivant le même raisonnement que précédemment, corriger les équations précédentes :

L'équation (II-4) devient

$$\left(\frac{\partial V(z,t)}{\partial z}\right) = -L \left(\frac{\partial I(z,t)}{\partial t}\right) - R I(z,t) \quad (\text{II-5})$$

et l'Equation (II-2) devient

$$\left(\frac{\partial I(z,t)}{\partial z}\right) = -C \left(\frac{\partial V(z,t)}{\partial t}\right) - G V(z,t) \quad (\text{II-6})$$

où apparaît maintenant pour chaque équation deux termes liés aux pertes (signe moins).

En dérivant ces équations et en les combinant on modifie de même les équations des télégraphistes :

$$\left(\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2}\right) = LC \left(\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2}\right) + (RC + LG) \left(\frac{\partial V(z,t)}{\partial t}\right) + R G V(z,t) \quad (\text{II-7})$$

$$\text{et} \quad \left(\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial z^2}\right) = LC \left(\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial t^2}\right) + (RC + LG) \left(\frac{\partial I(z,t)}{\partial t}\right) + R G I(z,t) \quad (\text{II-8})$$

D'autres perturbations peuvent être prises en compte dans la modélisation. Les déformations dues à des défauts de pose ou à des chocs, perturbe la continuité de l'impédance caractéristique et expose le signal en ligne à des réflexions telles que des échos. Il peut s'en suivre un régime d'ondes stationnaires produit par les interférences internes des ondes réfractées et réfléchies. Lorsque le taux d'onde stationnaire (T.O.S.) dépasse un certain seuil, il apparaît le long du câble des "nœuds" où le signal est très faible et des "ventres" où il est très fort. Dans ce cas un équipement branché sur un nœud recueillera un signal très faible sinon nul.

II-4 Application aux signaux sinusoïdaux : Transmission en régime harmonique

Généralement, les signaux transmit sont sinusoïdaux, c'est-à-dire qu'on peut décrire les variations dans le temps de $V(z,t)$ et $I(z,t)$ par le facteur complexe $\exp(i\omega t)$ (en n'oubliant pas qu'on revient toujours aux valeurs réelles qui sont celles mesurées).

Pour la suite nous allons donc factoriser le terme contenant la dépendance temporelle et tirer profit de la notation complexe :

$$I(z,t) = e^{i\omega t} I(z) \quad \text{ainsi :}$$

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial t} = i\omega e^{i\omega t} I(z) = i\omega I(z,t) \quad (\text{II-9})$$

$$\text{et} \quad V(z,t) = e^{i\omega t} V(z) \quad \text{donc}$$

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial t} = i\omega e^{i\omega t} V(z) = i\omega V(z,t) \quad (\text{II-10})$$

on peut alors réécrire les expressions précédentes en simplifiant par l'exponentielle liée au temps :

l'Equation (II-1) devient

$$\left(\frac{\partial V(z)}{\partial z}\right) = -(R + i\omega L) I(z) \quad (\text{II-11})$$

où $Z = (R + i\omega L)$

l'Equation (II-2) devient

$$\left(\frac{\partial I(z)}{\partial z}\right) = -(G + i\omega C) V(z) \quad (\text{II-12})$$

où $Y = (G + i\omega C)$

en introduisant Z et Y qui ont respectivement les dimensions d'une impédance et admittance complexes.

l'Equation (II-3) devient

$$\left(\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2}\right) = (R + i\omega L)(G + i\omega C) V(z,t) = \gamma^2 V(z,t) \quad (\text{II-13})$$

l'Equation (II-4) devient

$$\left(\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2}\right) = (R + i\omega L)(G + i\omega C) I(z,t) = \gamma^2 I(z,t) \quad (\text{II-14})$$

où $\gamma = \sqrt{ZY} = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}$ (II-15)

est une quantité complexe.

On Note qu'on peut introduire la dépendance au temps simplement, par exemple :

$$\left(\frac{\partial V(z,t)}{\partial z}\right) = \left(\frac{\partial V(z)}{\partial z}\right) e^{i\omega t}$$

Dans ce cas, quand le générateur alimente la ligne avec une tension sinusoïdale, les solutions des équations différentielles (II-3) et (II-4) peuvent se mettre sous la forme :

$$V(z) = V_+ e^{-\gamma z} + V_- e^{+\gamma z} \quad \text{soit} \quad V(z,t) = V_+ e^{i\omega t - \gamma z} + V_- e^{i\omega t + \gamma z} \quad (\text{II-16})$$

$$\text{et} \quad I(z) = I_+ e^{-\gamma z} + I_- e^{+\gamma z} \quad \text{soit} \quad I(z,t) = I_+ e^{i\omega t - \gamma z} + I_- e^{i\omega t + \gamma z} \quad (\text{II-17})$$

où V_+ , V_- , I_+ , et I_- ne dépendent ni de z ni de t et s'obtiennent en fonction des conditions aux limites. Ces constantes sont liées deux à deux, en effet si on dérive la solution en intensité par rapport à z et qu'on identifie ceci à l'équation 2'', on obtient la relation :

$$I_+ = \sqrt{\frac{Y}{Z}} V_+ \quad (\text{II-18})$$

et

$$I_- = -\sqrt{\frac{Y}{Z}} V_- \quad (\text{II-19})$$

où on note :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad (\text{II-20})$$

soit :

$$I(z) = I_+ e^{-\gamma z} + I_- e^{+\gamma z} \quad (\text{II-21})$$

donc :

$$Z_c = \frac{V_+}{I_+} = \frac{V_-}{I_-} = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}} \quad (\text{II-22})$$

et

$$V(z) = Z_c I_+ e^{-\gamma z} - Z_c I_- e^{+\gamma z} \quad (\text{II-23})$$

II-5 Etude des solutions : Réflexion en bout de ligne alimentée par un signal sinusoïdal.

Les solutions pour l'onde de courant et d'intensité sont chacune la somme de deux ondes planes progressives, l'une allant vers les z croissants (premiers termes d'amplitude $+I_+$ ou $+Z_c I_+$) et l'autre de sens opposé (termes d'amplitude $+I_-$ ou $-Z_c I_-$). Pour la suite nous travaillons encore en factorisant le terme contenant la dépendance temporelle pour tirer profit de la notation complexe.

a) Facteur de propagation : γ

En dérivant deux fois ces solutions pour identifier les termes de l'équation 3 ou 4, on obtient dans les deux cas l'expression de l'exposant de propagation complexe qui fait intervenir :

$$\gamma = \sqrt{(R + iL\omega)(G + iC\omega)}$$

en m^{-1} , où ces constantes sont linéiques (Ohm/m, ...)

c'est un paramètre de propagation exprimé ici sous forme complexe $\gamma = Re(\gamma) + i Im(\gamma)$ et dont la partie réelle $Re(\gamma)$ est un paramètre d'atténuation (affaiblissement de l'onde) en Nepers par mètres (ou Décibels : 1 dB = 0,1151 NP) et où la partie imaginaire $Im(\gamma)$ est un paramètre de phase exprimé en radians par mètres (1rad=57,3°).

Dans le cas des lignes sans pertes : $R=0$ et $G=0$, $\gamma = i \sqrt{LC} \omega$ et donc

$$Im(\gamma) = \sqrt{LC} \omega \text{ qu'on identifie à un vecteur d'onde réel : } k_z = \sqrt{LC} \omega \equiv Im(\gamma)$$

En identifiant les ondes planes à : $e^{i\omega(t \pm z/v_\phi)}$, on obtient pour la vitesse de phase :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k_z} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

dans ce cas il n'y a pas d'affaiblissement de l'onde au cours de sa propagation qui se fait à la vitesse correspondant à la propagation des ondes électromagnétiques dans le matériaux diélectrique utilisé.

Puisque les solutions doivent aussi vérifier les équations 1 et 2 $\forall z$ et $\forall t$, ce qui est le cas si $R_c k_z = L\omega$,

$$\text{on obtient aussi } Z_c = \frac{k_z}{C\omega} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

b) Fermeture sur une Impédance de charge : Z_R

La ligne est maintenant fermée sur une impédance de charge Z_R à l'autre extrémité $z=l$ (qu'on pourrait noter $Z(l)$). A partir de cette valeur, on peut remonter à l'impédance ramenée à un z donné, en utilisant la définition : $Z(z) = V(z,t)/I(z,t) = V(z)/I(z)$ et qui ne dépend pas du temps.

$$Z(z) \equiv \frac{V(z,t)}{I(z,t)} = \frac{V(z)}{I(z)} = \left(\frac{Z_c I_+ e^{-\gamma z} - Z_c I_- e^{+\gamma z}}{I_+ e^{-\gamma z} + I_- e^{+\gamma z}} \right) \quad (\text{II-24})$$

$$\text{soit : } Z(z) = Z_c \left(\frac{I_+ e^{-\gamma z} - I_- e^{+\gamma z}}{I_+ e^{-\gamma z} + I_- e^{+\gamma z}} \right)$$

en introduisant la valeur de l'impédance ramenée au début de ligne ($z=0$), on peut montrer à partir de solutions données ci-dessus que :

$$I(0) = I_+ + I_- \quad \text{et} \quad V(0) = Z_c I_+ - Z_c I_-$$

$$\text{soit : } I_+ = \frac{1}{2}(I(0) + V(0)/Z_c) \quad \text{et} \quad V_+ = \frac{1}{2}(V(0) + I(0) Z_c)$$

$$I_- = \frac{1}{2}(I(0) - V(0)/Z_c) \quad \text{et} \quad V_- = \frac{1}{2}(V(0) - I(0) Z_c)$$

qui introduit dans les solutions donnent :

$$\begin{aligned} I(z) &= I(0) \text{ch}(\gamma z) - (V(0)/Z_c) \text{sh}(\gamma z) & \text{avec : } \text{ch}(X) &= \frac{1}{2}(e^X + e^{-X}) \\ V(z) &= V(0) \text{ch}(\gamma z) - I(0) Z_c \text{sh}(\gamma z) & \text{sh}(X) &= \frac{1}{2}(e^X - e^{-X}) \end{aligned}$$

$$\text{soit : } Z(z) = Z_c \left(\frac{Z(0) - Z_c \tanh(\gamma z)}{Z_c - Z(0) \tanh(\gamma z)} \right) \quad \text{car } \tanh(X) = \frac{\text{sh}(X)}{\text{ch}(X)}$$

$$\text{Sans pertes on obtient : } Z(z) = Z_c \left(\frac{Z(0) - i Z_c \tan(\text{Im}(\gamma) z)}{Z_c - i Z(0) \tan(\text{Im}(\gamma) z)} \right) \quad (\text{II-25})$$

Des expressions précédentes on obtient aussi l'impédance de charge en bout de ligne ($z=l$) définie par :

$$Z_R \equiv Z(l) = Z_c \left(\frac{I_+ e^{-\gamma l} - I_- e^{+\gamma l}}{I_+ e^{-\gamma l} + I_- e^{+\gamma l}} \right) \quad (\text{II-26})$$

et en début de ligne en fonction de l'impédance de charge :

$$Z(0) = Z_c \left(\frac{Z_R + Z_c \tanh(\gamma l)}{Z_c + Z_R \tanh(\gamma l)} \right) \quad (\text{II-27})$$

Sans pertes on obtient :

$$Z(0) = Z_c \left(\frac{Z_R + iZ_c \tan(\text{Im}(\gamma)l)}{Z_c + iZ_R \tan(\text{Im}(\gamma)l)} \right) \quad (\text{II-28})$$

On peut en déduire directement le rapport des amplitudes complexes des deux ondes planes de sens opposé qui s'identifie au coefficient complexe de réflexion de la ligne en z :

$$\Gamma(z) \equiv \left(\frac{V_- e^{+\gamma z}}{V_+ e^{-\gamma z}} \right) = \left(\frac{V_-}{V_+} \right) e^{2\gamma z} \quad (\text{II-29})$$

où
$$\left(\frac{V_-}{V_+} \right) = \frac{Z(0) - Z_c}{Z(0) + Z_c} \quad (\text{II-30})$$

obtenu par : $V_- = \frac{1}{2} (V(0) - I(0) Z_c)$

divisé par $V_+ = \frac{1}{2} (V(0) + I(0) Z_c)$

A la charge on a : $\Gamma(l) = \frac{Z(0) - Z_c}{Z(0) + Z_c} e^{2\gamma l}$

et au début de ligne : $\Gamma(0) = \frac{Z(0) - Z_c}{Z(0) + Z_c}$ or on peut en utilisant l'expression de $Z(0)$ fonction de

$Z_R \equiv Z(l)$, exprimer ce coefficient en y introduisant la valeur de charge Z_R . On utilise le fait que :

$$\frac{1 - \tan(X)}{1 + \tan(X)} = e^{-2X}, \text{ et on obtient : } \Gamma(0) = \frac{Z_R - Z_c}{Z_R + Z_c} e^{-2\gamma l} = \Gamma_R e^{-2\gamma l}, \text{ où l'exp}(-2\gamma l) \text{ propage la}$$

phase de $z=0$ à $z=l$. on vient d'utiliser : $\Gamma_R \equiv \Gamma(l) = \frac{Z_R - Z_c}{Z_R + Z_c}$ qui est complètement déterminé

connaissant Z_R et Z_c , on retiendra que : $\Gamma(z) = \Gamma_R e^{2\gamma(z-l)}$ et $\Gamma(z) = \Gamma(0) e^{2\gamma z}$

On peut alors réécrire l'expression générale de l'intensité, du courant et de l'impédance ramenée sous la forme : $V(z) = Z_c I_+ e^{-\gamma z} (1 + \Gamma(z)) = Z_c I_+ e^{-\gamma z} (1 + \Gamma_R e^{2\gamma(z-l)})$, où on introduit $\Gamma(z)$.

$$I(z) = I_+ e^{-\gamma z} (1 - \Gamma(z)) = I_+ e^{-\gamma z} (1 - \Gamma_R e^{2\gamma(z-l)})$$

soit

$$Z(z) = Z_c \left(\frac{1 + \Gamma(z)}{1 - \Gamma(z)} \right) \quad (\text{II-31})$$

et réciproquement :
$$\Gamma(z) = \left(\frac{Z(z) - Z_c}{Z(z) + Z_c} \right) = \left(\frac{Z(z) - 1}{Z(z) + 1} \right) \quad (\text{II-32})$$

où on a introduit l'impédance réduite obtenue en divisant $Z(z)$ par Z_c $Z(z) \equiv \frac{Z(z)}{Z_c} = \left(\frac{1 + \Gamma(z)}{1 - \Gamma(z)} \right)$

On définit aussi le rapport d'ondes stationnaires (R.O.S.) dit Voltage Standing Waves Ratio en anglais :

$$\rho(z) \equiv \frac{\max(I(z))}{\min(I(z))} = \frac{\max(V(z))}{\min(V(z))} = \left(\frac{1+\Gamma_R}{1-\Gamma_R} \right) \quad (\text{II-33})$$

où $\Gamma_R \equiv \Gamma(l)$

comme $0 \leq \Gamma(l) \leq 1$ alors $1 \leq \rho \leq \infty$. Près de 1 c'est régime un régime d'ondes purement progressives et au dessus de 10 on considère que la proportion d'ondes stationnaires apparaissant est grande. On qualifiera alors l'impédance de charge Z_R comme étant mal adaptée à la ligne d'impédance caractéristique Z_c .

on peut montrer les relations importantes suivantes : $\min(Z(z)) \equiv \frac{\min(V(z))}{\max(I(z))} = \frac{Z_c}{\rho}$

et $\max(Z(z)) \equiv \frac{\max(V(z))}{\min(I(z))} = \rho Z_c$

* Cas $\Gamma(z)=0$ soit $Z_R=Z_c$. *Ligne fermée avec impédance de charge adaptée.*

Si $Z_R=Z_c$, alors $Z(0) = Z_c \left(\frac{Z_R + Z_c \tanh(\gamma l)}{Z_c + Z_R \tanh(\gamma l)} \right) = Z_c$ et donc $Z(z) = Z_c \left(\frac{Z(0) - Z_c \tanh(\gamma z)}{Z_c - Z(0) \tanh(\gamma z)} \right) = Z_c$.

l'impédance est donc constante sur toute la ligne tout comme si le générateur en $z=0$ était directement fermé sur Z_R en $z=l$.

soit avec $\Gamma(z)=0$, $I(z) = I_+ e^{-\gamma z}$ soit $I(z,t) = I_+ e^{-Re(\gamma)z} e^{i(\omega t - Im(\gamma)z)}$

et $V(z) = Z_c I_+ e^{-\gamma z}$ et $V(z,t) = Z_c I_+ e^{-Re(\gamma)z} e^{i(\omega t - Im(\gamma)z)}$

ce qui permet de remarquer que si la ligne est fermée sur une impédance Z_R égale à Z_c , alors il n'y a pas d'onde retour se propageant suivant les z décroissants. C'est pourquoi on dit que Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne. Lorsque la ligne est fermée sur une telle impédance, elle se comporte comme si elle était de longueur infinie et l'amplitude de la réflexion retour de l'extrémité de la ligne est nulle, non pas comme si elle avait été totalement dissipée par effet joule mais comme si l'onde incidente (I_+ ou V_+) n'avait pas vu de discontinuité de milieu au bout de la ligne.

Ainsi quand l'impédance de sortie de la ligne est égale à l'impédance caractéristique de la ligne, l'impédance ramenée $Z(z)$ devient indépendante de z et on peut dire qu'on a ramené l'impédance placée en sortie jusqu'à son entrée. C'est la situation optimale pour le transfert du générateur (antenne) au récepteur (poste de réception) qui devient un circuit sans discontinuité d'impédance.

Il s'établit sur la ligne un régime d'ondes progressives. Intensité et tension sont en phase ainsi toute la puissance transportée est de type "énergie active".

Rappelons que les valeurs mesurées au millivoltmètre H.F. en pratique sont les valeurs efficaces obtenues de celles introduites ci-dessus en prenant les modules des amplitudes complexes et

en divisant par $\sqrt{2}$, soit par exemple : $V_{\text{eff}}(z) = \frac{V(z)}{\sqrt{2}} = \frac{Z_c I_+}{\sqrt{2}} e^{-\gamma z}$

Avec pertes, $Re(\gamma) \neq 0$ soit : en $z_1 < z_2$: $V_1 = \frac{Z_c I_+}{\sqrt{2}} e^{-Re(\gamma)z_1}$

en z_2 :
$$V_2 = \frac{Z_c I_+}{\sqrt{2}} e^{-Re(\gamma)z_2} \quad \text{et } V_1/V_2 = e^{Re(\gamma)(z_2-z_1)} \quad \text{ce qui conduit à : } Re(\gamma) = \ln(V_1/V_2) / (z_2-z_1)$$

en Np/m (ou dB/m).

* Cas $\Gamma(z) = 1$ soit $Z_R = 0$ et/ou $Z_R = \infty$ et/ou $|Z_c - Z_R| = |Z_c + Z_R|$. Ligne court-circuitée.

Dans chacun de ces cas, il s'établit sur la ligne un régime d'ondes stationnaires pures (en l'absence de pertes). Il n'y a donc pas transmission d'énergie active par la ligne mais seulement d'une puissance réactive. On parle d'une ligne court-circuitée.

$Z_R = 0$: Ligne en court circuit : soit $V(l) = 0$

alors
$$Z(0) = Z_c \left(\frac{Z_R + Z_c \tanh(\gamma l)}{Z_c + Z_R \tanh(\gamma l)} \right) = Z_c \tanh(\gamma l) \quad \text{et sans pertes : } Z(0) = i Z_c \tan(Im(\gamma)l)$$

$Z_R = \infty$: Ligne en court circuit ouvert : soit $I(l) = 0$

alors
$$Z(0) = Z_c / \tanh(\gamma l) \quad \text{et sans pertes : } Z(0) = -i Z_c / \tan(Im(\gamma)l)$$

* Dispositifs particuliers à faible largeur de bande (pour une gamme de fréquences particulières) :

Ligne demi onde : Inverseur d'impédance

Quand $l = n\lambda/2$ alors $Im(\gamma)l = n\pi$ et donc :
$$Z(0) = Z_R$$

permet par exemple de ramener à l'impédance d'entrée celle qui se trouve à la charge pour la mesurer par exemple (utile pour les antennes ou circuits peu accessibles).

Ligne quart d'onde : Inverseur d'impédance

Quand $l = (2n+1)\lambda/4$ alors $Im(\gamma)l = (2n+1)\pi/2$ et donc :
$$Z(0) = Z_0^2 / Z_R$$

et si court-circuitée ($Z_R = 0$) alors l'impédance d'entrée est $Z(0) = \infty$ ce qui donne un isolateur H.F.

Chapitre III

Diodes semi-conductrices en hyperfréquence

III-1 Introduction

Dans un circuit micro-onde, les éléments les plus importants, de par leur volume, sont les lignes de transmissions qui relient entre eux les divers composants actifs et passifs utilisés. Dans la plupart des cas ces lignes sont, au moins jusqu'à 20 GHz, des lignes micro-rubans fonctionnant en mode quasi TEM et réalisées sur des substrats diélectriques tels que l'alumine. Or les diodes sont toutes réalisées sur des substrats semi-conducteurs dont la nature est différente du substrat du circuit.

Les diodes semi-conductrices sont les plus anciens dispositifs à l'état solide utilisables dans le domaine des micro-ondes. Ces composants ont considérablement évolué en raison des progrès de la technologie des semi-conducteurs, permettent de remplir certaines fonctions telles que, la détection, le traitement, le contrôle, la génération et l'amplification des signaux micro-ondes.

III-2 La diode P.I.N

La figure II-1 montre une structure schématisée de la diode PIN, le matériau est un substrat N^+ de silicium dont la face inférieure métallisée constitue le contact ohmique de cathode, sur la face supérieure une couche non dopée dite intrinsèque (I), par diffusion on rend conductrice de type P^+ la surface de cette couche intrinsèque et on réalise le contact ohmique d'anode au-dessus de la région P^+ . On a ainsi obtenu une structure où la zone intrinsèque I d'épaisseur d se trouve insérée entre deux régions P et N , pour cette raison est dénommée P.I.N

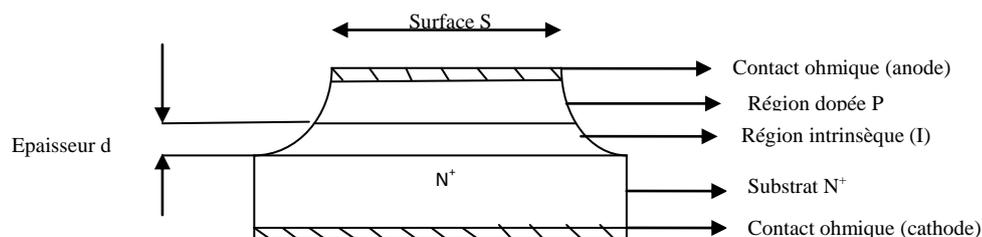


Figure III-1 Structure d'un diode P.I.N

La structure P.I.N est équivalente à celle d'une jonction en série avec une résistance de très forte valeur constituée par la zone intrinsèque. Dès que l'anode est polarisé positivement, un courant I_a apparaît du fait que des trous passent de la zone P^+ à la zone I et des électrons de la zone N^+ à la zone I. On dit que des porteurs libres sont injectés dans la zone intrinsèque. Cette région, qui était pratiquement vide de porteurs donc très résistive, se trouve maintenant envahie par des porteurs libres et sa résistance chute.

III-2-1 Propriétés d'une diode P.I.N

La structure P.I.N est équivalente à celle d'une jonction en série avec une résistance de très forte valeur constituée par la zone intrinsèque. Dès que l'anode est polarisé positivement, un

courant I_d apparaît car des trous passent de la zone P+ à la zone I et des électrons de la zone N+ à la zone I. On dit que des porteurs libres sont injectés dans la zone intrinsèque.

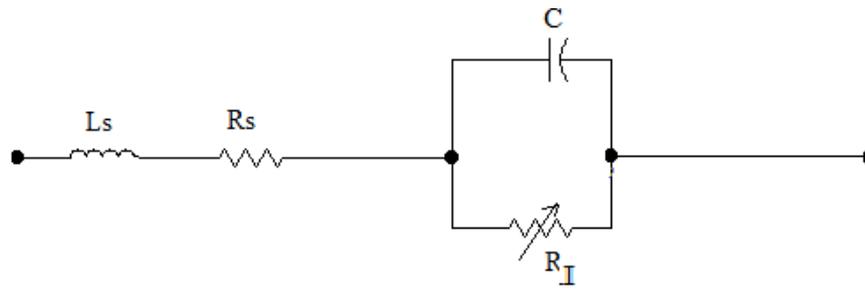


Figure III-2: Schéma équivalent d'une diode P.I.N

donc, cette région qui était pratiquement vide de porteurs, donc très résistive, se trouve maintenant envahie par des porteurs libres et sa résistance chute. Pour un courant donné, une charge Q_0 est stockée dans la région I égale à ;

$$\begin{aligned} Q_0 &= qpSd \\ &= qnSd \end{aligned} \quad \text{(III-1)}$$

où; S est la section de la région I

q la charge de l'électron

p, n densités des trous et d'électrons (égales)

Nous supposons que les densités des trous p et d'électrons n étaient égales et uniformes sur toute l'épaisseur d . En raison de la présence d'imperfection dans le réseau cristallin, les électrons et les trous tendent à se recombiner dans la zone intrinsèque, ce qui ne permet pas d'assurer la condition précédente d'uniformité.

Pour mettre ce phénomène en évidence, il suffit d'interrompre brutalement le courant I_d à l'instant $t=0$, on constate alors que, qu'à un instant t plus tard, la charge stockée est donnée par l'expression

$$Q_s(t) = Q_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{(III-2a)}$$

Ou encore

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q_s}{\tau} \quad \text{(III-2b)}$$

Où τ c'est la durée de vie moyenne des porteurs, l'apport de nouvelles charges par le courant I_d , ce qui augmente Q_s de I_d par unité de temps, on obtient donc :

$$\frac{dQ_s}{dt} = -\frac{Q_s}{\tau} + I_d \quad \text{(III-3)}$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$Q_s(t) = Q_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + I_d \tau \quad \text{(III-4)}$$

Si t tend vers l'infini, Q_s tend vers $Q_s(t) = I_d \tau$, le courant est donné donc par :

$$I_d = \frac{Q_s}{\tau} \quad (\text{III-5})$$

Avec
$$Q_s = qp_0Sd = qn_0Sd \quad (\text{III-6})$$

Où n_0 et p_0 sont les concentrations moyennes à l'équilibre. Supposant maintenant que la diode soit parcourue par un courant alternatif sinusoïdal de faible amplitude $i(t)$ de pulsation ω , superposé au courant continu I_d , l'équation différentielle devient alors en remplaçant I_d par $I_d+i(t)$ et Q_s par $Q_s+q(\omega)$, on obtient alors :

$$q_s(\omega) = \frac{\tau i(\omega)}{1+j\omega\tau} \quad (\text{III-7})$$

Donc deux cas peuvent avoir lieu :

1) Si $\omega\tau \ll 1$ on aura $q_s(\omega) = \tau i(\omega)$

Ce qui implique qu'aux basses fréquences le signal alternatif joue le même rôle d'un signal continu : la charge varie de $q_s(\omega)$ autour de Q_s au rythme du signal alternatif.

2) Si $\omega\tau \gg 1$ alors $q_s(\omega) \rightarrow 0$

Cela signifie qu'aux hautes fréquences, le signal alternatif n'est plus capable de faire varier la charge stockée dans la région intrinsèque. Par conséquent, lorsque simultanément circulent dans la diode un courant continu I_d et un courant alternatif de fréquence élevée $i(t)$, la charge Q_s stockée dans la région intrinsèque dépend seulement de la composante continue.

III-2-2- Impédance de la diode P.I.N

La région intrinsèque, lorsque la diode est polarisée en direct en supposant $n_0 \approx p_0$, présente une résistance R_I exprimée par la relation :

$$\frac{d}{qS(p_0\mu_p+n_0\mu_n)} \approx \frac{d}{2qSp_0\mu_A} \quad (\text{III-8})$$

Où μ_p et μ_n sont respectivement les mobilités des trous et des électrons et la μ_A une quantité définie par la relation :

$$\mu_A = \frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n+\mu_p} \quad (\text{III-9})$$

L'ordre de grandeur de μ_A est celui d'une mobilité égale à environ à $600 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour le silicium. En substituant dans la relation (8) qsp_0 par sa valeur Q_s/d , on obtient donc :

$$R_I = \frac{d^2}{2Q_s\mu_A} \quad (\text{III-10})$$

Et en remplaçant Q_s par sa valeur en fonction du courant I_d on peut avoir :

$$R_I = \frac{d^2}{2I_d\tau\mu_A} \quad (\text{III-11})$$

On constate que l'impédance de la diode en direct est constituée d'une résistance dans la valeur est inversement proportionnelle au courant I_d . par contre, en régime de polarisation inverse, les deux jonctions P-I et I-N+ se trouvent polarisées en inverse, la région I est entièrement dépeuplée de porteurs, on se retrouve dans une le cas d'une région intrinsèque I d'épaisseur d parfaitement isolant, insérée entre deux zones P+ et N+ très conductrices. Cela correspond à une structure type condensateur plan et l'impédance de la diode est celle d'une capacité de valeur égale à :

$$C = \frac{\epsilon S}{d} \quad (\text{III-12})$$

Finalement le schéma électrique équivalent aux fréquences hautes de la diode P.I.N est représenté par la figure (2). En polarisation inverse, on ne considère que C puisque RI tend vers l'infini. En polarisation directe, on peut considérer, qu'il s'agit du même condensateur C mais qui présenterait des fuites très élevées donc on rend compte par une résistance parallèle R_I de faible valeur.

III-2-3- Applications de la diode P.I.N dans un atténuateur

Les circuits d'atténuation à diode P.I.N sont largement utilisés dans les applications de contrôle automatique de gain et de contrôle de puissance. Le schéma de principe d'un atténuateur à diode P.I.N est donné par la figure (3). La diode polarisée en direct est insérée en parallèle sur une ligne d'impédance Z_c , en plus une capacité C_A est insérée en série avec la diode.

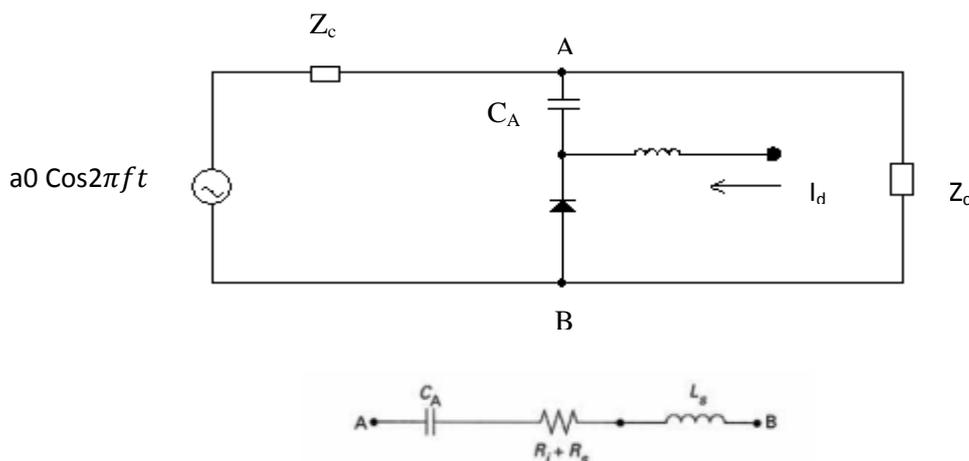


Figure III-3: Atténuateur à diode P.I.N

En remplaçant la diode par son schéma équivalent de la figure (2), où l'on a négligé C en polarisation directe. On obtient le schéma la figure (4) qui permet de calculer l'impédance Z entre les points A et B.

Supposant que la valeur de C_A ait une valeur de telle manière que :

$$L_s C_A \omega^2 = 1$$

Où la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$, on peut écrire : $Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{R_s + R_I}$ ce qui permet d'avoir l'isolation sur la ligne Z_c à la fréquence f par l'expression :

$$I = 1 + \frac{Z_c}{R_s + R_I} + \frac{Z_c^2}{4(R_s + R_I)^2} \quad (\text{III-13})$$

Exercices :

Exercice N°1 :

Démontrer que l'isolation I sur une ligne d'impédance caractéristique Z_c , où l'on insère une diode P.I.N en parallèle présentant une résistance due aux connexions R_s a peut s'exprimer comme suit:

$$I = 1 + \frac{Z_c}{R_s + R_l} + \frac{Z_c^2}{4(R_s + R_l)^2}$$

Exercice N°2 :

Considérons une diode P.I.N dont la région intrinsèque a une épaisseur de $100 \mu\text{m}$, la durée de vie des porteurs libres est $5 \mu\text{s}$ et le courant de polarisation est égal à 10Ma .

- Calculer la résistance de la région intrinsèque
- Pour $R_s=1$ calculer l'isolation I .

Exercice N°2 :

Pour une diode P.I.NJ de silicium une zone intrinsèque d'épaisseur $250 \mu\text{m}$ et une durée de vie de $4 \mu\text{s}$.

Tracer la courbe de variation de la résistance en fonction du courant de polarisation.

Solutions

Exercice N°1 :

Lorsqu'on connecte une diode en série ou en parallèle sur une ligne on modifie la propagation du signal sur cette ligne. Nous allons évaluer cette modification en nous plaçant dans le cas général d'une ligne d'impédance caractéristique Z_c , alimentée par un générateur et chargée par une charge adaptée Z_c .

Introduisant entre deux points quelconques A et B sur la ligne une admittance y de valeur réduite $y=Y.Z_c$, en parallèle sur la ligne. Une tension réfléchie V_r aura lieu et la tension résultante V_t entre A et B s'écrit :

$$V_t = V_r + V_i$$

Où V_i est la tension incidente. Le coefficient de réflexion s'écrit alors :

$$\Gamma = \frac{V_r}{V_i} = \frac{1 - y_{AB}}{1 + y_{AB}}$$

Avec $y_{AB} = 1 + y$ c'est l'admittance ramenée aux points A et B. ce qui conduit à

$$\Gamma = \frac{-y}{2 + y}$$

Par ailleurs, le coefficient de transmission T de la ligne en AB est donné par l'expression :

$$T = \frac{V_t}{V_i} = 1 + \Gamma = \frac{2}{2 + y}$$

En outre, les pertes d'insertion ou isolation I de la ligne, est définie comme étant le rapport de la puissance arrivant à la charge en l'absence de y sur la puissance sur la charge lorsqu'on insère y .

$$I = \left| \frac{V_i}{V_t} \right|^2 = \left| 1 + \frac{y}{2} \right|^2$$

$$= 1 + y + \frac{y^2}{4}$$

Avec $y = \frac{Z_c}{R_l + R_s}$, ce qui donne finalement

$$I = 1 + \frac{Z_c}{R_s + R_l} + \frac{Z_c^2}{4(R_s + R_l)^2}$$

Exercice N°2 :

- Selon l'équation (11) avec $\mu_A = 600 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, on trouve : $R_l = 0.9 \Omega$
- Avec $R_s = 1 \Omega$, on trouve $I = 200$, soit $I(\text{dB}) = 23$ décibels.

Donc, avec cette diode on peut construire un atténuateur variant de entre 0 dB (pour $I_d = 0$) et plus de 23dB (lorsque $I_d < 10 \text{ mA}$).

II-3 La diode Schottky

III-3-1 Structure d'une diode Schottky

Le matériau utilisé dans la réalisation d'une diode Schottky est un monocristal en Silicium ou en GaAs dont l'épaisseur est de quelques centaines de microns. Sur ce monocristal, on réalise une couche mince du même semi-conducteur dopé n et d'épaisseur de l'ordre du micro. En utilisant les techniques de l'épithaxie ou de l'implantation ionique, on protège cette couche par un oxyde puis à travers des fenêtres creusées dans cet oxyde et dont la largeur peut atteindre le micron, on évapore un métal convenablement choisi (souvent l'or ou l'Aluminium), le dépôt métallique supérieur (contact Schottky) constitue l'anode, tandis que la cathode est réalisée par un autre dépôt métallique de nature différente à la base du substrat. Nous notons que lorsqu'un métal approprié est mis en contact avec un semi-conducteur de type n, les électrons du semi-conducteur au voisinage du métal diffusent dans ce dernier et laissent donc sous le contact une région dépeuplée de porteurs libres, dont l'épaisseur est d .

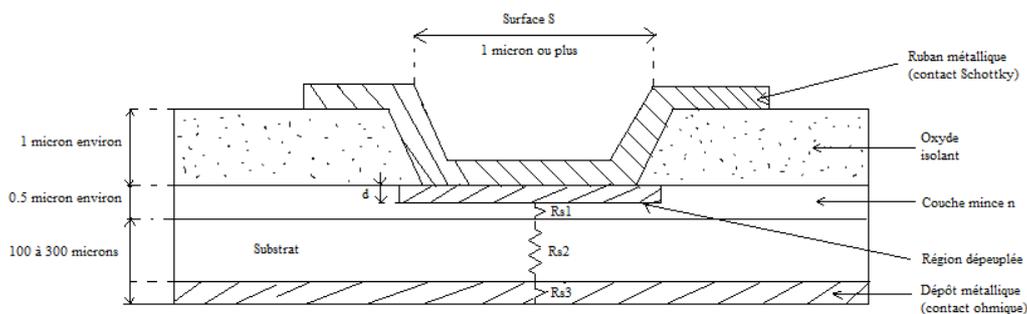


Figure III-4: Structure de la diode Schottky

Cette région de charge d'espace du fait qu'elle ne comporte plus que des charges fixes positives est donc parfaitement isolante. De plus, le semi-conducteur devenant de plus en plus positif

par rapport au métal, un champ électrique prend naissance, dont la direction est telle qu'il tend à freiner la diffusion des électrons. Il s'établit donc un équilibre lorsque le potentiel atteint une valeur ϕ_B dite hauteur de barrière et qui est généralement comprise entre 0.5V et 1V en fonction des natures respectives du métal et du semi-conducteur. Lorsqu'on applique une tension extérieure entre le métal (anode) et le semi-conducteur (cathode), l'équilibre précédent sera rompu et deux cas peuvent avoir lieu:

a) L'anode est négative par rapport à la cathode (V_a tension appliquée négative), le processus diffusion des électrons reprend et l'épaisseur augmente jusqu'au moment où le potentiel sera égal à $-V_a + \phi_{\square}$. Ce nouvel équilibre est atteint de manière quasi-instantanée et il ne peut circuler aucun courant dans le circuit extérieur à l'exception d'un courant inverse de saturation I_s de très faible valeur.

b) L'anode est positive: le potentiel qui s'oppose au passage des électrons diminue jusqu'à la valeur: $-V_a + \phi_{\square}$. Le champ tend donc à s'annuler, et lorsque V_a s'approche de ϕ_{\square} et l'épaisseur d diminue, la zone de charge d'espace tend à disparaître: plus rien ne s'oppose au passage du flux continu des électrons du semi-conducteur vers le métal, ce qui correspond à un courant I_d d'amplitude élevée circulant du métal vers le semi-conducteur et égal à:

$$I_d = I_s \left(\exp \left(\frac{V_j}{nU_T} - 1 \right) \right) \quad (\text{III-14})$$

où U_T est le potentiel thermodynamique, n le facteur d'i et V_j la tension réellement appliquée à la jonction qui est égale à:

$$V_j = V_a - R_s I_D \quad (\text{III-15})$$

Avec R_s la résistance série des contact et du substrat.

III-3-2 Diode Schottky dans un circuit de détection

La détection d'un signal hyperfréquence consiste à obtenir une tension dont l'amplitude est fonction de celle du signal HF. Le circuit ci-dessous, composé d'un générateur de tension qui peut pratiquement être représenté par le signal délivré par une antenne, ce générateur est relié en série avec une diode Schottky et un condensateur C.

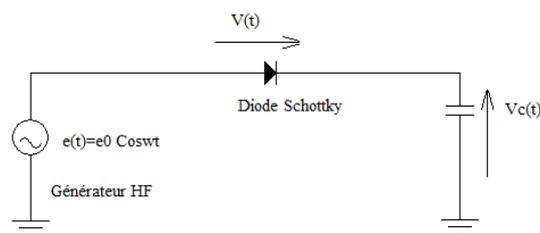


Figure III-5: Diode Schottky détectrice

La figure représente les évolutions en fonction du temps et en régime permanent des tension $V_c(t)$ respectivement aux bornes du générateur et du condensateur.

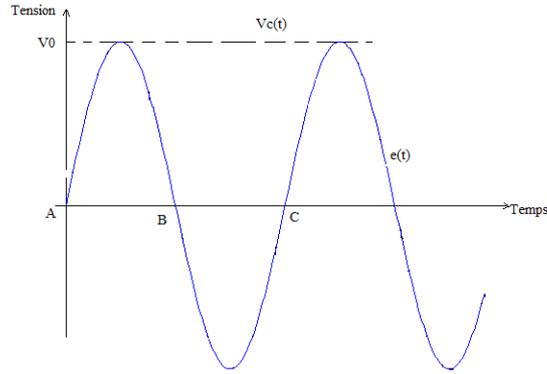


Figure II-6: Evolution de la fonction $V_c(t)$

Lorsque $e(t)$ décrit le cycle AB, la diode est polarisée en directe, elle est parcourue par un courant I_D élevé et présente une résistance dynamique r_D très faible donnée par l'expression:

$$r_D = \frac{\Delta V_j}{\Delta I_D} = \frac{U_T}{nI_D} \quad (\text{III-16})$$

Du moment que r_D est très faible donc I_D est élevé. Le condensateur se charge à travers r_D presque instantanément à une tension e_0 car la constante de temps $r_D.C=0$.

Au cours du cycle BC, la diode se trouve polarisée en inverse et présente une résistance dynamique très grande: ce qui fait que le condensateur ne peut se décharger pendant la durée de ce cycle du fait que la constante de temps maintenant est très élevée ($r_D.C \rightarrow \infty$), et reste donc chargée à une tension proche de e_0 . On constate que la tension aux bornes du condensateur reste presque constante de valeur moyenne V_0 proche de e_0 .

III-3-3 Calcul de la tension détectée

D'après la figure II-6, en posant $V_c(t) = V_0$, on a:

$$V_0 + e_0 \cos \omega t = V(t) \quad (\text{III-17})$$

La valeur moyenne du courant I_D peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \langle I_D \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T I_s \left(\exp \frac{V_0 + e_0 \cos \omega t}{nU_T} - 1 \right) dt \\ &= I_s \left[\exp \frac{V_0}{nU_T} J \left(\frac{e_0}{nU_T} \right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (\text{III-18})$$

où $T = \frac{1}{f}$ et $\omega = 2\pi f$

Et $J \left(\frac{e_0}{nU_T} \right)$ est la fonction de Bessel modifiée du premier ordre.

En régime permanent, lorsque le condensateur est chargé, la valeur moyenne du courant I_D est nulle, donc:

$$V_0 = -nU_T \operatorname{Ln} \left[J \left(\frac{e_0}{nU_T} \right) \right] \quad (\text{III-19})$$

Selon l'ordre de grandeur de l'amplitude du signal HF, on a deux cas particuliers:

* lorsque l'amplitude du signal HF est faible: $\frac{e_0}{nU_T} \ll 1$, on peut faire l'approximation:

$$J \left(\frac{e_0}{nU_T} \right) = 1 + \left(\frac{e_0}{2nU_T} \right)^2 \quad (\text{III-20})$$

Ce qui permet d'avoir:

$$V_0 = \frac{e_0^2}{4nU_T} \quad (\text{III-21})$$

La tension continue aux bornes du condensateur est proportionnelle au carré de l'amplitude du signal HF, le détecteur est dit quadratique et ce régime est fréquemment utilisé.

* lorsque l'amplitude du signal HF est élevée de telle sorte que:

$\frac{e_0}{nU_T} > 1$, on peut procéder à l'approximation:

$$J \left(\frac{e_0}{nU_T} \right) = \left(2\pi \frac{e_0}{2nU_T} \right)^{-1/2} \exp \left(\frac{e_0}{nU_T} \right) \quad (\text{III-22})$$

Ce qui permet de déduire:

$$V_0 = e_0 - \frac{nU_T}{2} \operatorname{Ln} \left(2\pi \frac{e_0}{2nU_T} \right) \quad (\text{III-23})$$

Etant donné que le deuxième terme de V_0 est très faible devant e_0 , on peut considérer que V_0 est proportionnel à e_0 , ce qui correspond à un régime de fonctionnement linéaire.

III-3-4 Performances de la Diode Schottky

Le schéma équivalent d'une diode Schottky en polarisation directe es donné par la figure

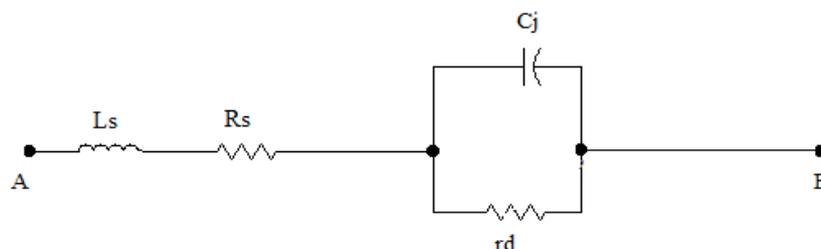


Figure III-7: Schéma équivalent de la diode Schottky

Avec C_j la capacité de la jonction donnée par l'expression

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V_j}{\phi_B}\right)^{1/2}} \quad (\text{III-24})$$

Où C_{j0} est la capacité à tension nulle, elle est proportionnelle à la surface S de la jonction.

Si on applique une tension $V(t)$ entre les points A et B, une tension suffisante sera développée aux bornes de C_j lorsque

$$2\pi f L_s < R_s \ll \frac{1}{2\pi f C_j} \quad (\text{III-25})$$

Pour un fonctionnement correcte de la diode, il faut que la fréquence f soit inférieure à la fréquence de coupure f_c donnée par l'expression

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_j} \quad (\text{III-26})$$

* La condition à vérifier pour avoir une fréquence de coupure élevée se qui revient à avoir une diode de bonne qualité est de diminuer la résistance R_s et la capacité C_j .

- Pour diminuer C_j et par conséquent C_{j0} , il faut minimiser la surface S de la jonction

- Pour diminuer R_s , il faut utiliser un substrat qui soit le meilleur conducteur possible et de maintenir la résistance R_{s1} de la partie non dépeuplée de la couche mince, ce qui réalisable soit en surdopant cette couche soit en augmentant la mobilité des électrons. La première possibilité n'est pas réalisable, car l'augmentation du dopage va augmenter aussi C_{j0} , tandis que la deuxième consiste à changer le matériau semi-conducteur à savoir le silicium ayant une mobilité de $800 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ par un autre tel que l'arséniure de Gallium ayant une mobilité de $5000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$.

* Une caractéristique importante de la diode Schottky détectrice est sa capacité de détecter des signaux faibles qui est caractérisée par deux quantités:

- La sensibilité S

- La sensibilité tangentielle SS

La sensibilité S correspond à la puissance P_e pour obtenir en régime quadratique une tension $V_0=1\text{mV}$, en supposant que l'impédance de la diode à la fréquence choisie est égale à 50Ω , on peut écrire:

$$P_e = \frac{e_0^2}{100} \quad (\text{III-27})$$

et donc:

$$V_0 = \frac{100 P_e}{4n U_T} \quad (\text{III-28})$$

La sensibilité est donnée par l'expression

$$S = \frac{V_0}{P_e} \quad (\text{III-29})$$

Exemple:

Une diode Schottky idéale ayant une puissance en régime quadratique de $1 \mu\text{W}$ détectant une tension V_0

- Calculer la tension Détectée V_0
- En déduire la sensibilité de la diode

Solution:

1) Nous avons: $P_e = 1 \mu W$, $n=1$ et $U_T = 25mV$, donc la tension détectée est:

$$V_0 = \frac{100P_e}{4nU_T}$$

AN: $V_0 = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 25 \cdot 10^{-3}} = 1mV$

2) La sensibilité S est donnée par

$$S = \frac{V_0}{P_e}$$

AN: $S = \frac{1 mV}{1 \mu W} = 100 \mu V/\mu W$

La sensibilité tangentielle permet d'évaluer la puissance P_{emin} du plus petit signal détectable par la diode. En présence d'une puissance faible P_e il apparait aux bornes de la diode une tension qui fluctue entre deux valeurs $V_0 + V_n$ et $V_0 - V_n$, suite à la présence d'un bruit d'amplitude V_n généré par l'agitation thermique des conducteurs. Ce bruit est donné par l'expression suivante

$$V_n = 2\sqrt{2kTR_{eq}\Delta f} \tag{III-30}$$

30)

Où Δf est la bande passante de l'appareil de mesure branché aux bornes de C. On admet que le signal utile V_0 n'est détectable que s'il est suffisamment élevé par rapport à V_n à savoir $V_0 \gg 2 V_n$ et sachant $V_0 = S P_e$ donc $P_{emin} = \frac{2V_n}{S}$, on obtient

$$T.S.S (dBm) = 10 \log \frac{P_{emin}}{10^{-3}} = 10 \log \frac{2V_n}{S \cdot 10^{-3}} \tag{III-31}$$

III-4 La diode Varicap

III-4-1 Structure d'une diode Varicap

La figure représente la structure schématisée d'une diode à capacité variable (varicap ou varactor) réalisée en technologie "Mésa", sur un substrat monocristallin de silicium N^+ très conducteur, on réalise une couche N épitaxiée sur laquelle on fait diffuser superficiellement des impuretés acceptrices afin de réaliser une jonction P^+N .

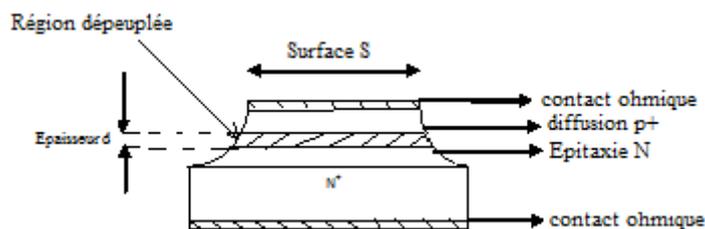


Figure III-8: Structure de la diode Varicap

Deux contacts ohmiques complètent la structure. Lorsqu'on polarise le contact supérieur négativement par rapport au contact du substrat, la jonction P^+N se trouve polarisée en inverse. Une région dépeuplée d'épaisseur d apparait, essentiellement côté N, si bien que l'on peut mesurer entre les électrodes une capacité relative à un condensateur plan qui s'écrit:

$$C = \frac{\epsilon S}{d} \quad (\text{III-34})$$

où ϵ est la permittivité du semi-conducteur et S la surface de la jonction; d variant avec la polarisation appliquée, on peut faire varier C en agissant sur la tension extérieure V_a . On obtient donc un condensateur dont la valeur de sa capacité est ajustable électroniquement.

III-4-2 Utilisation du varicap dans un circuit d'accord

La relation exprimant les variations de C et celles de V_a présente une forme similaire à celle d'une diode Schottky et s'écrit:

$$C(V_a) = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V_a}{\phi_B}\right)^\gamma} \quad (\text{III-35})$$

avec $V_a < 0$ et ϕ_B est la tension de diffusion de la jonction P+N. Lorsque la jonction est abrupte et que les concentrations d'impuretés N_A et N_D sont uniformes sur toute l'épaisseur des zones P+ et N, on peut écrire:

$$C_{j0} = S \left(\frac{q\epsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)\phi_B} \right)^{1/2} \quad (\text{III-36})$$

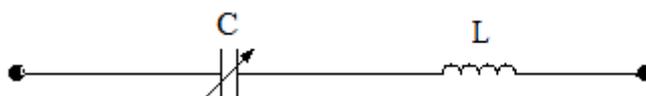


Figure III-9: Circuit d'accord à Varicap

Dans ce cas le comportement du varicap est tout à fait comparable à celui d'une diode Schottky polarisée en inverse. Un circuit d'accord est un circuit résonnant série se composant d'une capacité variable afin de pouvoir faire varier la fréquence de résonance f_r , qui est exprimée par la relation:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (\text{III-37})$$

Si on remplace la capacité C par un varicap, la fréquence de résonance varie en fonction de la tension appliquée à la diode suivant la relation:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_{j0}}} \left(1 - \frac{V_a}{\phi_B}\right)^{\gamma/2} \quad (\text{III-38})$$

Cette relation indique, que l'on peut obtenir une variation linéaire de la fréquence de résonance avec la tension appliquée uniquement lorsque $\gamma = 2$.

III-4-3 Principales caractéristiques d'un varicap

* La première caractéristique importante d'un varicap est sa capacité C_{j0} à tension nulle. elle dépend en particulier de la surface S et varie généralement entre 1 PF et 20 PF.

* La deuxième caractéristique est le rapport de C_{j0} à la capacité minimale que l'on peut obtenir en appliquant à la diode une tension inverse la plus élevée possible (en valeur absolue). Or la tension inverse maximale admissible est liée à l'apparition du phénomène de claquage. Cette tension est généralement supérieure à 45 V.

* La troisième caractéristique importante de la diode varicap est son coefficient de qualité ou de surtension, en fait, le schéma électrique équivalent d'un varicap n'est pas seulement une capacité parfaite, mais aussi une résistance R_s dont les origines sont les mêmes que dans le cas de la diode Schottky. Il faut tenir compte de la capacité C_p parasite (liée à la capacité de la métallisation supérieure par rapport à la masse) et l'inductance L_s des fils de connexion. Pour évaluer l'influence vde R_s sur les performances de la capacité, on définit le coefficient de qualité du varicap à la fréquence f par la relation:

$$Q = \frac{1}{2\pi f R_s C(V_a)} \quad (\text{III-39})$$

La fréquence de coupure f_c est la fréquence pour laquelle $Q = 1$ est définie par la relation:

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C(V_a)} \quad (\text{III-40})$$

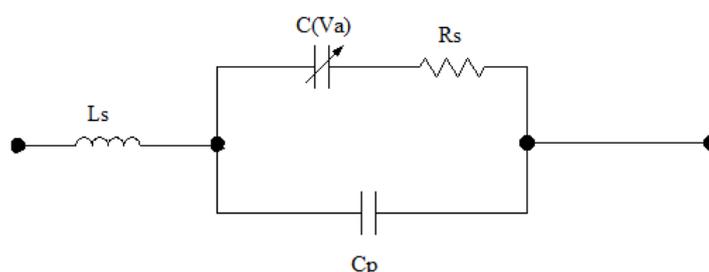


Figure III-10: Schéma équivalent d'un Varicap

III-4-4 Applications du varicap

Bien que l'utilisation des varicaps dans des circuits d'accord soit plus répandue, ces composants présentent un grand intérêt dans:

- * La modulation et la commutation
- * La multiplication de fréquence et l'amplification

III-4-4-1 La modulation

Le circuit de la figure III-11 correspond à un modulateur à varicap. Dans ce circuit, la capacité C_p est de forte valeur dont le rôle est de bloquer la tension continue. L est une inductance dont la valeur est choisie de telle sorte que pour une valeur donnée V_{a1} de V_a ($V_{a1} < 0$) on obtient:

$$4\pi^2 f_0^2 LC(V_{a1}) = 1 \quad (\text{III-41})$$

où f_0 est la fréquence de fonctionnement du circuit.

Lorsque $V_a = V_{a1}$, le circuit entre A et B se comporte comme un circuit "Bouchon", l'impédance Z_{AB} devient très grande et le signal transite librement sur la ligne Z_c .

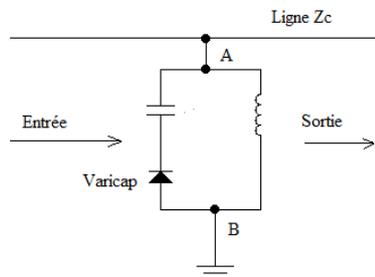


Figure III-11: Modulateur à Varicap

Par contre si l'on donne à V_a une valeur V_{a2} positive ou nulle, l'impédance du varicap diminue, l'isolation augmente et le signal circulant sur la ligne est atténué. Si on donne à V_a une valeur intermédiaire : $V_{a3} = \frac{V_{a1} + V_{a2}}{2}$ et que l'on superpose à V_{a3} une tension sinusoïdale $V_a(t)$, l'amplitude du signal qui transite sur la ligne Z_c se trouve modulée au rythme de la tension $V_a(t)$ et on réalise ainsi une modulation d'amplitude.

III-4-4-2 La multiplication de fréquence

Le circuit de la figure est celui d'un multiplicateur de fréquence à varicap.

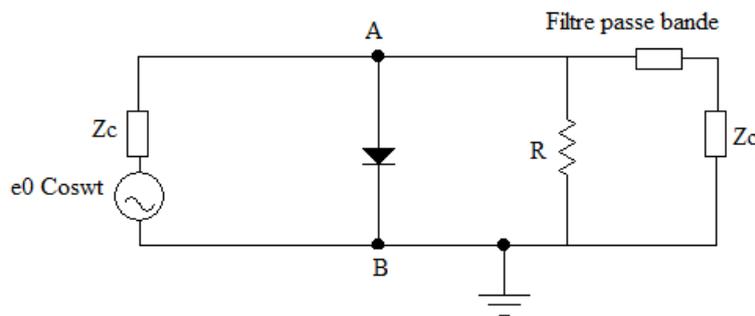


Figure III-12: Multiplicateur de fréquence à Varicap

Dans ce schéma, R est une résistance d'auto-polarisation. En présence du signal HF délivré par le générateur, le varicap agit comme un détecteur et une tension continue V_0 apparaît aux bornes de R , la tension totale entre les points A et B est donnée par l'expression:

$$V(t) = e_0 \cos \omega t + V_0 \quad (\text{III-42})$$

où ω est la pulsation.

Donc la capacité du varicap s'écrit alors:

$$C(t) = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{V_0 + e_0 \cos 2\pi f t}{\phi_B}\right)^\gamma} \quad (\text{III-43})$$

En utilisant l'hypothèse $V_0 + e_0 < \phi_B$, on obtient:

$$C(t) = C(V_0)[1 + m \cos 2\pi f t] \quad (\text{III-44})$$

où $m = \frac{\gamma e_0 C_{j0}}{\phi_B C(V_0)}$

Le coefficient de transmission le long de la ligne Z_c s'écrit en supposant que $f \ll f_c$

$$T(t) = \frac{2}{2 + jC(t)2\pi f Z_c} \approx 1 - j \frac{C(t)\omega Z_c}{2} \quad (\text{III-45})$$

La tension transmise en sortie est finalement:

$$\begin{aligned} V_T(t) &= T(t)e_0 \cos 2\pi f t \\ &= A + B \cos 2\pi f t + C \cos 4\pi f t \end{aligned} \quad (\text{III-46})$$

où A, B et C sont des coefficients obtenus en remplaçant C(t) par son expression. Donc si le filtre passe bande de la figure fonctionne à la fréquence 2f, seul ce signal pourra accéder à la charge Z_c .

III-5 La diode Gunn (à transfert d'électrons)

Les diodes à effet Gunn sont appelées ainsi d'après le nom de J.B.Gunn qui en 1963 découvrit des fluctuations périodiques de courant dans un barreau de GaAs alors que son objectif était l'étude du bruit de fond dans les semi-conducteurs.

III-5-1 Principe de fonctionnement

Dans un matériau semi-conducteur classique, il existe deux bandes d'énergie autorisées aux électrons; la bande de valence et la bande de conduction.

La bande de conduction du GaAs présente deux types de minimas: minimum principal et minima secondaires situés à 0.36 eV. Dans chaque bande les électrons sont caractérisés par leur densité, leur masse effective et leur mobilité.

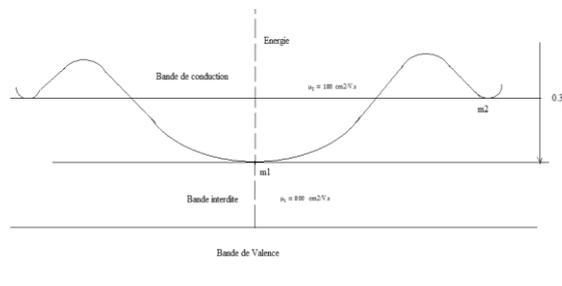


Figure III-13: Structure de bandes dans l'arséniure de Gallium

La vitesse de dérive des électrons s'exprime par la relation suivante:

$$\vec{V}_d = \mu \vec{E} \quad (\text{III-43})$$

Et la densité de courant vaut: $\vec{j} = nq\mu\vec{E}$

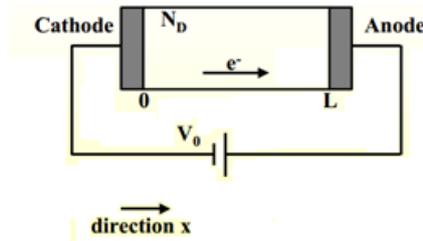


Figure III-14: Barreau d'AsGa sous un champ Electrique

Lorsque le champ électrique est faible, à température ambiante, tous les électrons sont dans la vallée basse, et si n (n_1+n_2) représente le nombre total d'électrons, on a:

$$\vec{V}_{d1} = \mu_1\vec{E}$$

et

$$\vec{j} = n_1q\mu_1\vec{E} = nq\mu_1\vec{E} \quad (\text{III-47})$$

car n_2 est faible.

Lorsque le champ électrique augmente, l'énergie cinétique des électrons peut atteindre et dépasser 0.36eV, et il y a possibilité de déplacer les électrons vers les vallées secondaires. Dans chacune de ces vallées, les électrons ont une mobilité μ_2 inférieur à μ_1 et ils acquièrent une vitesse \vec{V}_{d2} égale à $\vec{V}_{d2} = \mu_2\vec{E}$

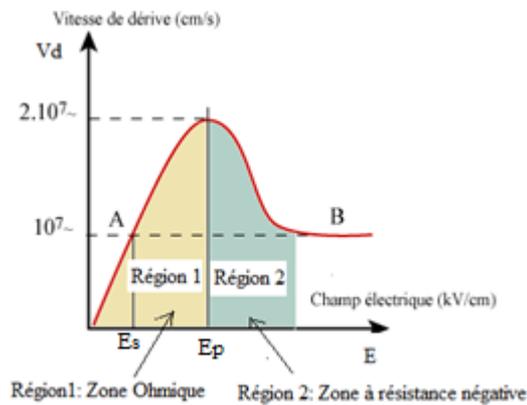


Figure III-15: Caractéristique vitesse de dérivée en fonction du champ électrique

Le passage mobilité à l'autre ne se fait brusquement, on définit alors une mobilité moyenne μ définie par:

$$\bar{\mu} = \frac{n_1\mu_1+n_2\mu_2}{n_1+n_2} \quad (\text{III-48})$$

Et la densité de courant vaut:

$$\vec{j} = (n_1 + n_2)\bar{\mu}q\vec{E} \quad (\text{III-49})$$

Alors que la conductivité du barreau s'écrit:

$$\sigma = (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)q \quad (\text{III-50})$$

Il est clair que si n_2 augmente au détriment de n_1 , $\bar{\mu}$ va décroître et V_d et \bar{j} diminueront.

III-5-2 Critères de transfert

L'expression de la conductivité du barreau est donnée par:

$$\sigma = (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)q$$

d'où

$$\frac{d\sigma}{dE} = q \left(\mu_1 \frac{dn_1}{dE} + \mu_2 \frac{dn_2}{dE} \right) + q \left(n_1 \frac{d\mu_1}{dE} + n_2 \frac{d\mu_2}{dE} \right) \quad (\text{III-51})$$

Sachant que $n_1 + n_2 = n$ donc

$$\frac{d(n_1+n_2)}{dE} = \frac{dn}{dE} = 0 \quad (\text{III-52})$$

Si on suppose que μ_1 et μ_2 sont proportionnels à E^p (où p est une constante)

on aura:

$$\frac{d\mu}{dE} = k \frac{dE^p}{dE} = k p E^{p-1} = p \frac{\mu}{E} \quad (\text{III-53})$$

Ce qui permet d'avoir

$$\frac{d\sigma}{dE} = q(\mu_1 - \mu_2) - \frac{dn_1}{dE} + q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) \frac{p}{E} \quad (\text{III-54})$$

or $j = \sigma E$ donc:

$$\frac{dj}{dE} = \sigma + E \cdot \frac{d\sigma}{dE} \quad (\text{III-55})$$

Par conséquent

$$\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{dj}{dE} = 1 + \frac{\frac{d\sigma}{dE}}{\frac{\sigma}{E}} \quad (\text{III-56})$$

Si l'on veut obtenir une résistance négative, on doit avoir j qui décroît lorsque E croît et donc $\frac{dj}{dE}$ doit être négatif, ceci revient à:

$$- \frac{\frac{d\sigma}{dE}}{\frac{\sigma}{E}} > 1 \quad (\text{III-57})$$

Et à partir des relations ceci se traduit par:

$$\left(\left(\frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \frac{n_1}{n_2}\mu_2} \right) \left(\frac{-E}{n_1} \frac{dn_1}{dE} \right) - p \right) > 1 \quad (\text{III-58})$$

Pour satisfaire cette condition, il faut:

- 1) Que le terme p , qui est l'exposant de la loi de mobilité soit négatif, qui est réalisable dans la zone 2.
- 2) Que le terme $\frac{dn_1}{dE}$ soit négatif, il représente la vitesse de transfert des électrons.
- 3) Que le premier terme soit négatif, cela revient à ce que μ_1 soit supérieur à μ_2 ce qui initialise le phénomène.

III-5-3 Critères d'oscillations

On sait que la solution du système d'équations locales suivant:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \\ \vec{j} = \sigma \cdot \varepsilon \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0 \end{cases} \quad (\text{III-59})$$

59)

Est du type:

$$\rho = \rho_0 e^{-t/t_d} \quad (\text{III-60})$$

Avec $t_d = \varepsilon/\sigma$ temps de relaxation diélectrique.

- Dans un milieu à conductivité positive, toute zone d'accumulation de charge soit retourner vers zéro (neutralité électrique) avec la constante de temps t_d .

- Par contre, dans un milieu à conductivité négative, la charge croît en e^{t/t_d} jusqu'au moment où elle atteint l'anode, au bout du temps:

$$\Delta t = \frac{l}{v_l} \quad (\text{III-61})$$

Avec l longueur du barreau, v_l vitesse limite.

- Le critère de formation d'une charge d'espace importante est que la facteur de croissance $e^{\Delta t/t_d}$ soit plus grand que l'unité, qui signifie:

$$\frac{l|\sigma|}{\varepsilon v_l} > 1 \quad (\text{III-62})$$

Ou

$$n_0 l > \frac{\varepsilon v_l}{q|\mu|} \quad (\text{III-63})$$

Avec n_0 densité d'électrons à faible champ (n_1+n_2), $|\mu|$ valeur absolue de la mobilité négative.

- La fréquence d'oscillation f est de l'ordre de l'inverse du temps de transit, soit $f = \frac{v_l}{l}$, ce qui donne 1 à 10 GHz pour des échantillons de 1 à 100 μm dans l'AsGa.

Dans le cas de l'AsGa la condition exprimée par la relation (III-63) s'écrit:

$$n_0 l > 10^{12} \text{cm}^{-2} \quad (\text{III-64})$$

- C'est la condition d'oscillation pour une instabilité du type dipôle (mode Gunn ou transit-time mode), le temps de transit étant toujours à peu près le même.

- Pour une instabilité d'un seul signe, le temps de transit dépend du point de formation et donc l'oscillation pourra être obtenue avec un circuit accordé (pure accumulation-layer mode).

- L'intérêt est l'utilisation en amplificateur, avec des gains de quelques unités, à la fréquence de transit.

III-5-4 Différents modes d'oscillations

- Si un échantillon où $n_0 l > 10^{12} \text{cm}^{-2}$ est connecté à un circuit résonnant, trois modes possibles suivant que le domaine à haut champ se déplace normalement d'une électrode à l'autre (mode Gunn),

est annihilé avant son arrivée à l'anode (mode à étouffement, quenched mode), ou est tel que sa formation est plus ou moins retardée (inhibited mode).

- Le mode LSA (limited space-charge accumulation mode) est obtenu lorsque, dans certaines conditions, on place un circuit résonnant en parallèle avec l'échantillon, de telle sorte que le champ total devienne inférieur au champ du seuil durant une partie du cycle.

- Le critère d'oscillation LSA s'obtient facilement en écrivant que la période $1/f$ doit être plus importante que le temps de relaxation diélectrique à champ $E > E_s$ pour permettre la disparition, à chaque période de la charge accumulée, mais bien plus petite (au moins trois fois) que le temps de relaxation diélectrique à champ $E > E_s$ pour empêcher toute formation de distribution de charges additionnelles soit:

$$\frac{\varepsilon}{qn_0\mu_0} \leq \frac{1}{f} \leq 3 \cdot \frac{\varepsilon}{qn_0|\mu|} \quad (\text{III-65})$$

Avec μ_0 mobilité à faible champ, $|\mu|$ valeur absolue de la mobilité négative.

- Pour la cas de l'AsGa , la condition d'établissement des oscillations s'écrit:

$$1.4 \times 10^3 \leq \frac{n_0}{f} \leq 2 \times 10^5 \text{ s/cm}^3 \quad (\text{III-66})$$

- En pratique, le mode LSA oscille pour:

$$10^4 \leq \frac{n_0}{f} \leq 2 \times 10^5 \text{ s/cm}^3 \quad (\text{III-67})$$

- On obtient des oscillations dépassant 100 GHz, avec des rendements atteignant 3 à 10% de puissance égale à plusieurs centaines de milliwatts à 10 GHz.

Chapitre V

Oscillateurs microondes

V-1 Introduction

Les oscillateurs électroniques sont des éléments essentiels dans les systèmes embarqués et dans les équipements de communication. Dans un système de télécommunications ils sont utilisés au niveau de l'émetteur pour produire une porteuse qui peut être modulée en amplitude, en fréquence ou en phase. De même, dans le récepteur, l'oscillateur est utilisé de manière à faciliter la restitution de l'information. Un oscillateur est considéré comme un dispositif électronique permettant la conversion d'une puissance continue d'alimentation P_0 en une puissance P_1 alternative à une fréquence f_0 déterminée. Dans l'oscillateur il est possible de définir certains éléments essentiels:

- * Un circuit actif qui fournit de l'énergie
- * Une chaîne de réaction, nécessaire pour la création d'une oscillation
- * Un élément sélectif permettant de choisir la fréquence de l'oscillation à générer.

La figure V-1 montre le schéma général d'un oscillateur, dans lequel le circuit actif est schématisé par un amplificateur et l'élément sélectif par un filtre passe-bande

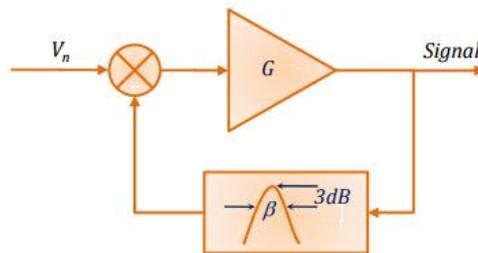


Figure V-1: Schéma général d'un oscillateur

Dans un oscillateur le démarrage des oscillations est dû au bruit qui est modélisé dans la figurecomme une source externe nommée V_n .

V-2 Conditions d'oscillation

Ce bruit, après passage sur le filtre et l'amplificateur peut constituer le signal voulu. En plus, la naissance d'une oscillation est soumise aux conditions de Barkhausen:

- Le gain du circuit actif doit compenser les pertes dans la boucle:

$$|\beta| \cdot |G| = 1 \quad (\text{V-1})$$

- La phase dans la boucle est donnée par:

$$\arg(\beta) + \arg(G) = 2k\pi \quad (\text{V-2})$$

où β et G sont les fonctions de transfert du circuit actif et de l'élément sélectif respectivement et k est un nombre entier.

D'une façon générale, un oscillateur peut être représenté par la figure.....

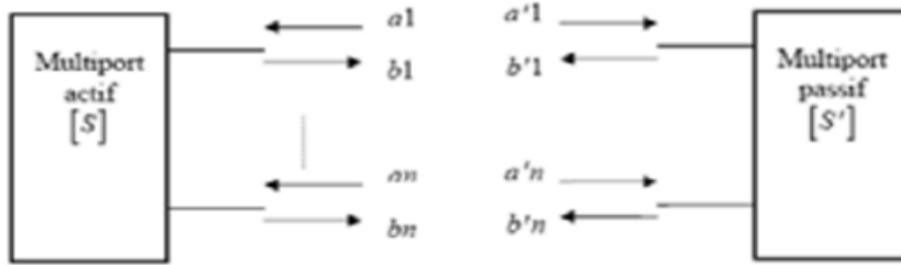


Figure V-2: Représentation générale d'un oscillateur

Nous notons:

$$[b] = [S]. [a]$$

et

(V-3)

$$[b'] = [S']. [a']$$

comme

$$\begin{cases} [b] = [a'] \\ [a] = [b'] \end{cases}$$

(V-4)

Alors

$$([S]. [S'] - [1]). [a'] = 0 \text{ et } \det ([S]. [S'] - [1]). [a'] = 0$$

* Dans le cas d'un seul port, nous avons

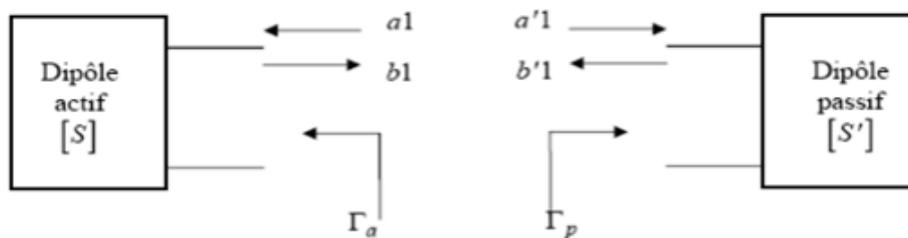


Figure V-3: Oscillateur à un seul port

Nous avons: $[S'] = \Gamma_p$ et $[S] = \Gamma_a$

Et les conditions d'oscillations, s'expriment alors:

$$\Gamma_p \cdot \Gamma_a - 1 = 0 \tag{V-5}$$

et aussi

$$\arg(\Gamma_p) + \arg(\Gamma_a) = 2k\pi \tag{V-6}$$

V-3 Oscillateurs à diodes

Les diodes sont particulièrement utilisées pour la réalisations des oscillateurs dans les domaines de fréquences microondes, millimétriques et des THz, elles remplacent les transistors lorsque ce dernier ne fonctionne plus, c'est à dire à des fréquences supérieures à la centaines de GHz et également lorsque la puissance délivrée par les transistors est trop faible.

Trois types de diode permettent de réaliser un oscillateur: les diodes à effet Tunnel, les diodes IMPATT et les diodes Gunn. Ils ont la caractéristique d'avoir une zone de fonctionnement à résistance négative (voir Fig.V-4)

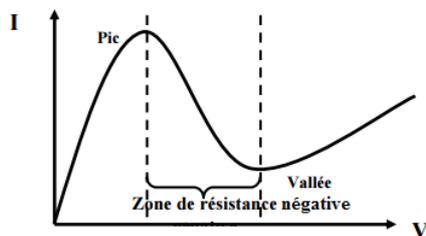


Figure V-4:caractéristique courant-tension d'un diode à résistance négative

Un oscillateur est donc un circuit actif non linéaire qui génère un signal. La figure V-5 représente ce fonctionnement de point de vue microondes. Nous plaçons deux charges en parallèle, en supposant que l'impédance Z_{in} pour représenter l'impédance du composant actif (la diode) et l'impédance Z_L de la charge (Fig V-5).

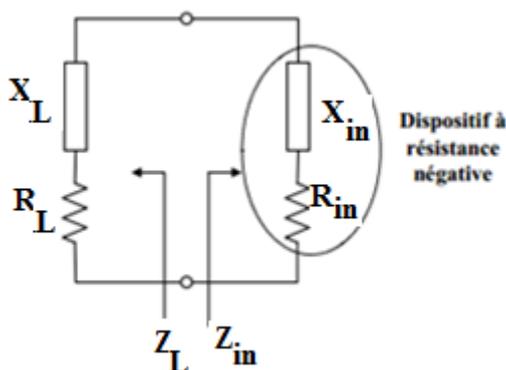


Figure V-5: Structuré d'un oscillateur à résistance négative.

Où : $Z_L=R_L + j X_L$ et $Z_{in}=R_{in} + jX_{in}$

En appliquant la loi de Kirchhoff au circuit de la figure , on obtient:

$$(Z_L + Z_{in}).I = 0 \tag{V-7}$$

Le courant I est non nul, ce qui implique:

$$\begin{cases} R_L + R_{in} = 0 \\ X_L + X_{in} = 0 \end{cases} \tag{V-8}$$

Comme Z_L est passive, donc $R_L > 0$, donc $R_{in} < 0$ (résistance négative) pour avoir une oscillation, de plus $X_L = -X_{in}$ qui donne la condition d'oscillation, qui peut s'écrire comme suit:

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = \frac{-Z_{in} - Z_0}{-Z_{in} + Z_0} = \frac{1}{\Gamma_{in}} \tag{V-9}$$

Finalement la condition d'oscillation s'écrit:

$$\Gamma_L \cdot \Gamma_{in} = 1 \text{ ou } Z_L + Z_{in} = 0 \tag{V-10}$$

C'est la condition limite, en général pour démarrer une oscillation, il est préférable de choisir:

$$\Gamma_L \cdot \Gamma_{in} > 1 \text{ ou } Z_L + Z_{in} < 0 \quad (\text{V-11})$$

Exemple: Conception d'un oscillateur à résistance négative

Un oscillateur à un port utilise une diode à résistance négative ayant $\Gamma_{in} = 1.25 \angle 40^\circ$ ($Z_0=50\Omega$) pour une fréquence de 6GHz. On veut concevoir un réseau d'adaptation de charge pour une impédance de charge égale à 50Ω .

Solution:

Sachant Γ_{in} on peut à partir de l'abaque de Smith de trouver Z_{in} .

$$Z_{in} = -44 + j123 \Omega$$

Et selon l'équation (V-8), on aura:

$$Z_L = 44 - j123 \Omega$$

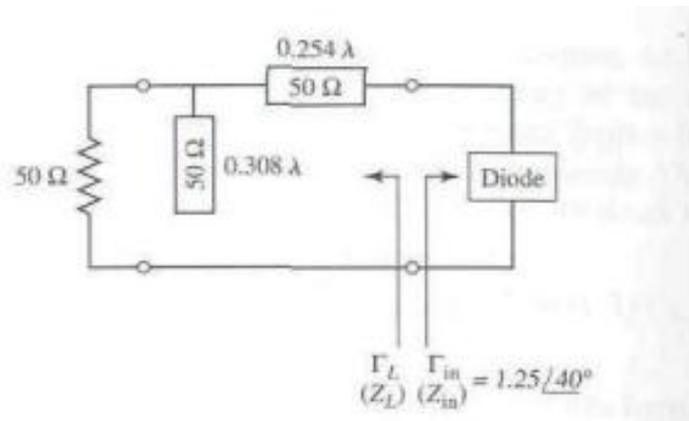


Figure V-6: Configuration d'un oscillateur à diode de résistance négative

Un stub et un tronçon en série peuvent convertir la charge de 50Ω à Z_L (Fig. V-6).

V-4 Oscillateurs à Transistors

Contrairement à la conception de l'amplificateur, on obtient un oscillateur lorsque le transistor est potentiellement instable, c'est à dire lorsque le facteur de Rollet K est inférieur à 1. Dans ce cas, on va choisir comme impédances en entrée et en sortie du transistor, des impédances qui se trouvent dans l'abaque de Smith qui rendent le circuit instable. La figure représente ces zones pour la conception d'un oscillateur et pour les différentes valeurs du paramètre Δ , ce sont les zones inverses à ceux correspondantes à l'amplificateur.

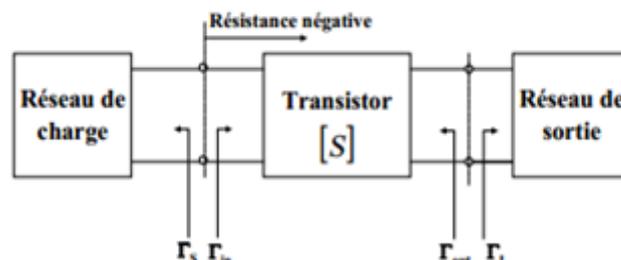


Figure V-7 : Configuration d'un oscillateur à transistor

Les oscillateurs à Transistors sont à base de FET ou de transistors bipolaires, et les configurations utilisées sont Base commune ou émetteur commun pour les bipolaires et source commune ou grille commune pour les FET.

- Cercle de stabilité en sortie:

Γ_L doit être choisi de telle manière que Z_L produise une résistance négative en entrée, et Z_s doit être choisie pour être adaptée à Z_{in} . Ce qui permet d'avoir: $R_s + R_{in} < 0$ En pratique on choisit $R_s = -R_{in}/3$, et pour le circuit résonnant $X_s = -X_{in}$.

Lorsque l'oscillation aura lieu entre le réseau de charge et le transistor, l'oscillation se produira simultanément au port de sortie. Pour une oscillation à l'état stationnaire au port d'entrée, on doit avoir conformément à l'équation V- : $\Gamma_L \cdot \Gamma_{in} = 1$ et en utilisant l'équation 11.6a après remplacement de Γ_L par Γ_T du réseau de sortie, on aura:

$$\Gamma_{in} = \frac{1}{\Gamma_L} = S_{11} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_T}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_T} = \frac{S_{11} - \Delta \Gamma_L}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_L} \quad (V-12)$$

Où $\Delta = S_{11} \cdot S_{22} - S_{12} \cdot S_{21}$. On obtient alors:

$$\Gamma_T = \frac{1 - S_{11} \Gamma_L}{S_{22} - \Delta \Gamma_L} \quad (V-13)$$

Et à partir de l'équation , on tire

$$\Gamma_{out} = S_{22} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_T}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_T} = \frac{S_{22} - \Delta \Gamma_L}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_L} \quad (V-14)$$

Ce qui montre bien que $\Gamma_T \cdot \Gamma_{out} = 1$ et par conséquent $Z_T = -Z_{out}$, donc la condition d'oscillation du réseau de sortie est satisfaite.

*** Exemple de réalisation d'un oscillateur à Transistor**

Conception d'un oscillateur à 4 GHz à base de transistor FET source commune en AsGa, avec une inductance de 5 nH en série avec la grille pour augmenter l'instabilité. On donne:

$$Z_0 = 50 \Omega, S_{11} = 0.72 \angle -116^\circ, S_{21} = 2.60 \angle 76^\circ, S_{12} = 0.03 \angle 57^\circ, S_{22} = 0.73 \angle -54^\circ$$

Solution

La première étape est de trouver les nouveaux paramètres S correspondants à la configuration d'un transistor à source commune en série avec une inductance:

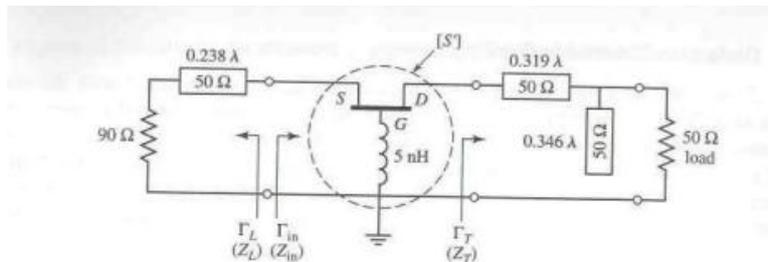


Figure V-8: Transistor à source commune en série avec une inductance

$$S_{11}' = 2.18 \angle -35^\circ, S_{21}' = 2.75 \angle 96^\circ, S_{12}' = 1.26 \angle 18^\circ, S_{22}' = 0.52 \angle 155^\circ$$

On remarque que $|S'_{11}|$ est sensiblement plus grand que $|S_{11}|$, ce qui implique que cette configuration est plus instable que celle d'une source commune.

- Cercles de stabilité en sortie:

$$C_L = \frac{(S'_{22} - \Delta' S'_{11}^*)^*}{|S'_{22}|^2 - |\Delta'|^2} = 1.08 \angle 33^\circ$$

$$R_L = \left| \frac{S'_{12} S'_{21}}{|S'_{22}|^2 - |\Delta'|^2} \right| = 0.665$$

Etant donné que $|S'_{11}| = 2.18 > 1$, la région stable est à l'intérieur du cercle de stabilité comme le montre la figure V-8.

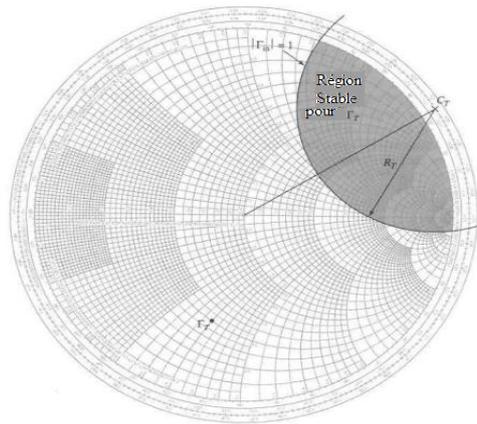


Figure V-9: Région de stabilité de l'oscillateur

L'objectif est d'avoir $|\Gamma_{in}|$ grand, cela est possible pour plusieurs valeurs de Γ_T sis dans la partie opposée au cercle de stabilité dans l'abaque de Smith. On choisit $\Gamma_T = 0.59 \angle -104^\circ$.

Ensuite, on peut insérer un stub pour le réseau d'adaptation pour convertir une charge de 50Ω à $Z_T = 20 - j35 \Omega$. (voir Fig. V-7).

Pour cette valeur donnée de Γ_T , on calcule Γ_{in} comme suit:

$$\Gamma_{in} = S'_{11} + \frac{S'_{12} \cdot S'_{21} \cdot \Gamma_T}{1 - S'_{22} \cdot \Gamma_T} = 3.96 \angle -2.4^\circ$$

Donc: $Z_{in} = -84 + j1.9 \Omega$ et par conséquent:

$$Z_L = \frac{-R_{in}}{3} - jX_{in} = 28 + j1.9 \Omega.$$

V-5 Oscillateurs à diélectriques résonnants:

La stabilité d'un oscillateur peut être améliorée par l'utilisation d'un réseau de réglage de haut facteur de qualité Q. Une cavité diélectrique résonnante peut avoir un facteur Q élevé (plusieurs milliers), et compact et facilement intégrée à une structure planaire. Elle peut être réalisée d'un céramique ayant une excellente stabilité en température. Pour ces raisons, les oscillateurs à diélectriques résonnants (DRO) sont largement utilisés dans les bandes de fréquences micro ondes et millimétriques. Un résonateur diélectrique est usuellement utilisé couplé avec une ligne micro bande.

La force du couplage est déterminée par l'espacement d , entre le résonateur et la ligne micro bande. Du fait que le couplage est fait par un champ magnétique, le résonateur apparaît comme une charge en série avec la ligne micro bande. Dans le circuit équivalent de la structure montrée par la Figure (V-10), le résonateur est modélisé par un circuit RLC, et le couplage par le rapport N d'un transformateur. L'impédance série Z vue par la ligne micro ruban est donnée par:

$$Z = \frac{N^2 R}{1 + 2jQ\Delta\omega/\omega_0} \quad (V-15)$$

Avec: $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, où ω_0 est la pulsation de résonance.

Et
$$Q = \frac{R}{\omega_0 L} = RC\omega_0 \quad (V-16)$$

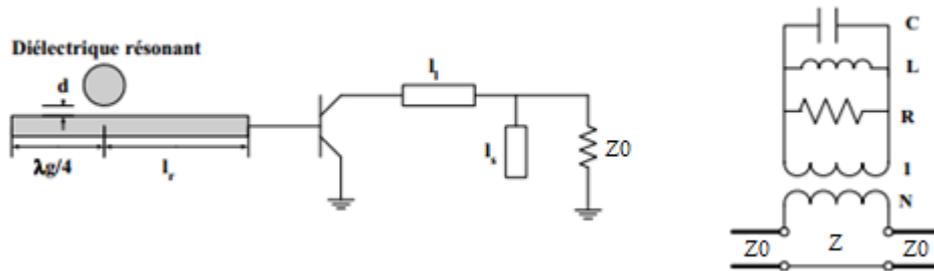


Figure V-10: Schéma équivalent d'un DRO

A la résonance, la longueur d'onde dans le résonateur est égale à son diamètre D . La fréquence de résonance dépend de ϵ_r , du diamètre du cylindre et de son environnement (Fig. V-11)

$$f_0 = \frac{c}{D\sqrt{\epsilon_r}} \quad (V-16)$$

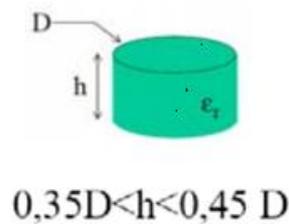


Figure V-11: Résonateur diélectrique

Le coefficient de couplage entre la ligne et le diélectrique est défini par:

$$\square \beta = \frac{Q}{Q_c} = \frac{\frac{R}{\omega_0 L}}{\frac{R_L}{L\omega_0 N^2}} = \frac{RN^2}{2Z_0} \quad (V-17)$$

Où $R_L = 2Z_0$ est la résistance des deux tronçons de ligne de part et d'autre du diélectrique. Dans le cas où un des tronçons de ligne ouverte a une longueur $\lambda/4$ (ramène un court-circuit), $R_L = Z_0$.

A la résonance, le coefficient de réflexion est donné par:

$$\Gamma = \frac{(Z_0 + N^2 R) - Z_0}{(Z_0 + N^2 R) + Z_0} = \frac{\square}{\square + 1} \quad (V-18)$$

Bibliographie

[1] P.F.Combes, J.Graffeuil, J.F.Sautereau, " Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes", Collection Dunod 1985.

[2] G.Gonzalez, " Microwave Transistor Amplifiers Analysis and Design", PRENTICE HALL, Englewood Cliffs, New Jersey 1984.

[3] A.Deville, D.Deville, "Circuits spécialisés de l'électronique actuelle", Ellipses Edition Marketing S.A, 2005.

[4] Ch.Gentili, " Amplificateurs et oscillateurs micro-ondes", Collection Technologies, Edition Masson, Paris, 1984.

[5] D.M.Poazar, " Microwave engineering", Deuxième édition, John Wiley & Son Inc.