

REPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix - Travail – Patrie

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
POLYTECHNIQUE



REPUBLIC OF CAMEROUN
Peace - Work – Fatherland

UNIVERSITY OF YAOUNDE I

NATIONAL ADVANCED SCHOOL
OF ENGINEERING

MASTER PRO 2 EN TELECOMMUNICATIONS

DISPOSITIFS ET CIRCUITS MICRO-ONDE

INTRODUCTION AUX MICRO-ONDES

Equipe des concepteurs :

- Olivier VIDEME

Le contenu est placé sous licence /creative commons/ de niveau 5 (Paternité, Pas d'utilisation commerciale, Partage des conditions initiales à l'identique)..



INTRODUCTION AUX MICRO-ONDES

1) Définition

On appelle micro-onde (microwave en anglais) ou hyperfréquence la bande de fréquences auxquelles les dimensions géométriques des objets utilisés sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde électromagnétique.

Ce sont en général des ondes électromagnétiques de longueur d'onde intermédiaire entre l'infrarouge et les ondes de radiodiffusion.

2) Le spectre radiofréquence

Dans le spectre radiofréquence qui s'étend des fréquences extrêmement basses aux fréquences extrêmement hautes (EHF) nous pouvons situer les micro-ondes entre les hautes fréquences et les fréquences extrêmement hautes (EHF) qui évoluent par décade comme l'indique le tableau 1 ci-dessous.

Ondes électromagnétiques	fréquences
Extrêmement basses fréquences (ELF)	3Hz à 300Hz
Fréquences audio (VF)	0.3 à 3KHz
Très basses fréquences (VLF)	3 à 30KHz
Basses fréquences (LF)	30 à 300KHz
Fréquences moyennes (MF)	0.3 à 3MHz
Hautes fréquences (HF)	3 à 30MHz
Très hautes fréquences (VHF)	30 à 300MHz
Fréquences ultra hautes (UHF)	0.3 à 3GHz
Fréquences super hautes (SHF)	3 à 30GHz
Fréquences extrêmement hautes (EHF)	30 à 300GHz

Tableau 1 : Spectre radiofréquence et micro-onde

Les micro-ondes sont souvent réparties en gammes de fréquences correspondant à des bandes normalisées d'utilisation de guides d'ondes comme le montre le tableau 2 ci-dessous :

Désignation	Gammes de fréquences (GHz)
Bande L	de 1 à 2
Bande S	de 2 à 4
Bande C	de 4 à 8
Bande X	de 8 à 12
Bande K _u	de 12 à 18
Bande K	de 18 à 26
Bande K _a	de 26 à 40
Bande Q	de 30 à 50
Bande U	de 40 à 60
Bande V	de 46 à 56
Bande W	de 56 à 100

Tableau 2 : Bandes de fréquences micro-ondes

2) Propriétés caractéristiques des micro-ondes

Les micro-ondes ont la principale propriété de pénétrer au cœur de matériaux de type diélectriques à pertes entraînant ainsi la dissipation de l'énergie.

3) Historique

Les bases théoriques des micro-ondes sont l'œuvre de Maxwell théoricien fondateur de l'électromagnétisme moderne qui formula dans les années 1860, les célèbres équations connues aujourd'hui sous l'appellation « équation de Maxwell » publiées en 1873 dans son traité sur l'électricité et le magnétisme.

En 1888 Hertz fut le premier à démontrer l'existence des ondes électromagnétiques en construisant un appareil produisant des ondes radios à une fréquence de l'ordre de 1GHz. A la même période un groupe expérimental de chercheurs se forme « the Hertzians » et un membre du groupe exposa sur les phénomènes électromagnétiques lors d'une conférence.

En 1897 Rayleigh démontra théoriquement la possibilité de faire propager des ondes dans des tuyaux métalliques creux à section rectangulaire ou circulaire.

Les expériences de Marconi dans les années 1890 montrèrent qu'il était possible d'établir une liaison entre deux points de la Terre par propagation d'onde radioélectrique en espace libre.

Au début du 20^{ème} siècle, Bose a développé un détecteur semiconducteur à 60GHz, des guides d'ondes rectangulaires, des cornets. Les radios ou télécommunications modernes voient le jour avec les travaux de Kennelly et de Heaviside.

Durant une bonne période le sujet disparaît. L'électronique micro-onde n'intéresse plus personne et il faut attendre une trentaine d'années pour voir Schelkunoff et d'autres redécouvrir et développer le sujet. Ce passage à vide est dû sans doute au succès des ondes longues en radio qu'à la difficulté d'engendrer des ondes électromagnétiques micro-ondes.

En 1920 les premières émissions de radiodiffusion eurent lieu.

Dans les années 1930 le radar se développe rapidement avec la naissance du magnétron tube générateur de haute puissance micro-onde.

Outre le radar, les communications par satellite ont été une étape majeure du développement des micro-ondes et techniques associées.

Entre 1970 et 1980, l'usage de l'informatique et l'apparition des télécommunications numériques a fait négliger les micro-ondes par d'aucuns.

Dès lors, le développement des micro-ondes fut considérable et les applications nombreuses et importantes.

4) Evolution des technologies des circuits micro-ondes

Pendant longtemps le guide d'onde fermé (conventionnel) a fait l'objet d'une utilisation courante en micro-onde. Actuellement la plupart des circuits de télécommunication travaillant aux environs de 10GHz sont réalisés en technologie planaire. En bref nous disons que la technologie des circuits micro-ondes a rapidement évolué durant la dernière décade vers l'utilisation de circuits planaires.

4) Avantages et inconvénients de la technologie planaire

La technologie planaire consiste à graver les éléments de circuits sur un substrat diélectrique approprié. Elle s'est développée en raison de nombreux avantages qu'elle offre : réduction d'encombrement et de coût qui compense largement les coûts de recherche et de développement. Les circuits micro-ondes réalisés en technologie des circuits imprimés ont cependant quelques limitations dont la plus fondamentale reste leur faible capacité de

dissipation de puissance vu la taille des dispositifs et la faible conductivité thermique des semi-conducteurs par rapport aux métaux.

5) Applications

Les micro-ondes ne sont connues du grand public que par les fours qui ont pris place dans les cuisines ces dernières années. Or ses applications sont aussi nombreuses que variées. Citons entre autres

Dans l'industrie avec les télécommunications et des systèmes, tels que le radar, l'effet du rayonnement micro-onde sur les pertes diélectriques de l'eau.

En médecine l'hyperthermie micro-onde permet le traitement des tumeurs cancéreuses.

En radioastronomie avec la mise au point des radiotélescopes.

En électronique avec la réalisation des oscillateurs, amplificateurs, mélange et multiplication de fréquences

En radiométrie avec l'évaluation des caractéristiques physiques ou naturelles de la zone d'observation (télédétection) ; mesure des paramètres physiques divers tels que distance, position, épaisseur, vitesse, déformation etc.

La navigation, la surveillance le guidage des armes.

Nous donnons dans le tableau 3 ci-dessous quelques applications micro-ondes en fonction de leur bande de fréquence.

Ondes électromagnétiques	Applications
Extrêmement basses fréquences (ELF)	Transport et distribution de l'électricité ; Electroménager
Fréquences audio (VF)	Transmission de données vocales ; Métallurgie ; Chauffage par induction
Très basses fréquences (VLF)	Radio-communications
Basses fréquences (LF)	Radiodiffusion GO; Fours à induction
Fréquences moyennes (MF)	Radiodiffusion MO-PO; Diathermie médicale
Hautes fréquences (HF)	Soudage ; Collage
Très hautes fréquences (VHF)	Télévision ; Radio FM
Fréquences ultra hautes (UHF)	Télévision ; Radars ; Téléphones mobiles ; Fours à micro-ondes ; Hyperthermie médicale
Fréquences super hautes (SHF)	Radars ; Alarmes anti-intrusion
Fréquences extrêmement hautes (EHF)	Radars ; Communication par satellite

Tableau 3 : Quelques applications micro-ondes et leur bande de fréquences.

REPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix - Travail – Patrie

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
POLYTECHNIQUE



REPUBLIC OF CAMEROUN
Peace - Work – Fatherland

UNIVERSITY OF YAOUNDE I

NATIONAL ADVANCED SCHOOL
OF ENGINEERING

MASTER PRO 2 EN TELECOMMUNICATIONS

DISPOSITIFS ET CIRCUITS MICRO-ONDE

Leçon 1 : LA DIODE A JONCTION PN

Equipe des concepteurs :

- Olivier VIDEME

Le contenu est placé sous licence /creative commons/ de niveau 5 (Paternité, Pas d'utilisation commerciale, Partage des conditions initiales à l'identique)..



Leçon 1 : LA DIODE A JONCTION PN

1. MISE EN CONTACT D'UN SEMI-CONDUCTEUR N AVEC UN SEMI-CONDUCTEUR P : DESCRIPTION DES PHENOMENES

On considère un échantillon (barreau de monocristal) semi-conducteur dopé avec N_D atomes donneurs par cm^3 . Il est à l'équilibre à la température ordinaire (ne subit aucune excitation électrique, lumineuse ou thermique) : il possède $n_{no} = N_D$ électrons libres (ce sont ses porteurs *majoritaires*) et $p_{no} = n_i^2/N_D$ trous (ses porteurs *minoritaires*) par cm^3 .

NB : L'indice n est utilisé pour signifier qu'on parle de l'échantillon dopé de type N, et le second indice « zéro » pour signifier qu'on est à l'équilibre.

On considère d'autre part un échantillon du même monocristal semiconducteur dopé avec N_A atomes accepteurs par cm^3 , lui-aussi à l'équilibre à la température ordinaire : il possède $p_{po} = N_A$ trous (qui sont ses porteurs *majoritaires*) et $n_{po} = n_i^2/N_A$ électrons libres (ses porteurs *minoritaires*) par cm^3 .

NB : L'indice p est utilisé pour signifier qu'on parle de l'échantillon dopé de type P.

Remarque : Dans chaque échantillon à l'équilibre, la loi d'action de masse s'applique et permet, connaissant le nombre des porteurs majoritaires (apportés principalement par le dopage), de calculer le nombre des porteurs minoritaires :

$n_{no} p_{no} = n_i^2$ dans le barreau de type N

$p_{po} n_{po} = n_i^2$ dans le barreau de type P

n_i (nombre de paires créées par cm^3) étant connu pour le semi-conducteur considéré à une température donnée.

La neutralité électrique est vérifiée dans chaque échantillon, non seulement de façon globale, mais aussi de façon locale (c'est-à-dire dans n'importe quel petit élément de volume).

Réalisons une jonction PN, c'est-à-dire : mettons les deux échantillons en contact *parfait* (on entend par-là que ce contact permet aux porteurs de passer librement d'un barreau monocristallin à l'autre). On admettra que la surface de contact entre les deux barreaux est un plan, qu'on appellera *plan de jonction*. Comme il y a très peu d'électrons libres dans le barreau P, les électrons libres du barreau N vont diffuser dans le barreau P. De même, comme il y a très peu de trous dans le barreau N, les trous du barreau P vont diffuser dans le barreau N.

Les porteurs qui changent de barreau perdent leur qualité de majoritaire. En franchissant le plan de jonction pour entrer dans le barreau P, les électrons libres deviennent des porteurs minoritaires. Par conséquent, dans une région du barreau P voisine du plan de jonction, les électrons libres minoritaires sont en nombre excédentaire. Les électrons libres en excès vont, on le sait, se recombiner avec des trous. Dans ce processus, l'électron libre et le trou disparaissent tous les deux. L'invasion du barreau P par les électrons libres diffusant depuis le barreau N (on dit plutôt : l'*injection* des électrons libres dans le barreau P) a pour conséquence de faire disparaître un certain nombre de trous du barreau P dans la région voisine du plan de jonction. La neutralité électrique est donc détruite *dans cette région* où, avant l'injection, on avait :

somme des charges positives $p_{po} =$ somme des charges négatives $N_A + n_{po}$

Après l'injection des électrons libres qui diffusent et leur recombinaison, on a, dans cette région, un déficit de charges positives. On dit que *la charge volumique (en coulomb par cm^3) est négative dans la région du barreau P qui est voisine du plan de jonction.*

De la même façon, en franchissant le plan de jonction pour entrer dans le barreau N, les trous deviennent des porteurs minoritaires. Par conséquent, dans une région du barreau N voisine du plan de jonction, les trous minoritaires sont en nombre excédentaire. Les trous en excès vont se recombiner avec des électrons libres (très nombreux du côté N). Dans ce processus, l'électron libre et le trou disparaissent tous les deux. L'*injection* des trous dans le barreau N a pour conséquence de faire disparaître un certain nombre d'électrons libres du barreau N dans la région voisine du plan de jonction. La neutralité électrique est donc détruite *dans cette région* où, avant l'injection, on avait :

somme des charges négatives n_{no} = somme des charges positives $N_D + p_{no}$

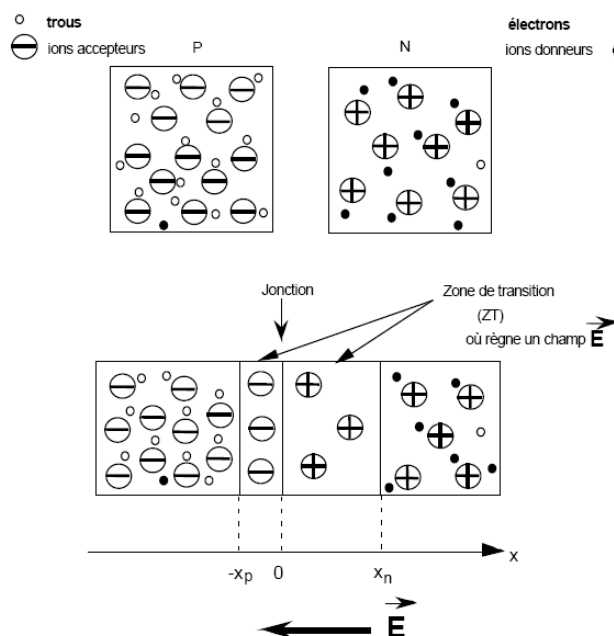
Après l'injection des trous qui diffusent et leur recombinaison, on a, dans cette région, un déficit de charges négatives.

On dit que *la charge volumique (en coulomb par cm^3) est positive dans la région du barreau N qui est voisine du plan de jonction.*

Cette distribution de charges (positives du côté N, négatives du côté P) est à l'origine du champ électrique E qui règne au voisinage du plan de jonction. La région entourant le plan de jonction est appelée *zone de transition* (en abrégé : ZT).

Un équilibre est atteint lorsque ce champ électrique est assez fort pour « contenir » la diffusion (le champ, dirigé des charges + vers les charges -, c'est-à-dire de N vers P, s'oppose au déplacement des porteurs qui diffusent).

Dans la jonction, le potentiel électrique V est plus élevé du côté N (où la densité de charge d'espace est positive) que du côté P (où la densité de charge d'espace est négative). A ce saut de potentiel correspond une variation de l'énergie potentielle W des porteurs. On parle à ce propos de la *barrière de potentiel* qui, lorsque le nouvel équilibre est atteint, s'oppose à la diffusion des porteurs.



CHAMP ELECTRIQUE DU AUX CHARGES FIXES DECOUVERTES :

- Le cristal P, appauvri en trous, s'est chargé négativement,
- Le cristal N, appauvri en électrons, s'est chargé positivement

Figure 1 : Un champ électrique E règne dans la ZT d'une jonction PN: il est toujours dirigé de N vers P

2. CALCUL DE LA TENSION DE DIFFUSION D'UNE JONCTION

On peut calculer la valeur du saut de potentiel, appelé généralement *tension de diffusion* et désigné par V_D en écrivant que le courant dû aux électrons libres qui traversent la jonction est nul. Ce courant peut être considéré comme la somme :

- d'un courant de diffusion j_{dn} véhiculé par les électrons qui diffusent de N vers P ;
- d'un courant de conduction j_n dont le champ électrique E est responsable

$$j_{\text{total}} = 0 = j_{dn} + j_n$$

soit encore :

$$0 = qD_n \frac{dn}{dx} + qn \mu_n E$$

il vient :

$$\frac{dn}{dx} = -\frac{q}{KT} nE$$

On intègre les deux membres de l'équation précédente entre les limites $-x_p$ et x_n de la zone de transition, l'origine des x étant prise au plan de jonction :

$$\int_{-x_p}^{x_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx = -\frac{q}{KT} \int_{-x_p}^{x_n} E dx$$

$$\ln(n[x_n]) - \ln(n[-x_p]) = \frac{q}{KT} [V(x_n) - V(-x_p)]$$

$$\frac{KT}{q} \ln \left[\frac{N_D}{\frac{n_i^2}{N_A}} \right] = V_D$$

$$V_D = \frac{KT}{q} \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] \quad (1)$$

La tension de diffusion (ainsi nommée parce qu'elle s'oppose à la diffusion des porteurs) dépend des dopages N et P, et aussi de la température.

3. MODELE DE SHOCKLEY POUR LA BARRIERE DE POTENTIEL

3.1 Expression du champ électrique E

L'équation de POISSON, relie le nombre volumique de charges $C(x)$ au champ :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{C(x)}{\epsilon} \quad (2)$$

ϵ = permittivité diélectrique du semi-conducteur = $\epsilon_0 \epsilon_r$

ϵ_0 = permittivité diélectrique du vide;

ϵ_r = constante diélectrique du semi-conducteur.

On intègre l'équation de POISSON en faisant l'hypothèse que la ZT est vide de porteurs.

La figure 2 montre la répartition des charges : les aires rectangulaires sont égales par raison de neutralité, et la ZT s'étend davantage dans la région la moins dopée.

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (3)$$

Intégrons séparément dans les deux régions de la zone de transition :

Dans la ZT côté P ($-X_p < X < 0$) :

$$C(x) = -qN_A \quad (4)$$

$$dE/dx = -qN_A / e$$

$$E(x) = (-qN_A / e) x + C1$$

$$\text{Condition limite } E(-x_p) = 0$$

dans la ZT côté N ($0 < X < X_n$) :

$$C(x) = +qN_D \quad (4_{bis})$$

$$dE/dx = +qN_D / e$$

$$E(x) = (+qN_D / e) x + C2$$

$$\text{Condition limite } E(x_n) = 0$$

(champ nul dans les régions neutres)

d'où :

$$(5) \quad E(x) = -\frac{qN_A}{e}(x + x_p)$$

$$E(x) = \frac{qN_D}{e}(x - x_n) \quad (5^{bis})$$

La figure 3 montre la variation du champ électrique, qui est maximum en $x=0$, c'est-à-dire dans le plan de jonction, où il prend la même valeur du côté P et du côté N :

$$E_M = -qN_A x_p / e = -qN_D x_n / e \quad (6)$$

(on retrouve l'équation 3).

3.2 Relation entre la hauteur de barrière et l'épaisseur de la ZT.

Ecrivons que la différence de potentiel existant entre les limites de la ZT est la tension de diffusion V_D (cf : figure 4) :

$$V_D = V(x_n) - V(-x_p) = - \int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx = - \int_{-x_p}^0 E(x) dx - \int_0^{x_n} E(x) dx$$

$$V_D = (q/2e)(N_A x_p^2 + N_D x_n^2)$$

- relation entre V_D et x_p :

$$N_D x_n^2 = (N_D x_n)^2 / N_D = (N_A x_p)^2 / N_D \quad \text{compte tenu de (3)}$$

$$\text{d'où : } V_D = (q x_p^2 N_A^2 / 2e) [(1/N_A) + (1/N_D)] \quad (6.a)$$

Il vient :

$$x_p = \frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{2e}{q} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} V_D} \quad (6.b)$$

- relation entre V_D et x_n :

de même, en remplaçant $N_A^2 x_p^2$ par $N_D^2 x_n^2$ dans (6.a) :

$$x_n = \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{2e}{q} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} V_D} \quad (6.c)$$

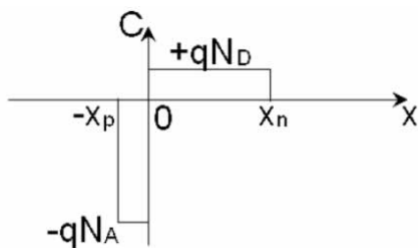


Figure 2 : Répartition de la charge volumique (modèle de la jonction abrupte)

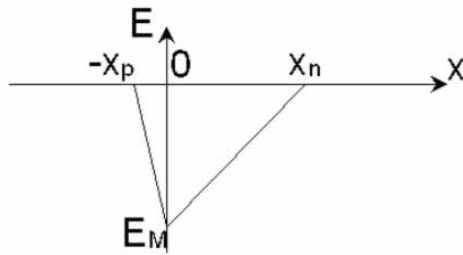


Figure 3 : Variation du champ électrique dans la ZT d'une jonction PN

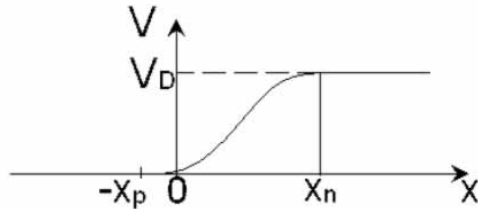


Figure 4 : Variation du potentiel dans la ZT d'une jonction PN

D'où l'épaisseur totale de la ZT :

$$w_0 = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2e}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_D} \quad (7)$$

En pratique une jonction PN est dissymétrique avec, par exemple, $N_A \gg N_D$. Dans ce cas, d'après (3) $x_p \ll x_n$, et l'expression (7) se simplifie :

$$w_0 = x_n = \sqrt{\frac{2e}{q} \frac{1}{N_D} V_D}$$

Relation entre E_M , V_D et w_0 :

$$V_D = \int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx = - (\text{aire du triangle de champ}) = - \frac{w_0 E_M}{2}$$

$$V_D = \frac{w_0 |E_M|}{2} \quad (8)$$

4. LA JONCTION PN EN TANT QUE DIODE

La propriété essentielle d'une jonction PN est de permettre le passage du courant électrique dans un sens et pas dans l'autre : la jonction PN est une diode.

En polarisation *inverse*, c'est-à-dire lorsque le pôle + de la source de tension est connecté au côté N de la jonction, les trous du côté P et les électrons libres du côté N sont écartés du plan de jonction. Par suite, la zone de transition s'élargit : la région de charge d'espace négative s'étend davantage dans la région P et la région de charge d'espace positive s'étend davantage dans la région N. Le champ électrique régnant dans la zone de transition est renforcé, et il fait circuler à travers la jonction des courants de conduction qui, tout en restant très faibles, sont plus importants qu'en l'absence de tension appliquée. Un premier courant est véhiculé par des électrons libres (minoritaires) provenant du côté P, et un second courant par des trous (minoritaires) provenant du côté N. Ces courants de conduction sont plus grands que les courants de diffusion qu'ils annulaient exactement en l'absence de tension

appliquée. Un courant résultant non nul (mais très faible) circule à travers la jonction : c'est le *courant de saturation inverse*.

La polarisation est *directe* lorsque le pôle + de la source de tension est connecté au côté P de la jonction. Dans ce cas, et si l'on admet que la tension appliquée se retrouve intégralement appliquée aux limites de la zone de transition, le saut de potentiel est plus petit qu'en l'absence de polarisation. Le champ électrique correspondant est plus faible, et les courants de conduction sont moins grands. De ce fait, ils n'équilibrent plus les courants de diffusion. Ces courants de diffusion de trous et d'électrons libres, qui peuvent être relativement importants, sont les composantes du courant direct traversant la diode.

5. LE SCHEMA DES BANDES DANS LE CAS D'UNE JONCTION PN

5.1 Avant la mise en contact (figure 5)

Dans le semi-conducteur de type P, le niveau de Fermi est dans la moitié inférieure du gap, alors qu'il est dans la moitié supérieure du gap pour le semi-conducteur de type N.

5.2 Une fois le contact réalisé

L'unicité du niveau de Fermi est une propriété générale des solides en contact parfait. Le schéma des bandes pour la jonction PN à l'équilibre, non polarisée, est donc caractérisé par un niveau E_F unique qui sert de référence pour le dispositif.

La zone de transition qui entoure le plan de jonction est une zone « perturbée » pour ce qui concerne le schéma des bandes, mais pour $x < -x_p$ du côté P et pour $x > x_n$ du côté N on retrouve le schéma « normal », avec des bandes plates (figure 6).

Du fait de l'alignement des deux niveaux de Fermi initiaux, l'ensemble de la structure des bandes du côté P se trouve décalée vers les énergies plus grandes par rapport à la structure des bandes du côté N.

Ainsi, le niveau inférieur E_{CP} de la bande de conduction du côté P est décalé vers le haut de la quantité d'énergie $+qV_D$ par rapport au niveau inférieur E_{CN} de la bande de conduction du côté N.

Ceci veut dire qu'un électron libre qui se trouve du côté N et qui possède l'énergie E_{CN} est retenu du côté N par une barrière d'énergie potentielle de hauteur $+qV_D$. La situation est analogue pour un trou qui se trouve du côté P et qui possède l'énergie E_{VP} : il est retenu du côté P par la même barrière d'énergie potentielle de hauteur $+qV_D$.

La figure 7 représente la variation du potentiel électrique, ainsi que la variation de l'énergie potentielle des électrons et celle des trous dans une jonction PN à l'équilibre non polarisée.

5.3 Effet d'une polarisation "directe"

En appliquant une tension comme indiqué sur la figure 8 (côté N au -), on augmente l'énergie potentielle des électrons du côté N, par rapport au côté P, de la quantité qV_F , la barrière d'énergie potentielle diminue (figure 9) : elle passe de qV_D à $q(V_D - V_F)$. La diffusion des porteurs à travers le plan de jonction s'en trouve facilitée : le circuit sera parcouru par un courant d'intensité I (courant *direct*). Le champ dans la ZT sera moins élevé, et l'épaisseur de la ZT sera plus faible (figure 11) :

$$w'' = \sqrt{\frac{2e}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_D - V_F)} \quad (9)$$

$$w'' = x''_p + x''_n < w_0$$

Lorsque la jonction est polarisée en direct, la relation (8) est remplacée par :

$$V_D - V_F = w'' (-E''_M) / 2$$

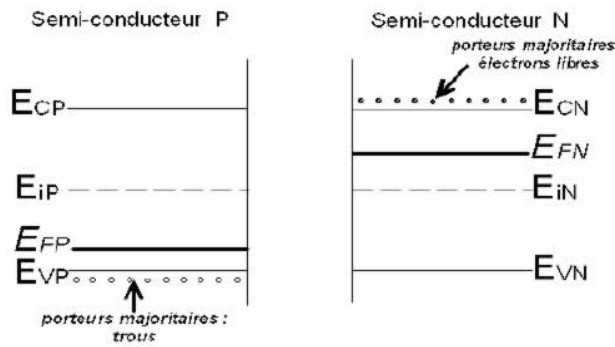


Figure 5 : Schéma des bandes avant le contact

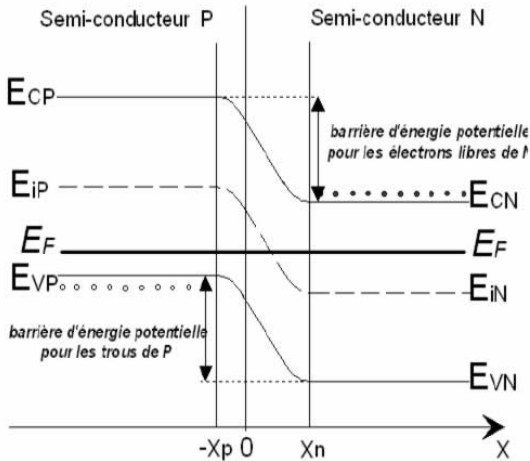


Figure 6 : schéma des bandes pour la jonction PN non polarisée

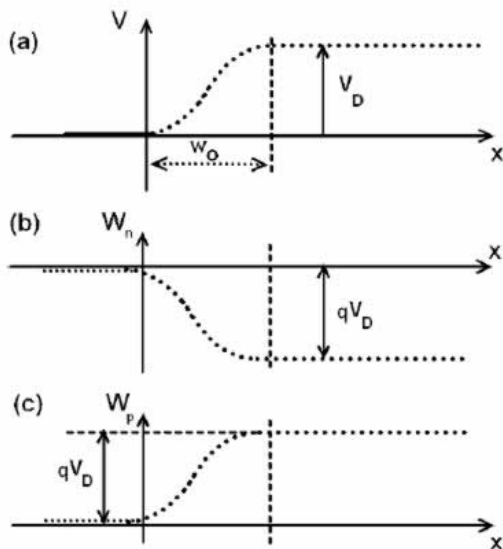


Figure 7 : Jonction PN non polarisée (a) le côté N de la jonction est à un potentiel plus élevé que le côté P (b) l'énergie potentielle W_n des électrons est plus faible du côté N (c) l'énergie potentielle des trous W_p est plus faible du côté P.

La valeur maximum du champ électrique interne est alors (comme en 6) :

$$E''_M = -q N_b x''_n / \epsilon$$

5.4 Effet d'une polarisation "inverse"

L'énergie potentielle des électrons du côté N est diminuée, par rapport à sa valeur du côté P, de la quantité qV_R .

La hauteur de la barrière d'énergie potentielle est augmentée (figure 10) : elle passe de qV_D à $q(V_D + V_R)$.

La diffusion des porteurs à travers le plan de jonction est entravée.

Le champ électrique dans la ZT est plus élevé (figure 11). Seul, un courant de conduction traverse la ZT, autorisant la circulation dans le circuit d'un courant (dit *courant inverse*) de très faible intensité k .

L'épaisseur de la ZT est plus grande (figure 11) :

$$w' = \sqrt{\frac{2e}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_D + V_R)} \quad (10)$$

$$w' = x'_p + x'_n > w_0$$

De la même façon qu'en (7), on a :

$$V_D + V_R = \frac{w' (-E'_M)}{2} \quad (11)$$

La valeur maximum du champ électrique interne est alors (comme en 6) :

$$E'_M = -q N_D x'_n / e$$

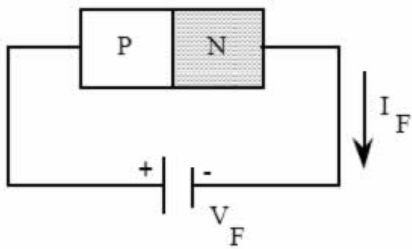


Figure 8 : Polarisation directe

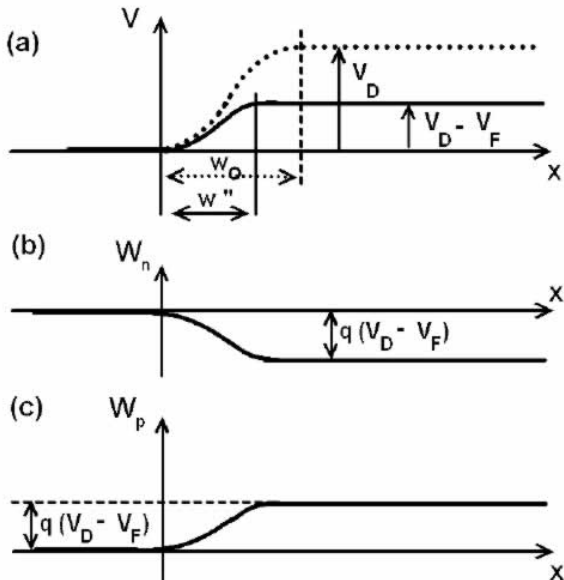


Figure 9 : Effet de la polarisation directe sur la barrière

(a) la ddp interne est abaissée de V_F

(b) la barrière d'énergie potentielle vue par les électrons du côté N est abaissée de qV_F

(c) la barrière d'énergie potentielle vue par les trous du côté P est abaissée de qV_F

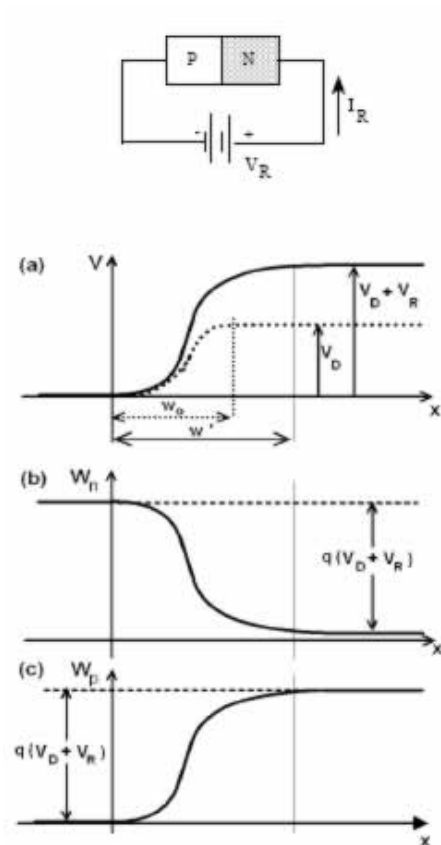


Figure 10 : Effet de la polarisation inverse sur la barrière

(a) la ddp interne est augmentée de V_R

(b) la barrière d'énergie potentielle vue par les électrons du côté N est augmentée de qV_R

(c) la barrière d'énergie potentielle vue par les trous du côté P est augmentée de qV_R .

	JONCTION PN		
	NON POLARISEE	POLARISEE EN DIRECT	POLARISEE EN INVERSE
EPAISSEUR DE LA ZT	$w_0 = x_p + x_n$ $(w_0 = x_n \text{ si } N_A \gg N_D)$ $w_o = \sqrt{\frac{2e}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_D}$	$w = x_p + x_n$ $(w = x_n \text{ si } N_A \gg N_D)$ $w'' = \sqrt{\frac{2e}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_D - V_F)}$	$w' = x'_p + x'_n$ $(w' = x'_n \text{ si } N_A \gg N_D)$ $w' = \sqrt{\frac{2e}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_D + V_R)}$
BARRIERE DE POTENTIEL	$V_D = \frac{KT}{q} \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right]$ (tension de diffusion)	$V_D - V_F$ $(V_F = \text{tension appliquée})$	$V_D + V_R$ $(-V_R = \text{tension appliquée})$
CHAMP MAXIMUM	$E_{\max} = E(0)$ $= -q N_A x_p / e$ $= -q N_D x_n / e$	$E''_{\max} = -q N_A x''_p / e$ $= -q N_D x''_n / e$	$E'_{\max} = -q N_A x'_p / e$ $= -q N_D x'_n / e$
AIRE DU TRIANGLE DE CHAMP	$V_D = \frac{w_o E_{\max} }{2}$	$V_D - V_F = \frac{w'' E''_{\max} }{2}$	$V_D + V_R = \frac{w' E'_{\max} }{2}$

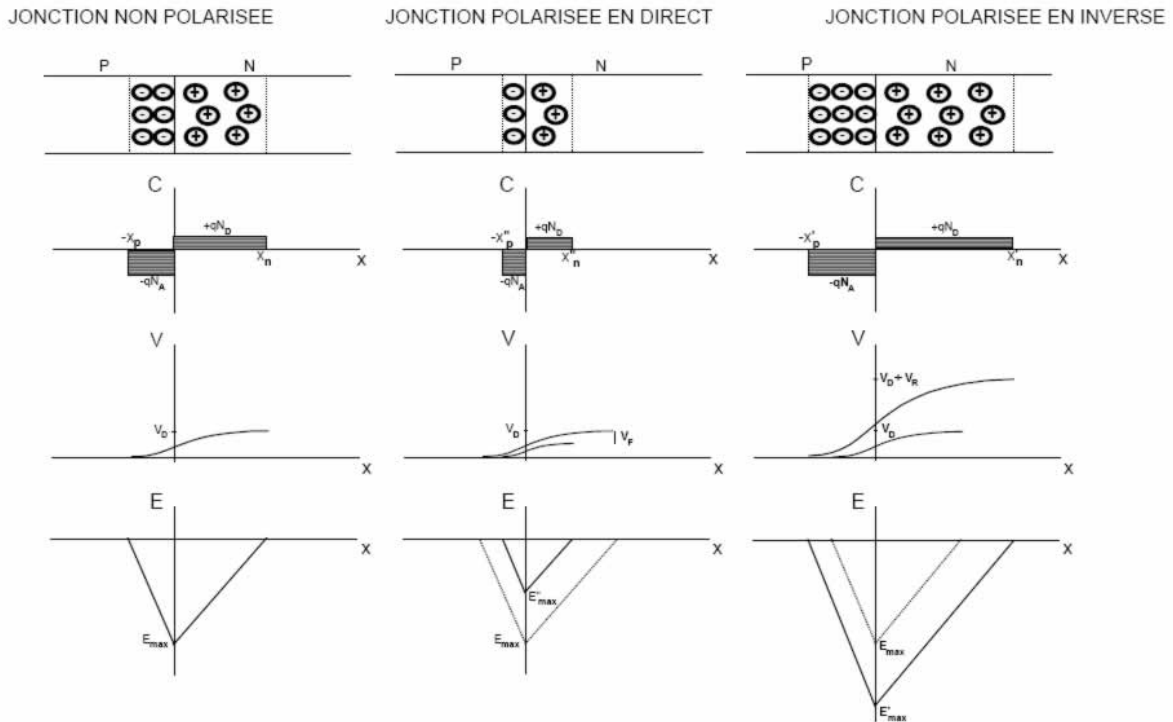


Figure 11 : Répartition des charges, variation du potentiel et du champ électrique dans la ZT d'une jonction PN.

6. CARACTERISTIQUE ELECTRIQUE DE LA JONCTION

6.1. Description

Si l'on applique une tension U à la jonction, cette tension se reporte presque entièrement à la zone de déplétion qui présente une résistivité très grande vu la quasi-absence de charges mobiles. Une tension U négative (voir figure 12) renforce le champ de rétention de la diffusion et augmente, par conséquent, la hauteur de la barrière de potentiel, de telle sorte qu'aucune charge libre ne traverse la zone de charge spatiale.

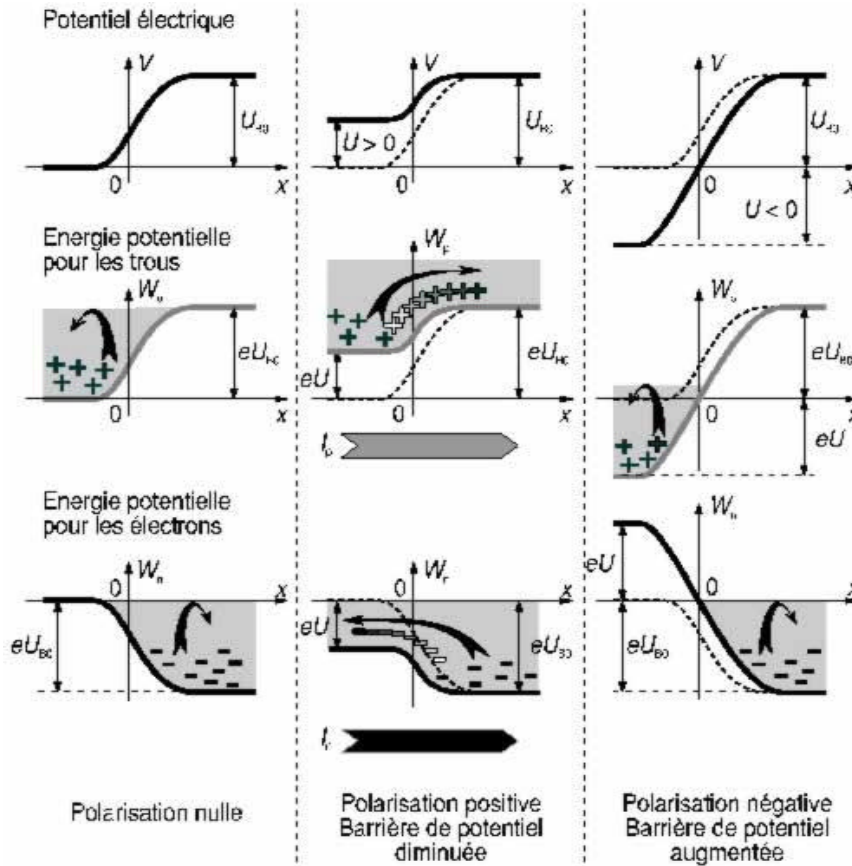


Figure 12: polarisation de la jonction

Au contraire, si l'on applique une tension U positive (voir figure 12), le champ électrique de rétention de la diffusion est diminué et les charges mobiles qui ont une énergie supérieure à celle que représente la hauteur de la barrière de potentiel peuvent traverser la zone de charge spatiale.

Il est utile, ici, de se rappeler que l'énergie moyenne des charges mobiles est liée à la notion de température et qu'à température donnée, cette énergie est constante.

6.2. Définitions

L'application d'une tension qui diminue la hauteur de la barrière de potentiel par rapport à l'équilibre est appelée *polarisation directe* par opposition à la *polarisation inverse* qui augmente la hauteur de la barrière de potentiel par rapport à l'équilibre.

6.3. Propriété

Une polarisation directe permet le passage d'un courant électrique dans la jonction alors qu'une polarisation inverse l'empêche. Cette propriété est traduite par les relations:

$$I_p = I_{sp} \left[\exp\left(\frac{U}{nU_T}\right) - 1 \right] \quad (12)$$

$$I_n = I_{sn} \left[\exp\left(\frac{U}{nU_T}\right) - 1 \right] \quad (13)$$

soit

$$I = I_p + I_n = I_s \left[\exp\left(\frac{U}{nU_T}\right) - 1 \right] \quad (14)$$

où

$$I_s = I_{sp} + I_{sn} \quad (15)$$

dont la dérivation sort du cadre de cette étude. La loi exprimée par la relation (14) est représentée à la figure 13.

6.4. Définitions

Le courant I_s est appelé *courant inverse de saturation*; c'est la valeur asymptotique du courant I en polarisation inverse.

On appelle *tension thermodynamique* la tension U_T qui vaut

$$U_T = \frac{kT}{e} \quad (16)$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue et e la charge de l'électron. A 25° C, $U_T = 25\text{mV}$.

Le facteur n est appelé *coefficient d'émission*. Il est voisin de 1 dans les jonctions de transistors au Si et dans les diodes au Ge. Il est compris entre 1 et 2 dans le cas de diodes au Si.

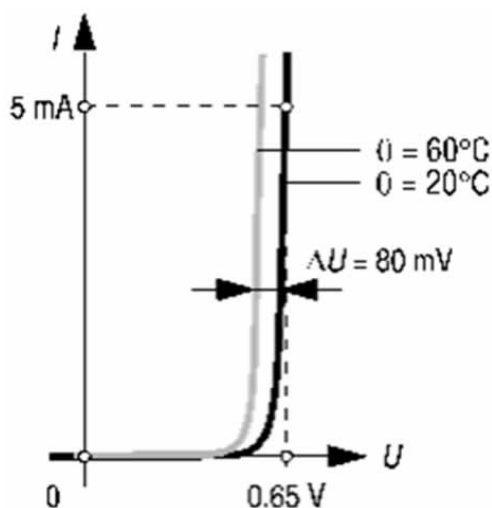


Figure 13: caractéristique de la jonction

6.5. Commentaires

Le courant inverse de saturation des jonctions au Silicium est de l'ordre de grandeur de 10^{-12} à 10^{-15} A de telle sorte qu'on peut généralement le considérer comme nul en polarisation inverse.

Dans les cas pratiques, $U \gg nU_T$, la relation (14) peut se mettre sous la forme approchée :

$$I = I_s \exp \frac{U}{nU_T} \quad (17)$$

La représentation semi-logarithmique de la figure 14 fait apparaître l'erreur commise en utilisant la relation (17) plutôt que (14).

A courant constant, la tension à la jonction décroît de 2 mV pour une augmentation de température de 1° C (voir figure 13). On appelle coefficient de température la grandeur gq qui rend compte de ce phénomène :

$$\gamma_\theta = \left. \frac{dU}{d\theta} \right|_{I=\text{cte}} \quad (18)$$

où $gq = -2 \text{ mV} / ^\circ\text{C}$.

7. CAPACITE DE TRANSITION

7.1. Introduction

La largeur de la zone de déplétion dépend de la hauteur de la barrière de potentiel et, par conséquent, de la tension appliquée. Or, pour varier les dimensions de cette zone, on doit introduire ou retirer des charges mobiles qui neutralisent les charges fixes des atomes ionisés. Dans la description de la jonction en régime dynamique, on traduit ce comportement capacitif par la notion de capacité de transition.

7.2. Assertion

La largeur l de la zone de déplétion suit la loi:

$$l = l_0 \left(1 - \frac{U}{U_{B0}} \right)^m \quad (19)$$

dans laquelle le paramètre m est compris entre 1/3, pour une jonction progressive linéaire, et 1/2, pour une jonction abrupte.

7.3. Définition

Soit Q_T la charge de la zone de déplétion dans la région neutre n . Un accroissement dU_B de la hauteur de la barrière de potentiel, égal à l'accroissement dU de tension

appliqué à la jonction, provoque un accroissement d Q_T de la charge Q_T (voir figure 15).

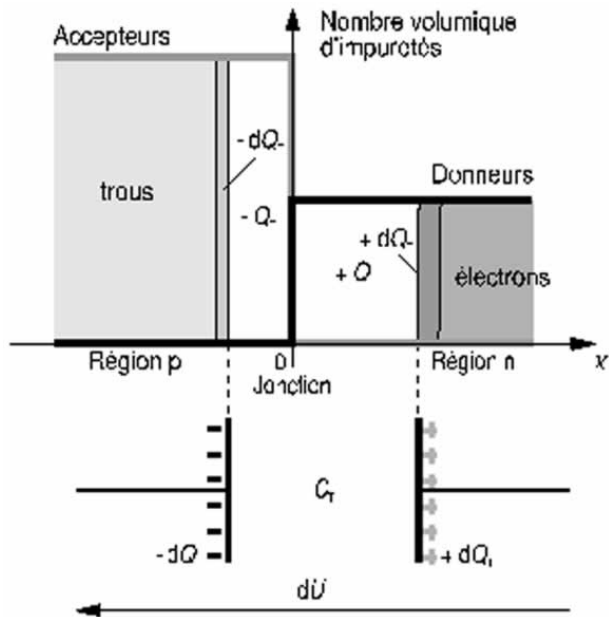


Figure 15: capacité de transition

On appelle *capacité de transition* la capacité différentielle définie par la relation:

$$C_T = \frac{dQ_T}{dU_B} = \frac{dQ_T}{dU} \quad (20)$$

7.4. Description

Comme pour tout condensateur plan, la capacité de transition se calcule d'après la relation:

$$C_T = \frac{\epsilon \cdot A}{l} \quad (21)$$

où ϵ est la permittivité du semi-conducteur, A la section de la jonction et l la largeur de la zone de déplétion.

Comme la largeur de la zone de déplétion dépend de la tension U appliquée (20), la capacité de transition varie également en fonction de U selon la relation:

$$C_T = \frac{C_{T0}}{\left(1 - \frac{U}{U_{B0}}\right)^m} \quad (22)$$

où C_{T0} est la capacité de transition à tension nulle; elle a pour expression :

$$C_{T0} = \frac{\epsilon \cdot A}{l_0} \quad (23)$$

A la figure 16, on a représenté l'allure de la capacité de transition en fonction de la tension appliquée à la jonction.

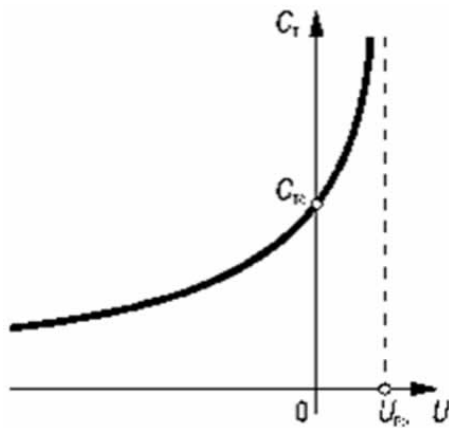


Figure 16: allure de la capacité de transition

7.5. Remarque

Dans les diodes dites VARICAP, on utilise la propriété de variation de la capacité de transition en fonction de la tension moyenne appliquée. On a recours à de tels éléments en radio, par exemple, pour réaliser des circuits oscillants dont la fréquence de résonance est réglée au moyen d'une tension.

8. DIODES SPECIALES

8.1. Diode PIN

La figure 17 montre la structure schématisée d'une diode PIN réalisée en technologie *mesa*. C'est une jonction PN ayant une zone intrinsèque (zone I) entre les couches P et N : en pratique, cette zone est une zone à haute résistivité de type P (zone p) ou de type N (zone ?), de telle sorte que l'on a une diode PpN ou P?N.

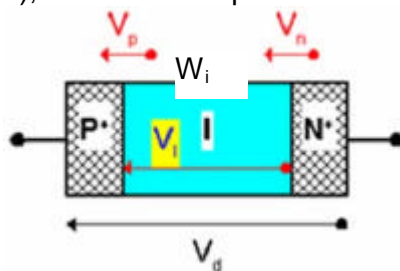


Figure 17 – Structure d'une diode PIN

Cette structure est identique à celle des PIN utilisées en électronique de puissance en tant que redresseurs (bonne tenue en tension) ; cependant, la propriété que l'on exploite en hyperfréquence est totalement différente.

Par rapport à la diode P⁺N, la diode PIN possède une région centrale (W_i) où le champ électrique est constant. En l'absence de polarisation le champ électrique est trapézoïdal. La hauteur de la barrière de potentiel est plus grande que dans une diode PIN (Figure 18).

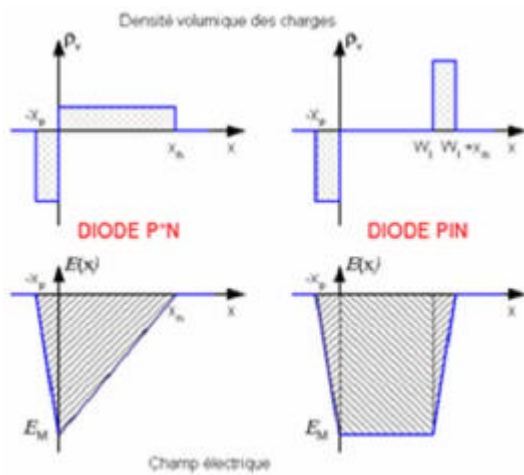


Figure 18 – Répartition de la charge volumique et variation du champ électrique

La région intrinsèque, lorsque la diode est polarisée en direct, présente une résistance R_i égale à :

$$R_i = K I_d^{-x}$$

Avec $x \sim 0,9$ et K un coefficient de proportionnalité.

En polarisation inverse la zone W_i est désertée, la capacité de la jonction reste constante et est égale à :

$$C = \frac{\epsilon S}{d}$$

Avec :

ϵ = permittivité électrique du diélectrique W_i .

S = surface de la jonction.

d = épaisseur de la zone I .

Le schéma équivalent HF de la diode PIN est donc celui de la figure **19**, où en polarisation inverse $R_i = \infty$ et en polarisation directe le condensateur C est court-circuité par une résistance de faible valeur. La résistance R_s est liée aux résistances de contact et de substrat, l'inductance L_s est due au boîtier et aux fils de connexion.

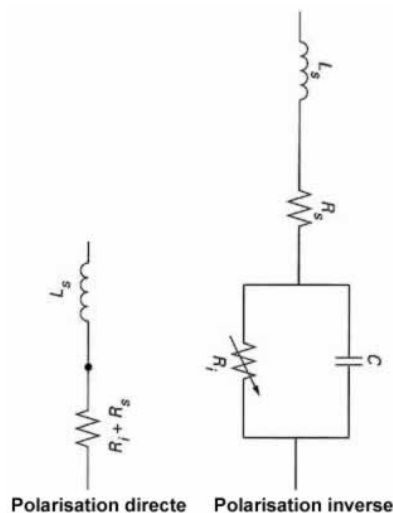


Figure 19 – Schéma équivalent d'une diode PIN

Utilisations de la diode PIN.

- Redresseurs de puissance en BF. La structure PIN peut tenir des tensions inverses très grandes (10 kV) et la chute de tension en direct est de l'ordre du volt pour des courants de 100 A/cm².
- Applications hyperfréquences.
 1. interrupteurs :
on utilise 2 propriétés de la structure : la capacité de la diode varie peu en fonction de la tension appliquée; la résistance de la diode peut être 10000 fois plus grande en inverse qu'en direct. on insère la structure sur le chemin de propagation de l'onde hyperfréquence, en polarisation inverse le signal passe, en polarisation directe il est réfléchi.
 2. modulateurs, atténuateurs variables :
on utilise la variation de la résistance en fonction du courant direct, la structure étant toujours insérée dans le chemin de propagation de l'onde hyper.

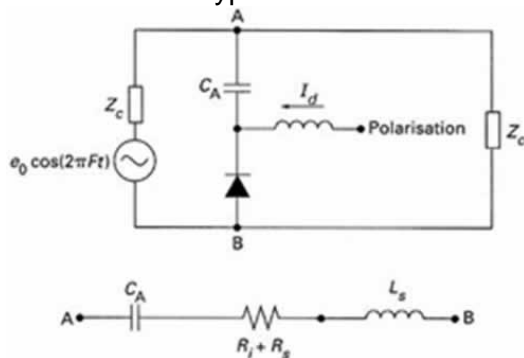


Figure 20 – Atténuateur à diode PIN

8.2. Diode Tunnel

La **diode tunnel** ou **diode Leo Esaki** (scientifique japonais) est obtenue à partir d'une couche P dégénérée ($N_A > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et d'une couche N dégénérée ($N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). L'effet tunnel est une conséquence de la mécanique quantique. Son principe repose sur la probabilité non nulle pour un électron en mouvement de franchir une barrière de potentiel d'énergie supérieure à son énergie cinétique.

Cet effet est obtenu avec une jonction créée avec des semi-conducteurs fortement dopés. La conséquence s'apparente à un effet d'avalanche en direct. Le courant qui augmente rapidement puis décroît et reprend sa croissance exponentielle (comme pour une diode classique).

Il en résulte la caractéristique représentée à la Figure 21. La portion où le courant décroît en fonction de la tension est la partie utile (entre la tension de pic V_p et la tension de vallée V_v).

On y observe une conductance négative, linéarisée autour du point de repos (V_r , I_r).

L'utilisation de la zone autour de ce point nécessite une polarisation particulière qui permet de travailler en variations.

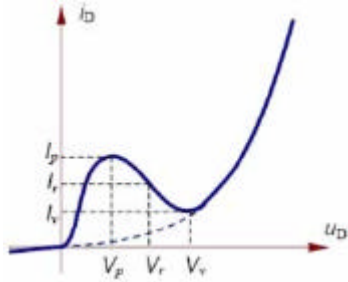


Figure 21 : Caractéristique de la diode tunnel.



Figure 22 : Symbole de la diode tunnel.

Cette résistance (ou conductance) dynamique est mise à profit dans les oscillateurs haute-fréquence pour compenser la résistance d'un circuit LC due aux imperfections des éléments.

8.3. Diode Gunn

8.3.1. Introduction

Gunn a observé en 1963 que des oscillations de courant se produisaient dans un barreau de GaAs de quelques dizaines de micromètres lorsqu'on le soumettait à des impulsions de tension de grande amplitude et que ce système constituait un générateur hyperfréquence dans la gamme du gigahertz.

La diode Gunn (Figure 23 - il ne s'agit pas à proprement parler d'une diode, mais bien d'un barreau de semi-conducteur à deux accès), permet de construire des oscillateurs hyperfréquences petits, légers et bon marché, et a permis aux hyperfréquences de se répandre dans le publique (radars Doppler).

La diode GUNN (Figure 23) est basée sur le fait que dans certains semi-conducteurs la caractéristique de vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique présente un effet de MOBILITE DIFFERENTIELLE NEGATIVE suite au transfert des électrons d'une vallée à haute mobilité vers des vallées satellites à faible mobilité. Ce composant, présentant cet effet de volume, appartient à la famille des dispositifs à transfert d'électrons.

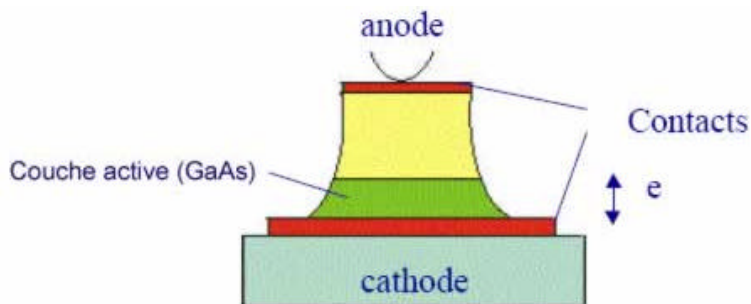


Figure 23 : Diode gunn

8.3.2. Principe de fonctionnement

La diode Gunn fait partie de la famille des "TED" (Transferred Electronic Devices); elle utilise en effet la mobilité différentielle négative des électrons dans le GaAs (Arsenure de Gallium). Cette mobilité différentielle est causée par le transfert d'électrons d'une bande d'énergie à haute mobilité à une bande d'énergie à basse mobilité (voir Figure 24).

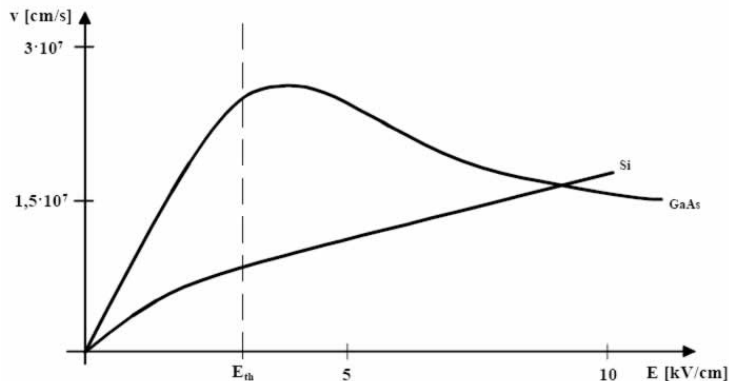
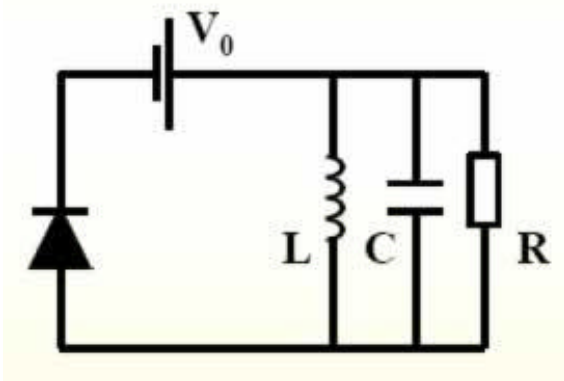


Figure 24 : mobilité des porteurs dans le Si et le GaAs

Dans un barreau de GaAs polarisé dans la région de mobilité différentielle négative (voir Figure 24), des charges de polarité identiques *s'attirent* et s'accumulent exponentiellement. Toute une série de modes peuvent apparaître dans une diode Gunn;

Il existe quatre modes de fonctionnement en régime grand signal qui sont fonction des paramètres du dispositif et des conditions électriques opératoires.



- Fréquence de résonance RLC fixée telle que : $f = 1/T_t = f_t$
- Amplitude champ variable toujours $> x_p$

Figure 25 : Oscillateur à diode Gunn

1. Mode à temps de transit
Ce mode correspond à l'extension grand signal :
 - $f = f_t$
 - rendement faible ~quelques pourcentage
2. Mode à domaine retardé : $T > T_t$
Dans ce mode, l'extension sinusoïdale peut descendre sous x_p . On a ici :
 - $f < f_t$
 - rendement jusque 20 %
3. Mode à domaine étouffé : $f_t < f < f_d (=1/t_d)$
Ici, la fréquence est supérieure à la fréquence de transit et pendant une partie de l'alternance, le domaine s'effondre avant d'atteindre l'anode (peu utilisé...).
4. Mode LSA (Limited Space Charge Accumulation) :
On utilise une fréquence d'accord telle que les domaines n'ont plus le temps de se former. La diode se comporte comme une IMPEDANCE A PARTIE REELLE NEGATIVE pendant la majeure partie du cycle et le champ électrique est quasi-uniforme.

$1/t_d = f = 1/t_0$ avec $t_0 = e/(qN_D m_0)$ - (constante de temps diélectrique à faibles champs) (70 GHz : GaAs).

En effet, si la période d'excitation sinusoïdale devient plus faible que t_0 , les porteurs n'ont plus le temps de transiter d'une vallée à une.

8.4. Diode IMPATT

La diode **IMPATT** (Figure 26 - **IMP**act ionization **A**valanche **T**ransit-**T**ime) est une diode de puissance utilisée comme composant électronique hautes fréquences et micro-onde.

Cette diode est utilisée pour des fréquences allant de 3 à 100 GHz. Ces diodes sont utilisées dans plusieurs applications des radars faible puissance aux alarmes. Leur inconvénient majeur est qu'elles génèrent des bruits de phase d'un niveau non négligeable. Ce résultat provient de la nature statistique de la procédure d'avalanche. Ces diodes sont d'excellents générateurs micro-ondes pour plusieurs applications.

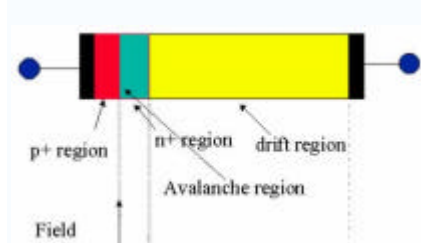


Figure 26 : Diode Impatt

8.5. Diode BARITT

C'est une diode qui nécessite une faible puissance d'alimentation et qui trouve son application dans les oscillateurs locaux pour un système de communication et pour récepteur radar.

REPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix - Travail – Patrie

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
POLYTECHNIQUE



REPUBLIC OF CAMEROUN
Peace - Work – Fatherland

UNIVERSITY OF YAOUNDE I

NATIONAL ADVANCED SCHOOL
OF ENGINEERING

MASTER PRO 2 EN TELECOMMUNICATIONS

DISPOSITIFS ET CIRCUITS MICRO-ONDE

Leçon 2 : LE TRANSISTOR MESFET

Equipe des concepteurs :

- Olivier VIDEME

Le contenu est placé sous licence /creative commons/ de niveau 5 (Paternité, Pas d'utilisation commerciale, Partage des conditions initiales à l'identique)..



Leçon 2 : LE TRANSISTOR MESFET

I. INTRODUCTION

Ces dernières décennies, le développement de la téléphonie mobile a conduit à un essor très important du secteur des télécommunications. Le téléphone portable est devenu un outil de communication de plus en plus performant offrant de plus en plus de fonctionnalités (texto, email, photo,...). Le besoin croissant de transmettre des données et d'accéder à un volume important d'informations pour les hommes, où qu'ils soient, a donné lieu à une réflexion sur de nouveaux systèmes et normes de transmission. Ce développement spectaculaire a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables que ce soit pour la fabrication des composants, les techniques de codage. Au niveau des composants, ces évolutions ont orienté les recherches vers de nouveaux choix technologiques, entraînant une montée en fréquence et autorisant des densités de puissance plus importantes.

L'industrie des technologies hyperfréquence travaille depuis de nombreuses années avec le transistor MESFET (**ME**tal **S**emi **C**onductor **F**ield **E**ffect **T**ranistor). Celui-ci était jusqu'à présent réalisé principalement en Arséniure de Gallium. Le Silicium comme l'Arséniure de Gallium et d'autres matériaux sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques, en particulier au niveau de la densité de puissance fournie. Les semi-conducteurs grands gaps ont alors suscité un intérêt important. Les propriétés physiques et électriques, que leur confère leur largeur de bande interdite, sont très intéressantes pour un grand nombre d'applications de fortes puissances et à très hautes températures.

II. PROPRIETES PHYSIQUES DU CARBURE DE SILICIUM

Le Carbure de Silicium (SiC) fut reconnu dès le début des années 1960 pour ses qualités (champ électrique, vitesse de saturation et conductivité thermique). C'est un semi-conducteur à grande largeur de bande interdite ayant un gap compris entre 2.2 et 3.3eV selon son polytype (6H ou 4H). De plus, le SiC a un champ de claquage huit fois plus élevé et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le Silicium, ce qui permet de fabriquer des composants pouvant supporter des tensions importantes ; ainsi le Carbure de Silicium présente des caractéristiques physiques très intéressantes pour des applications à hautes températures et à fortes puissances.

Le Tableau II-1 présente les principales propriétés du Silicium (Si), de l'Arséniure de gallium (AsGa), de Nitrure de Gallium (GaN) et du Carbure de Silicium (SiC) pour une densité de donneurs N_d de 10^{17} atomes/cm³.

Tableau II-1 : Comparaison des propriétés du Si, de l'AsGa, du GaN et du SiC

	Gap E_g (eV)	Champ de claquage (MV.cm ⁻¹)	Mobilité électronique μ_n (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Vitesse de saturation (cm.s ⁻¹)	Conductivité Thermique (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)
Si	1.12	0.25	800	1×10^7	1.5
AsGa	1.43	0.4	4900	1×10^7	0.54

GaN	3.4	3	1000	1.5×10^7	1.3
SiC	3.3	2.2	560	2×10^7	3.7

Les paramètres électroniques qui présentent le plus d'intérêt sont les caractéristiques de transport de charges (trous et électrons). Dans le domaine des faibles champs électriques, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique.

En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive s'écrit simplement :

$$\vec{V} = \pm \mathbf{m}_0 \vec{E}$$

Avec :

$$\mathbf{m}_0 = \frac{q\mathbf{t}}{m^*}$$

\mathbf{t} : temps de relaxation et m^* : masse effective.

La vitesse de dérive des porteurs présente une valeur maximale V_{sat} obtenue pour une valeur critique du champ électrique notée E_c . La valeur du champ électrique, pour laquelle se produit la saturation de la vitesse de dérive, est très importante puisqu'elle traduit les phénomènes d'accélération des porteurs jusqu'au régime de saturation. La vitesse de saturation pour les semi-conducteurs à grand gap est considérablement plus élevée que celle du silicium ou de l'arséniure de gallium. Ce qui permet d'obtenir de forts courants DC et RF pour les transistors MESFETs SiC.

Lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs :

$$\vec{V} = \pm \mathbf{m}(E) \vec{E}$$

Avec :

$$\mathbf{m}(E) = \frac{\mathbf{m}_0}{1 + \frac{E}{V_{sat}}}$$

La mobilité des électrons (μ_n) et des trous (μ_p) sont des paramètres physiques prépondérants pour les dispositifs microondes. En particulier, ils influent sur les performances RF, la transconductance (G_m) et le gain en puissance des transistors MESFETs de puissance.

Le champ électrique critique et la conductivité thermique sont les paramètres physiques d'un semi-conducteur qui fixent les performances en termes de puissance maximum d'un composant actif. De plus, le champ électrique d'avalanche fixe la limite fondamentale de fonctionnement d'un composant de puissance.

Le Carbure de Silicium, de part sa grande largeur de bande interdite, présente un fort champ électrique d'avalanche de l'ordre de 2.10^6 V/cm. Avec un tel champ de claquage, il devient alors possible d'appliquer aux transistors MESFETs SiC de fortes

tensions de polarisation de drain, ce qui permet d'obtenir des puissances RF élevées en sortie.

La caractéristique de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique (figure I-7) est fondamentale pour déterminer l'amplitude du courant qui peut circuler dans un composant. En principe, on souhaite une forte mobilité associée à une forte vitesse de saturation.

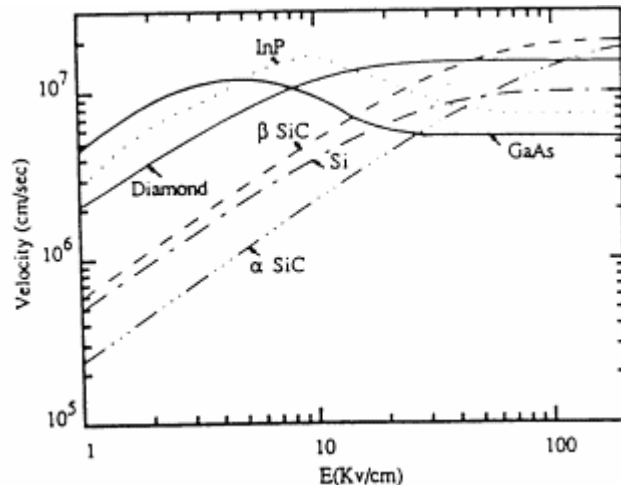


Figure I-7 : Caractéristique de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour plusieurs semi-conducteurs avec $N_d = 10^{17}$ atomes/cm³

Les semi-conducteurs à grand gap ont une mobilité relativement faible malgré une vitesse de saturation élevée. Pour une densité de dopage de l'ordre de 10^{17} atomes/cm³, la mobilité des électrons pour le SiC varie de 200 à 600 cm²/V.s. La mobilité du polytype 4H-SiC est à peu près deux fois celle du polytype 6H-SiC. Le polytype 6H-SiC a donc l'inconvénient de présenter une faible mobilité d'électrons : c'est une des raisons pour laquelle on préférera utiliser le polytype 4H-SiC pour des applications microondes.

III. LE TRANSISTOR MESFET SiC

III.1. Historique et Généralités

Le principe du transistor à effet de champ (FET ou TEC) a été inventé en 1952 par W. Shockley. Le Transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire où seuls les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement. Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes, les FETs fabriqués sont principalement de type N. W. Shockley a imaginé trois structures principales de transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille qui sont :

- grille à jonction PN pour le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor) ;
- grille métallique isolée pour le transistor MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor) ;
- grille métallique à barrière Schottky pour le transistor MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor).

Le MESFET fut le premier composant à être fabriqué. Mead proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semi-conducteur tel que l'Arséniure de Gallium (AsGa). Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des MESFETs aux fréquences microondes. Les premiers résultats en puissance obtenus avec un MESFET datent de 1994. La structure d'un transistor à effet de champ est représentée par la Figure III-1.

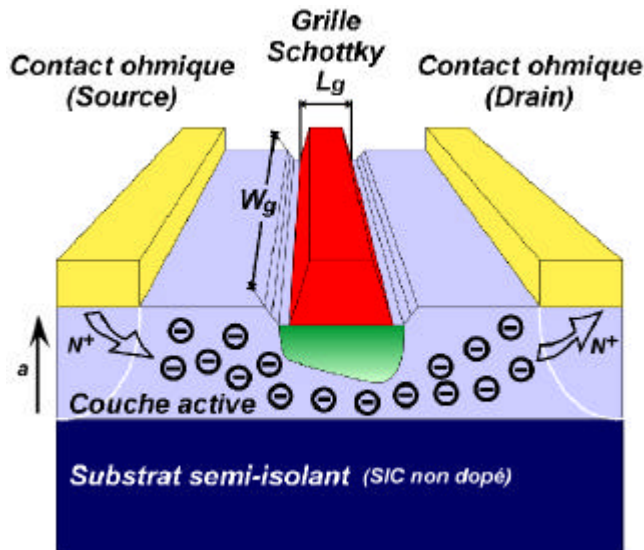


Figure III-1 : Vue en coupe d'un MESFET SiC

En partant du bas de la Figure III-1, il apparaît tout d'abord un substrat monocristallin en SiC qui doit être le moins conducteur possible. Il ne joue aucun rôle électrique mais constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée N est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Deux zones fortement dopées N^+ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky.

De plus, sur la Figure III-1, les principales dimensions géométriques sont représentées. La petite dimension de contact de grille L_g est appelée par convention longueur de grille du transistor. Elle détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à $1\ \mu\text{m}$. La deuxième dimension est la largeur de grille W et elle rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de L_g . L'épaisseur « a » de la couche active est généralement de $0.2\ \mu\text{m}$ à $0.4\ \mu\text{m}$.

III.2. Principe de Fonctionnement du Transistor à Effet de Champ

La base du fonctionnement d'un MESFET est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (Figure III-1). Le contact de grille est de type Schottky. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source (Figure III-2).

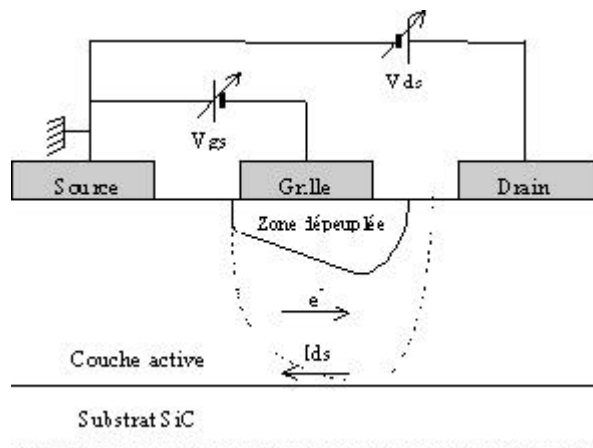


Figure III-2 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET SiC

A tension de drain fixée, la polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter la pénétration de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal (en pointillé sur la Figure III-2), ne laissant plus passer le courant. Le transistor est alors dit « pincé » et la tension appliquée sur la grille est alors appelée tension de pincement (V_p).

A tension de grille fixée, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant I_{ds} (drain-source).

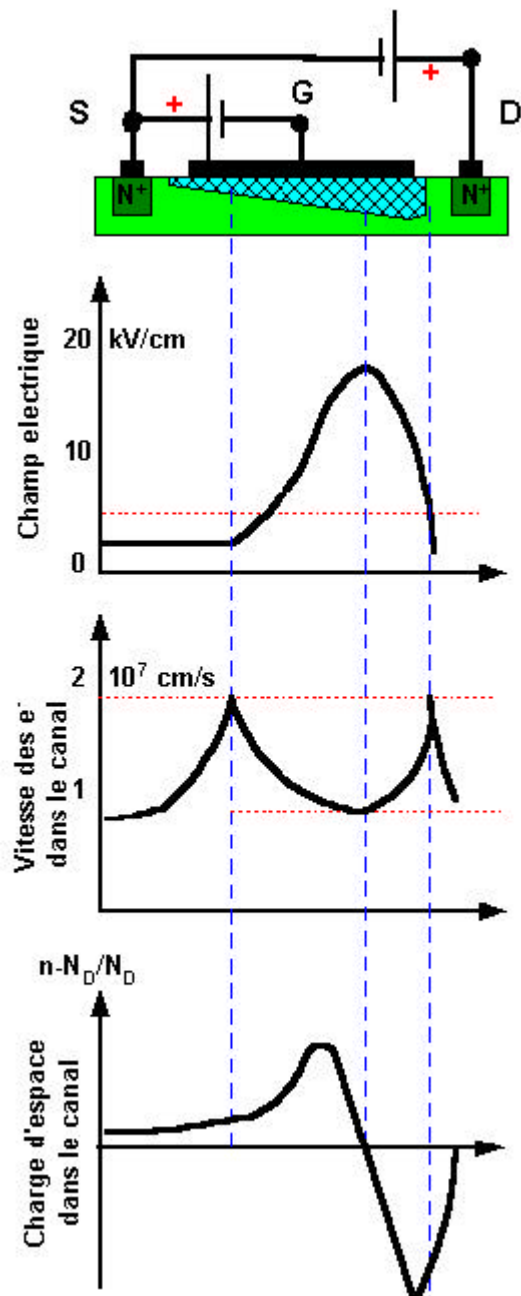


Figure III-3 : Graphes caractéristiques de polarisation d'un MESFET SiC

- Dans le canal, le champ longitudinal (parallèle au trajet source drain) augmente d'abord linéairement jusqu'au voisinage du pincement puis il va décroître rapidement.
- La vitesse de dérive des électrons augmente d'abord linéairement pour passer par un maximum (E longitudinal = E_{pic} du semi-conducteur) .
- L'amplitude du champ électrique continuant à croître (E longitudinal $> E_{pic}$ du semi-conducteur) la vitesse de dérive va chuter pour tendre vers sa valeur limite.
- Pour maintenir la valeur du courant dans le canal constante, un accroissement de la densité des porteurs doit compenser une diminution de la vitesse (produit $n \cdot v = \text{constante}$).

- Cet appel d'électrons avant le pincement entraîne une diminution de leur densité après le pincement.
- Près du drain, l'amplitude du champ électrique diminuant, la vitesse de dérive des électrons repasse par une valeur pic avant de chuter brutalement au voisinage du drain.

Malgré ce fonctionnement plus complexe, les MESFET en GaAs ou en InP, à cause de leur grille très étroite, présentent des tensions de fonctionnement (donc des puissances consommées) faibles, et des fréquences de coupure qui peuvent atteindre les 100 GHz. Ils sont principalement utilisés dans l'amplification très haute fréquence et faible bruit ainsi que pour les logiques ultra-rapides.

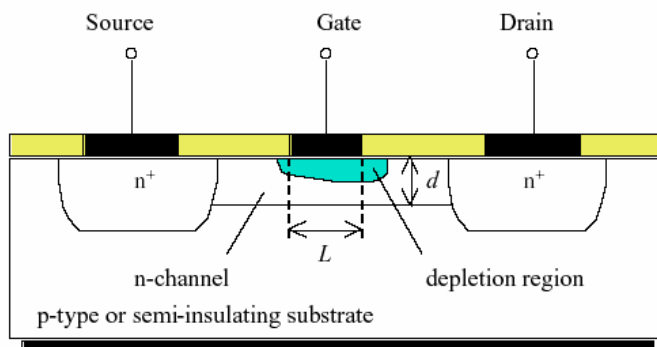


Figure III-4 : Structure d'un MESFET (longueur de grille L et d'épaisseur de canal d).

La tension de seuil V_T , d'un MESFET est égale à :

$$V_T = f_i - \frac{qN_d d^2}{2e_s}$$

où f_i est le potentiel interne et d l'épaisseur de la région dopée. Cette tension seuil peut également être écrite en fonction de la tension de pincement V_p :

$$V_T = f_i - V_p$$

avec :

$$V_p = \frac{qN_d d^2}{2e_s}$$

Considérons une petite section du MESFET comprise entre y et $y + dy$. La densité de courant en ce point peut être écrite en fonction du gradient de la tension du canal :

$$J = qnv = qN_d \mathbf{m}_n \epsilon = -qN_d \mathbf{m}_n \frac{dV_c(y)}{dy}$$

Le courant de drain vaut :

$$I_D = -JW(d - x_n(y))$$

La largeur de la couche à la position y est liée à la tension de canal $V_c(y)$, par :

$$x_n(y) = \sqrt{\frac{2e_s(f_i - V_G + V_c(y))}{qN_d}}$$

L'équation du courant peut maintenant être intégrée de la source vers le drain :

$$\int_0^L I_D dy = qN_d \mu_n d W \int_0^{V_D} \left(1 - \sqrt{\frac{f_i - V_G + V_C}{V_p}} \right) dV_C$$

Comme le courant à l'état stable est indépendant de la position, le terme de gauche est égale au courant I_D multiplié par L de sorte que :

$$I_D = qN_d \mu_n d \frac{W}{L} \left([V_C]_0^{V_D} - \frac{2}{3} \left[\frac{(f_i - V_G + V_C)^{3/2}}{\sqrt{V_p}} \right]_0^{V_D} \right)$$

Ce qui nous donne :

$$I_D = q\mu_n N_d d \frac{W}{L} \left[V_D - \frac{2}{3} \left(\frac{(f_i - V_G + V_D)^{3/2}}{\sqrt{V_p}} - \frac{(f_i - V_G)^{3/2}}{\sqrt{V_p}} \right) \right]$$

Ce résultat est valide tant que la largeur du canal non dépeuplé ($d - x_n(y)$) est positif, à savoir pour :

$$V_D \leq V_G - V_T$$

Cette condition définit également la région quadratique d'un MESFET. Pour une plus grande tension de drain, le courant sature et nous avons :

$$V_D = V_G - V_T = V_{D,sat}$$

Le courant correspondant est le courant de saturation I_{Dsat} :

$$I_{D,sat} = q\mu_n N_d d \frac{W}{L} \left[V_G - V_T - \frac{2}{3} \left(V_p - \frac{(f_i - V_G)^{3/2}}{\sqrt{V_p}} \right) \right]$$

Où :

W = Largeur du canal

L = Longueur du canal

μ_n = mobilité du canal

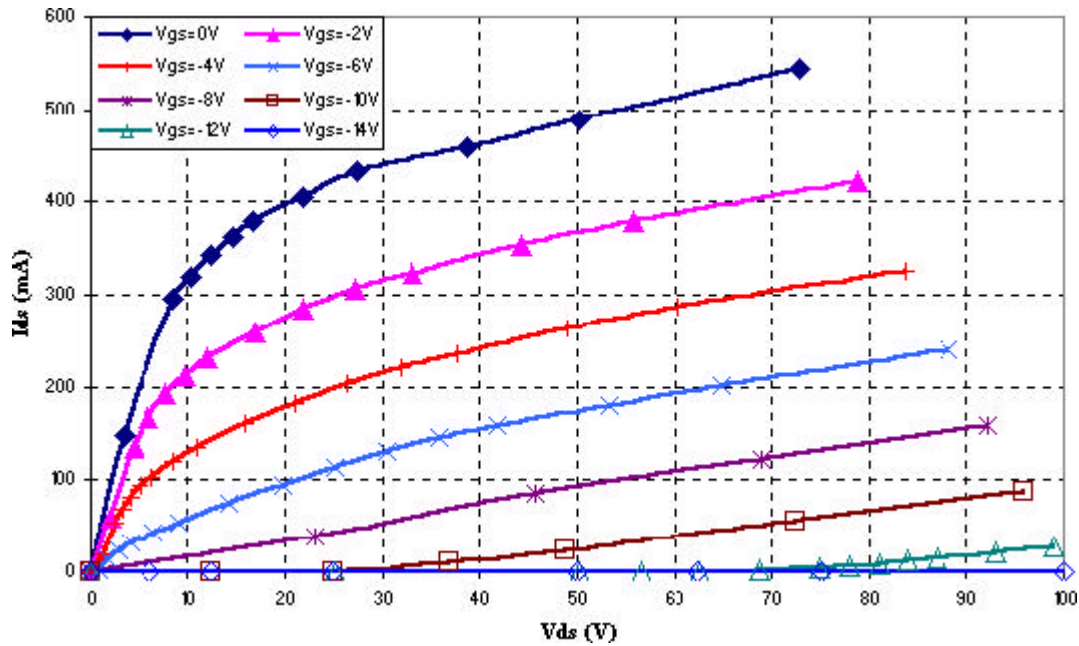
N_d = dopage du canal

d = épaisseur du canal

f_i = Potentiel interne

La différence de potentiel entre la grille et le canal étant plus faible à l'extrémité située près de la source que du côté drain, le canal est plus resserré à proximité du drain. La Figure III-5 représente l'évolution des caractéristiques typiques du courant de sortie I_{DS} en fonction de la tension V_{DS} . Ce réseau est obtenu en faisant croître la tension V_{DS} pour plusieurs niveaux de la tension V_{GS} .

L'observation du réseau de caractéristiques (Figure III-5) permet de distinguer deux zones de fonctionnement du transistor à effet de champ. Une région appelée zone ohmique dans laquelle le courant de drain varie linéairement en fonction de la tension V_{DS} . Une deuxième région appelée zone de fonctionnement saturé où le courant de drain ne dépend quasiment que de la tension V_{GS} .



**Figure III-5 : Réseau de caractéristiques mesurées $I_{DS} = f(V_{DS})$ à $V_{GS} = C^{ste}$
Polarisation $V_{DS0} = 40V$, $V_{GS0} = -6.5V$ et $I_{DS0} = 145mA$**

Description de la zone linéaire

Cette zone est également appelée zone ohmique qui correspond à une évolution quasi-linéaire du courant de drain (I_{DS}) pour de faibles valeurs de la tension drain source (V_{DS}). En effet, pour de faibles valeurs de la tension de drain, le canal reste de section sensiblement uniforme sous la grille. Le transistor est alors assimilable à une résistance variable dont la valeur est contrôlée par la tension de grille. Le courant varie proportionnellement à V_{DS} . Certaines applications telles que les mélangeurs ou les déphaseurs nécessitent en général ce régime de fonctionnement linéaire ou le transistor est polarisé à froid ($V_{DS} = 0$).

Description de la zone saturée

Avec l'accroissement de la tension de drain, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source. Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain. Arrivé à un certain stade, l'augmentation de la tension V_{DS} n'a quasiment plus aucune influence sur le courant. On nomme le courant de saturation (I_{DSS}), lorsque le courant de drain (I_{DS}) du transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille V_{GS} nulle.

IV. Polarisation du transistor

Le diagramme du circuit de polarisation est représenté à la Figure IV.6. Les valeurs des résistances sont calculées en tenant compte du courant de grille désiré ($I_G = 0$) du courant de drain désiré (I_{DS}), de la tension de polarisation (V_{DS}) et de la tension grille-source V_{GS} de la façon suivante :

$$R_S = \frac{V_G - V_{GS}}{I_{DS}}$$

La résistance de R_G augmente la stabilité de l'amplificateur aux basses fréquences.

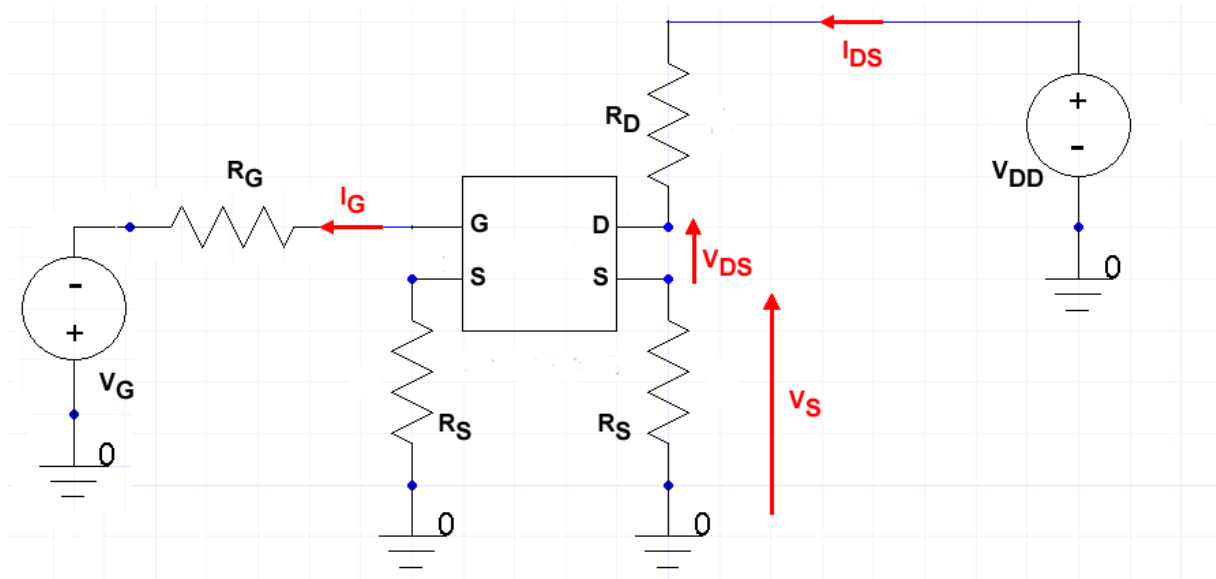


Figure IV.6. Polarisation du transistor

V. Schéma équivalent du transistor

Aux fréquences élevées on utilise généralement le schéma équivalent du transistor aux hautes fréquences.

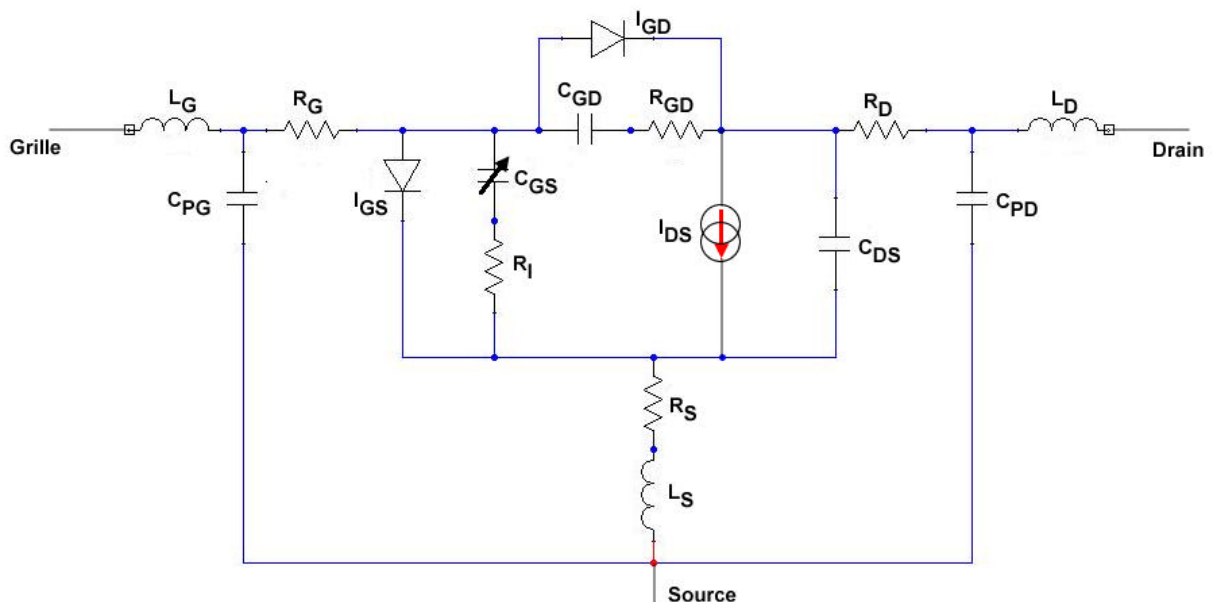


Figure V.7. Schéma équivalent du transistor MESFET SiC

Les éléments extrinsèques L_G , R_G , C_{PG} , L_S , R_S , L_D , R_D et C_{PD} sont considérés comme indépendants de la fréquence.

En première approximation nous pouvons considérer que la capacité C_{GS} est quasiment indépendante de la tension de drain. Dans cette hypothèse, la capacité C_{GS} ne dépend alors que de la tension présente à ses bornes.

Le modèle que nous avons choisi est le modèle non-linéaire d'Alaoui comportant 6 paramètres. Le modèle de la capacité d'Alaoui est décrit par les équations ci-dessous :

$$C_{GS} = C_{GS0} \frac{\partial V_{eff}}{\partial V_{GS}} \left(1 - \frac{V_{eff}}{V_B} \right)^n + C_B$$

$$Q_{GS} = -C_{GS0} \frac{V_B}{N+1} \left(1 - \frac{V_{eff}}{V_B} \right)^{n+1} + C_B V_{GS}$$

D'où

$$V_{eff} = \frac{d_1 - d_2}{2} + \frac{V_T + V_B}{2}$$

Avec :

$$d_1 = \sqrt{(V_{GS} - V_B) + D^2}$$

$$d_2 = \sqrt{(V_{GS} - V_B) - D^2}$$

Tableau V-2 : Exemple de valeurs des éléments constitutif de la capacité non-linéaire C_{GS}

C_{GS0}	C_B	V_B	V_T	D	N
5.55 10-12	5.55 10-12	8.03	-9.79	-6.98	-1.57

Tableau V-3 : Exemple de valeurs des éléments extrinsèques d'un transistor SiC

$R_G(O)$	$L_G(pH)$	$C_{PG}(fF)$	$R_S(O)$	$L_S(pH)$	$R_D(O)$	$L_D(pH)$	$C_{PD}(fF)$
3.25	981	512	6.55	650	5.9	178	107

Tableau V-4 : Exemple de valeurs des éléments intrinsèques d'un transistor SiC

$R_I(O)$	$R_{GD}(O)$	$C_{GD}(fF)$	$C_{DS}(fF)$
0.01	147.9	127	509

REPUBLIQUE DU CAMEROUN
Paix - Travail – Patrie

UNIVERSITE DE YAOUNDE I

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
POLYTECHNIQUE



REPUBLIC OF CAMEROUN
Peace - Work – Fatherland

UNIVERSITY OF YAOUNDE I

NATIONAL ADVANCED SCHOOL
OF ENGINEERING

MASTER PRO 2 EN TELECOMMUNICATIONS

DISPOSITIFS ET CIRCUITS MICRO-ONDE

Leçon 3 : LES CIRCUITS MICRO-ONDES

Equipe des concepteurs :

- Olivier VIDEME

Le contenu est placé sous licence /creative commons/ de niveau 5 (Paternité, Pas d'utilisation commerciale, Partage des conditions initiales à l'identique)..



Leçon 3 : LES CIRCUITS MICRO-ONDES

I. Théorie de conception des amplificateurs

La figure 1 illustre la structure générale d'un amplificateur. Elle comprend un dispositif actif (en général un transistor), caractérisée par ses paramètres S et entouré de part et d'autre par des réseaux d'adaptation d'impédance. L'étude de ce schéma nous permet de déterminer les grandeurs importantes permettant de caractériser un amplificateur, notamment, le gain, le facteur de bruit, la stabilité.

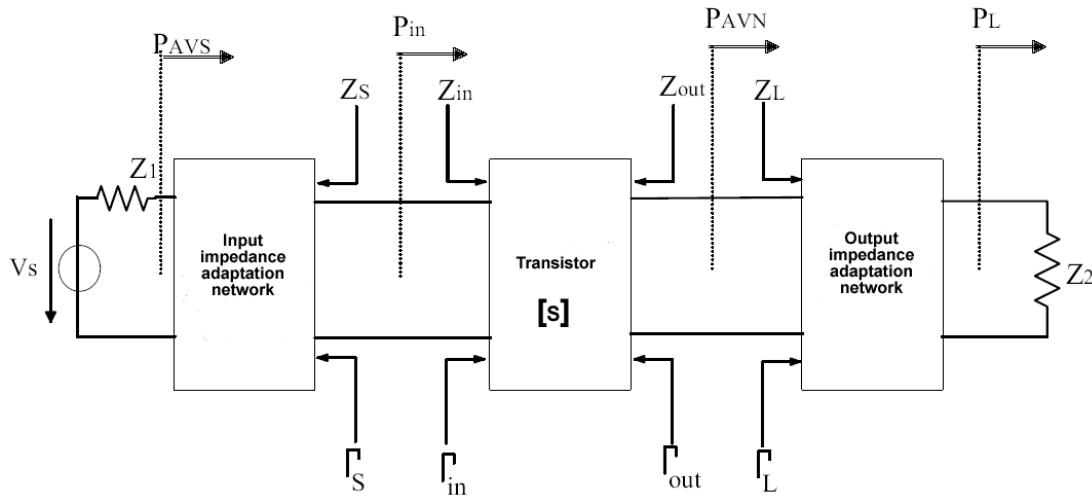


Figure 1 : Configuration générale d'un amplificateur

I.1. Gain dans un amplificateur

I.1.1. Gain de transfert

Le gain de transfert ou encore gain transductique correspond au rapport entre la puissance délivrée à la charge P_L et la puissance disponible d'une source P_{AVS} .

$$G_T = \frac{1 - |\Gamma_s|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_s|^2} |S_{21}|^2 \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - \Gamma_{out}\Gamma_L|^2} = G_1 G_0 G_2 \quad (1)$$

Avec :

$$G_0 = |S_{21}|^2$$

$$G_1 = \frac{1 - |\Gamma_s|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_s|^2}$$

$$G_2 = \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - \Gamma_{out}\Gamma_L|^2}$$

Γ_{out} est le coefficient de réflexion à la sortie du quadripôle lorsque celui-ci est terminé par une impédance Z_s correspondant au coefficient de réflexion Γ_s . Ces coefficients sont donnés par :

$$\Gamma_{in} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (2)$$

$$\Gamma_{out} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_S}{1 - S_{11}\Gamma_S} \quad (3)$$

Remarque :

Si $Z_S = Z_L = R_0$, alors $G_T = |S_{21}|^2$

I.1.2. Gain disponible

Le gain disponible G_A ou gain associé est égal au gain transductique lorsque la sortie du quadripôle est adaptée. Il est obtenu en posant $\Gamma_L = \Gamma_{out}^*$ dans l'équation (1).

$$G_A = \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_S|^2} |S_{21}|^2 \frac{1}{1 - |\Gamma_{out}|^2} \quad (4)$$

Ce gain est maximum lorsque l'entrée et la sortie sont adaptées simultanément. On définit alors le gain maximum disponible (MAG, (Maximum Available Gain)), obtenu en posant $\Gamma_L = \Gamma_{out}^*$ et $\Gamma_S = \Gamma_{in}^*$ dans l'équation (1).

$$MAG = \frac{(1 - |\Gamma_{in}^*|^2) |S_{21}|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_{in}^*|^2 (1 - |\Gamma_{out}^*|^2)} = \frac{(1 - |\Gamma_{in}^*|^2) |S_{21}|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_{out}^*|^2 (1 - |\Gamma_{in}^*|^2)} \quad (4)$$

Remarques :

Si $Z_S = Z_L = R_0$, alors $\Gamma_{in} = 0$ et le gain disponible devient :

$$MAG = \frac{|S_{21}|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_{out}^*|^2} \quad (6)$$

I.2. Stabilité d'un amplificateur

La stabilité dont il est question dans cette partie correspond à la stabilité définie par rapport aux impédances de charges (Z_S et $Z_L \rightarrow \Gamma_S$ et Γ_L). En effet l'adjonction des réseaux d'adaptation d'entrée et de sortie peut parfois introduire des problèmes de stabilité et l'amplificateur peut se mettre à osciller, c'est pourquoi il est important d'étudier la stabilité du système.

I.2.1. Définition

Un amplificateur est inconditionnellement stable si les parties réelles des impédances d'entrée et de sortie de l'amplificateur sont supérieures à zéro à une fréquence quelle que soit l'impédance de source et de charge. En termes de coefficients de réflexion, cette condition revient à poser l'inégalité suivante :

$$\forall |\Gamma_S| < 1 \text{ et } \forall |\Gamma_L| < 1, \text{ on a } |\Gamma_{in}| < 1 \text{ et } \forall |\Gamma_{out}| < 1$$

Un amplificateur est conditionnellement stable si :

$$\forall |\Gamma_S| < 1 \text{ et } \forall |\Gamma_L| < 1, \text{ on a } |\Gamma_{in}| > 1 \text{ et } \forall |\Gamma_{out}| > 1$$

Pour définir le critère de stabilité, on étudie le lieu de la limite de stabilité définie par $\Gamma_{in} = 1$ et $\Gamma_{out} = 1$. Après analyse :

- Le lieu $\Gamma_{in} = 1$ est un cercle de centre OC_L et de rayon RC_L ;

$$OC_L = \frac{(S_{22} - \Delta S_{11}^*)}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (6)$$

$$RC_L = \frac{|S_{21}| |S_{12}|}{||S_{22}|^2 - |\Delta|^2|} \quad (7)$$

- Le lieu $\Gamma_{out} = 1$ est un cercle de centre OC_S et de rayon RC_S ;

$$OC_S = \frac{(S_{11} - \Delta S_{22}^*)}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} \quad (9)$$

$$RC_S = \frac{|S_{21}| |S_{12}|}{||S_{11}|^2 - |\Delta|^2|} \quad (10)$$

Avec $\Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$.

Le lieu de stabilité est ainsi défini soit à l'intérieur soit à l'extérieur de ces cercles correspondants au domaine de stabilité. L'analyse graphique de la stabilité se fait par le tracé des cercles de stabilité pour l'entrée de l'amplificateur. On distingue quatre cas de figures correspondant à deux inégalités :

- $|S_{11}| < 1$: La zone contenant le centre de l'abaque de Smith est stable (Figure 2).

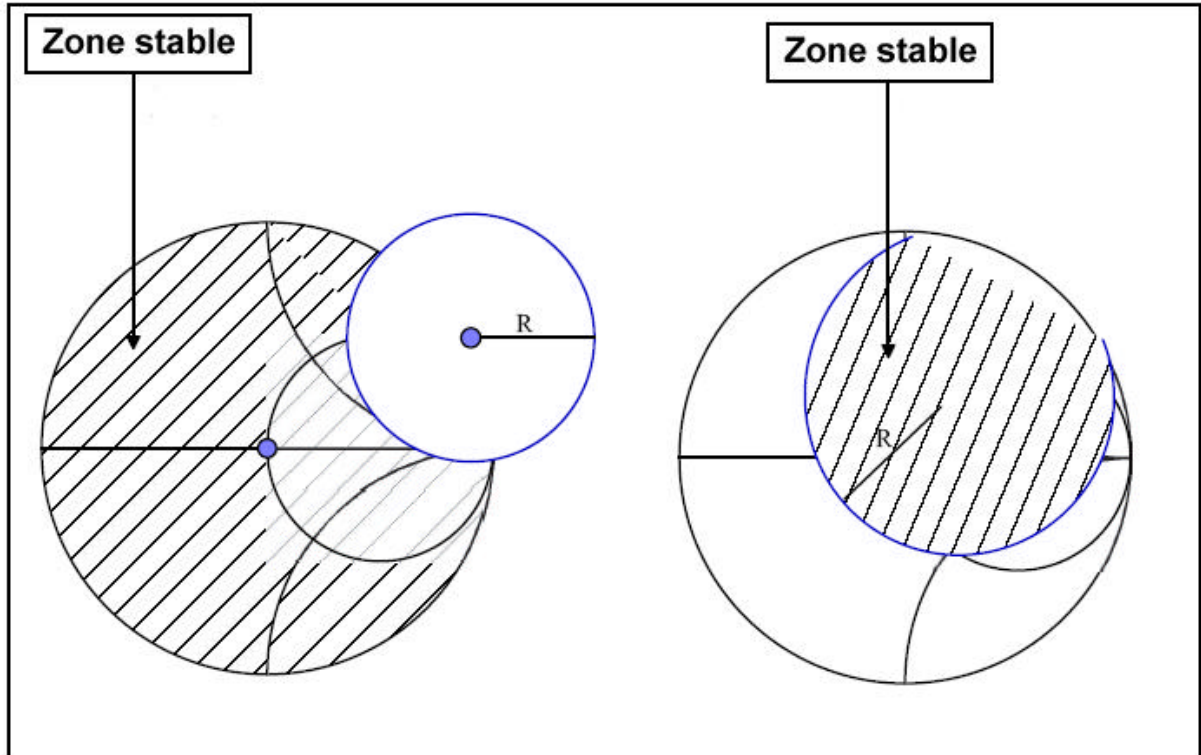


Figure 2 : Zones de stabilité pour $|S_{11}| < 1$

- $|S_{11}| > 1$: La zone contenant le centre de l'abaque de Smith est instable (Figure 3).

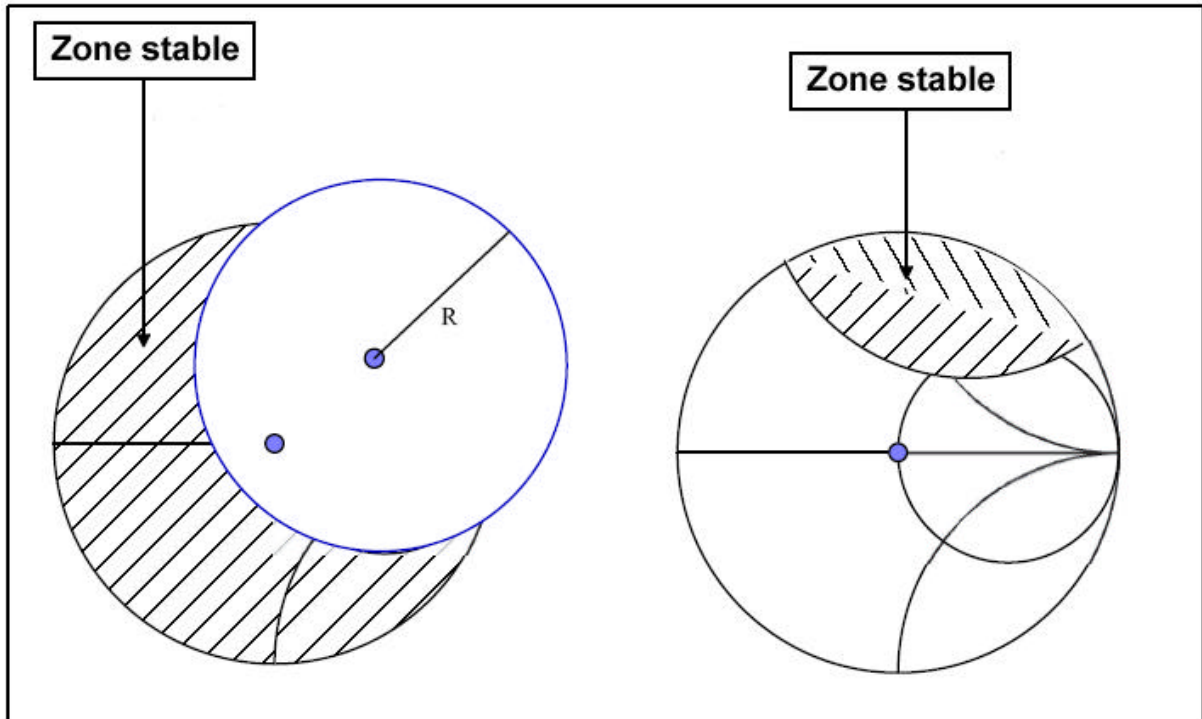


Figure 3 : Zones de stabilité pour $|S_{11}| > 1$

I.2.2. Analyse de la stabilité inconditionnelle

Dans le fonctionnement inconditionnellement stable d'un amplificateur, on veut que tout l'intérieur de l'abaque de Smith entraîne un comportement instable pour le quadripôle (pour l'entrée et la sortie).

Les inégalités exprimées plus haut peuvent s'écrire en fonction des paramètres S du quadripôle, à l'aide du facteur de Rollet K :

$$K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta|^2}{2|S_{12}||S_{21}|} \quad (11)$$

On peut donc montrer que les conditions nécessaires pour assurer la stabilité inconditionnelle d'un amplificateur sont celles-ci :

$|S_{11}| < 1$, $|S_{22}| < 1$ et $K > 1$

Si ces conditions ne sont pas vérifiées, l'amplificateur est conditionnellement stable et il faut donc tracer les cercles de stabilité.

I.2.3. Adaptation en puissance simultanée entrée – sortie

Généralement, la puissance à l'entrée d'un système est fixée par le calcul du bilan de liaison. Il est donc important de maximiser le gain de l'étage amplificateur afin de minimiser le nombre d'étages de la chaîne amplificatrice.

Ceci revient à trouver les impédances $Z_1 = Z_{in}^*$ et $Z_2 = Z_{out}^*$ à présenter à l'entrée et à la sortie du transistor afin de garantir le transfert maximum de puissance de la source vers la charge et de la puissance disponible du quadripôle.

L'adaptation simultanée entrée-sortie n'est possible que si le quadripôle est inconditionnellement stable ($K > 1$). Le gain transduscique s'exprime alors par :

$$G_T = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \left(K + \sqrt{K^2 - 1} \right) \quad (12)$$

Dans le cas où le quadripôle est conditionnellement stable, le gain est maximum pour des valeurs de Γ_{S_max} et Γ_{L_max} qui sont à l'extérieur de l'abaque de Smith et donc qui ne sont pas réalisables à l'aide d'éléments passifs. Il est donc inutile de chercher à obtenir le gain maximum par adaptation complexe conjuguée. Les terminaisons de sources et de charges permettant de satisfaire le critère de stabilité conditionnel ne donneront qu'un gain inférieur au gain maximum absolu. On définit alors les cercles à gains constants qui permettent de déterminer les lieux des points dans le plan Γ_S et Γ_L pour lesquels les gains G_1 et G_2 sont constants, lieux qui décrivent un cercle de centre O_S et de rayon R_S en entrée et un cercle de centre O_L et de rayon R_L en sortie :

$$R_S = \frac{\sqrt{1 - G_1(1 - |S_{11}|^2)}}{1 + G_1|S_{11}|^2} \quad (12)$$

$$O_S = \frac{G_1}{1 + G_1|S_{11}|^2} S_{11}^* \quad (14)$$

$$R_L = \frac{\sqrt{1 - G_2(1 - |S_{22}|^2)}}{1 + G_2|S_{22}|^2} \quad (15)$$

$$O_L = \frac{G_2}{1 + G_2|S_{22}|^2} S_{22}^* \quad (16)$$

I.2.4. Cercles de bruit et adaptation en bruit

Il est possible de minimiser la contribution en bruit du transistor en lui présentant à l'entrée une impédance de source telle que $\Gamma_S = \Gamma_{opt}$. Ceci est toujours possible si le transistor est inconditionnellement stable ($K > 1$). Dans ce cas, la sortie peut être adaptée en puissance en choisissant $\Gamma_L = \Gamma_{out}^*$.

Dans le cas d'un transistor conditionnellement stable, il faut choisir Γ_{opt} dans la région stable de l'abaque de Smith. Si ce n'est pas le cas, il faut choisir Γ_S dans la région stable au prix d'un facteur de bruit supérieur au minimum. Ensuite la sortie est adaptée en puissance en prenant une impédance de charge située dans la zone stable du cercle de stabilité de la charge.

Le lieu des points pour lesquels le facteur de bruit F est constant correspond à un cercle de centre C_{fb} et de rayon R_{fb} .

$$C_{fb} = \frac{\Gamma_{opt}}{1 + N} \quad (17)$$

$$R_{fb} = \frac{\sqrt{N^2 + N(1 - |\Gamma_{opt}|^2)}}{1 + N} \quad (18)$$

Avec :

$$N = \frac{F - F_{min}}{4r_n} |1 + \Gamma_{opt}|^2$$

Le tracé de ces cercles permet de chiffrer la dégradation du facteur de bruit lorsque le coefficient de réflexion présenté à l'entrée s'éloigne de la charge optimale.

II. Amplificateur large bande

Cet amplificateur à un seul étage devra avoir un gain de transfert en puissance aussi constant que possible dans la bande de fréquences à amplifier de 500 MHz à 900 MHz. Le transistor choisi est le BFR 90 (NPN au silicium) pour lequel au point de polarisation ($V_{CE} = 8$ volts, $I_C = 14$ mA), les paramètres S en fonction de la fréquence ont comme valeurs :

Fréquence en MHz	S_{11}	S_{22}	S_{21}	S_{12}
300	0.267 -88.5°	0.57 -30.8°	11.61 112°	0.043 68°
500	0.178 -122°	0.52 -29°	7.37 99°	0.060 70°
700	0.122 -156°	0.49 -28°	5.45 89°	0.082 69°
900	0.111 -179°	0.46 -27°	3.75 77°	0.106 69°

Les calculs vont être menés graphiquement en utilisant l'abaque de Smith.

Il importe en premier lieu de tracer, au moins pour les quatre fréquences du tableau ci-dessus, les cercles critiques d'instabilité C_2 en entrée et C_1 en sortie qui détermineront, le cas échéant, les zones interdites respectivement pour les impédances de charge (coefficient de réflexion Γ_2) et de source (coefficient de réflexion Γ_1).

Le tableau suivant a été établi à partir des équations de (7) à (10) donnant les rayons R_i et les centres Ω_i des cercles C_i ($i = 1,2$) :

Fréq.	Déterminant		Cercles critiques d'instabilité			
			C ₁ en sortie		C ₂ en entrée	
MHz	Δ	$ \Delta ^2$	R_1	Ω_1	R_2	Ω_2
300	0.44500 -17.35°	0.1980	3.940	3.19282 -53.7°	3.934	4.77429 41.86°
500	0.37603 -20.10°	0.1414	4.030	3.09751 -32.2°	3.428	4.38829 34.13°
700	0.39048 -24.71°	0.1525	3.248	2.24195 -11.3°	5.100	6.103915 29.80°
900	0.34701 -35.17°	0.1204	3.678	2.49619 4.4°	4.359	5.46122 27.71°

On en déduit immédiatement que les cercles C_1 contiennent le centre de l'abaque puisque $|\Delta| > |S_{11}|$ et que, par conséquent, leur surface intérieure est une zone stable ($|S_{22}| < 1$). Pour les cercles C_2 , c'est l'inverse qui se passe, étant donné que cette fois on a $|\Delta| < |S_{22}|$.

A partir des éléments calculés ci-dessus, les cercles d'instabilité ont été reportés sur l'abaque de Smith - voir figures 4a et 4b. On constate qu'en-dessous de 700 MHz prend naissance une zone instable interférant avec l'abaque, et ce d'autant plus que la fréquence est plus basse. Bien que pour la suite de l'étude nous allons utiliser le modèle du transistor unilatéralisé qui, par essence, est inconditionnellement stable, ces zones interdites, correspondant au transistor réel, seront à prendre en considération lors du choix des coefficients de réflexion tant en entrée qu'en sortie.

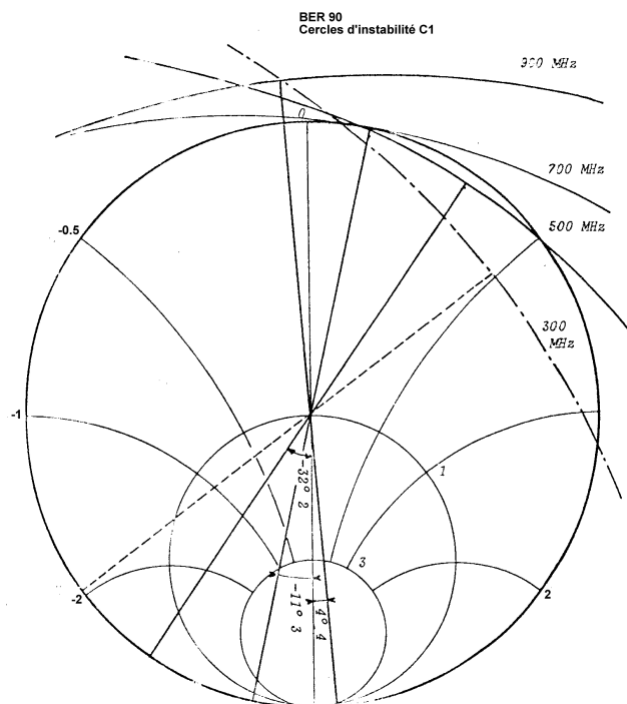


Figure 4a : Lieux des coefficients de réflexion Γ_1 , présentés par la source qui rendent la sortie critique

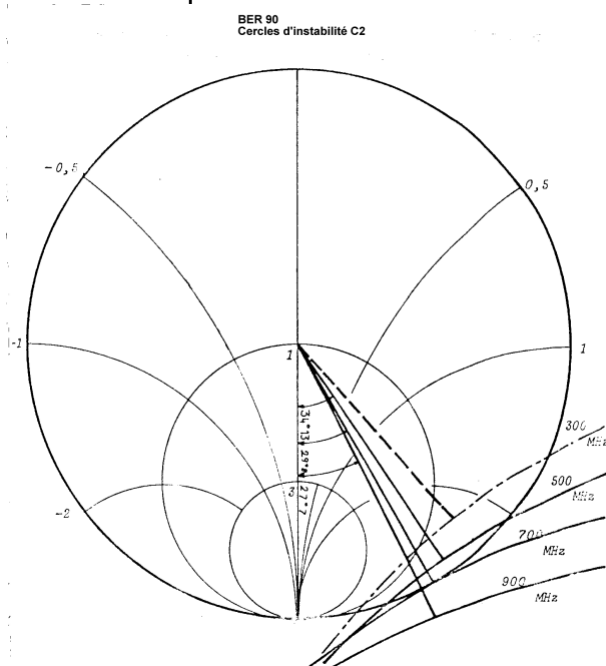


Figure 4b : Lieux des coefficients de réflexion Γ_2 , présentés par la charge, qui rendent l'entrée critique

Pour le transistor supposé unilatéralisé nous avons calculé en fonction de la fréquence le gain de transfert maximum en puissance G_{TUmax} qui est la somme des trois contributions entrée, transistor et sortie. Ce gain est comparé, lorsque $|K| > 1$, à G_{Tmax} (équation (11) et (12)). Les résultats sont regroupés ci-dessous. Les différents gains sont exprimés en décibels.

Fréquence (MHz)	Coef. de stabilité K	Gain à l'adaptation G_{Tmax}	Entrée $\frac{1}{1+ S_{11} ^2}$	Transistor S_{21}	Sortie $\frac{1}{1+ S_{22} ^2}$	Gain unilatéralisé max. G_{TUmax}
300	0.8030		0.32	21.30	1.70	23.32
500	0.9490		0.14	17.35	1.37	18.86
700	1.0041	17.83	0.065	14.73	1.19	15.985
900	1.1277	13.315	0.055	11.48	1.03	12.57

$$\text{Avec } G_{TUmax} = \frac{1}{1-|S_{11}|^2} |S_{21}|^2 \frac{1}{1-|S_{22}|^2} \quad (19)$$

On constate que la différence G_{Tmax} moins G_{TUmax} décroît avec la fréquence : 1.85 dB à 700 MHz et seulement 0.75 dB à 900 MHz, ce qui est intéressant dans la mesure où on cherche à obtenir le maximum de gain de l'étage. Par ailleurs, le gain apporté par l'adaptation en entrée, c'est-à-dire pour $\Gamma_1 = S_{11}^*$ - ce qui donne

$$G_{1max} = \frac{1}{1+|S_{11}|^2} - \text{est particulièrement faible.}$$

Il ne sera donc pas nécessaire, à priori, de réaliser une cellule d'adaptation en entrée, on aura alors :

$$\Gamma_1 = 0 ; G_1 = 0 \text{ dB.}$$

D'où à noter l'intérêt d'un transistor pour lequel $|S_{11}|$ est faible. Ainsi dans ce cas, il vient :

$$\text{A 900 MHz} : G_{TU} = 0 + 11.48 + 1.03 \sim 12.5 \text{ dB}$$

$$\text{Et à 500 MHz} : G_{TU} = 0 + 17.35 + 1.37 \sim 18,7 \text{ dB}$$

Recherchant un gain constant dans la bande 500 - 900 MHz, il faudra donc désadapter la sortie aux fréquences inférieures afin de faire chuter le gain à 500 MHz de $18.7 - 12.5 = 6.2$ dB ; à cette même fréquence le "gain" apporté par la cellule de sortie devra donc être :

$$G_2 = 1.37 - 6.2 \sim -4.8 \text{ dB}$$

Le problème est donc maintenant le suivant : réaliser une cellule d'adaptation en sortie qui, à 500 MHz, ramènera un coefficient de réflexion $\Gamma_2(500)$ tel que $G_2(500) = -4.8$ dB et qui, à 900 MHz, ramènera alors $\Gamma_2(900)$ de façon que $G_2(900) \sim 1,03$ dB.

On a vu que le lieu des coefficients de réflexion Γ_2 tels que G_2 est constant est un cercle. Afin de déterminer graphiquement la cellule, nous allons préciser les cercles correspondant à :

$$G_2(500) = -3, -4 \text{ et } -5 \text{ décibels}$$

$$\text{et à } G_2(900) = +0.5 \text{ et } 0.8 \text{ décibels.}$$

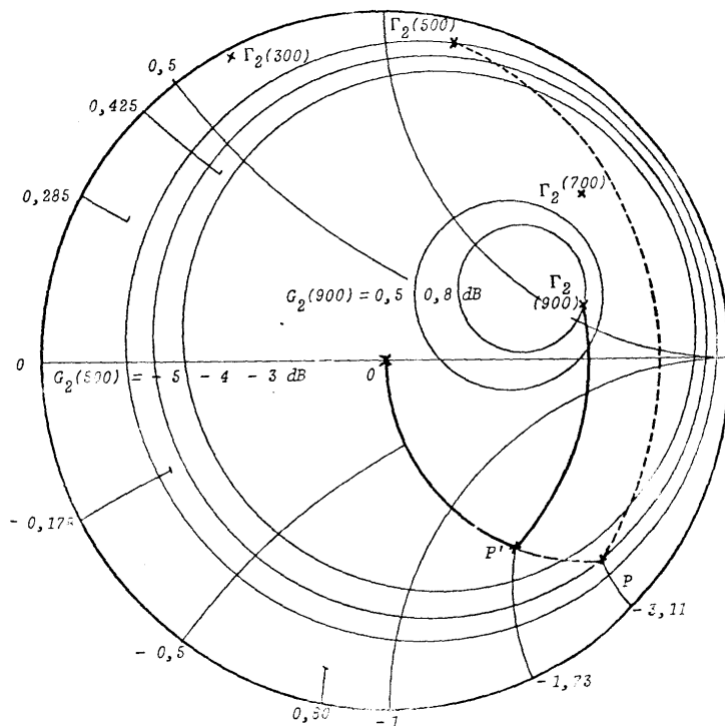
Les éléments de ces cercles, rayons R_{G2} et centres Ω_{G2} , figurent dans le tableau calculé à partir des équations (19) et (20) :

Fréquence (MHz)	G_2 (dB)	R_{G2}	Ω_{G2}
500	-3	0.7014	0.2295 29°
500	-4	0.7605	0.1868 29°
500	-5	0.8081	0.1514 29°
900	0.5	0.2745	0.4171 27°
900	0.8	0.1824	0.4408 27°

Lieu de Γ_2 tel que $G_2 = \text{constante} = \text{cercle } G_2 :$

$$\Omega_{G2} = \frac{G_2}{1 + G_2 |S_{22}|^2} S_{11}^* \quad (20)$$

- Se plaçant à 900 MHz, on va de 0 à P' en ajoutant un condensateur en série dont la capacité C se déduit de l'égalité : $\frac{-j}{R_0 C \omega} = -j1.73$; d'où C = 2.05 pF.



- A 500 MHz maintenant, cette valeur de capacité nous conduit au point P tel que : $\frac{-j}{R_0 C \omega} = -jx$, soit $x = 3.11$;
- Toujours à 500 MHz, mais cheminant cette fois sur l'abaque admittance, on rejoint le cercle $G_2 = -4.8$ dB (en fait -5 dB sur la figure) au point d'abscisse $\Gamma_2(500) = 0.902$ 77.5°. Pour ce faire, il faut rajouter une bobine en parallèle dont la self inductance L est définie par : $\frac{-jR_0}{L\omega} = -j0.80 - j0.285$; d'où $L = 14.67$ nH.

- Repassant à 900 MHz, cette valeur d'inductance nous mène finalement au point d'affixe $\Gamma_2(900) = 0.613 \angle 21^\circ$, cette valeur se déduisant de la relation

$$\frac{-jR_0}{L\omega} = -jy - j0.425 \text{ donnant } y = 0.178.$$

La cellule d'adaptation large bande en sortie sera donc simplement constituée, partant de la charge $R_0 = 50 \Omega$, d'un condensateur série puis d'une bobine parallèle selon le schéma de la figure 6 :

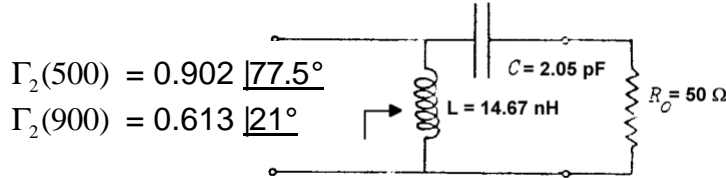


Figure 6 : Cellule en sortie réalisant l'adaptation large bande

III. Oscillateur

III.1. Rappels théoriques

Le transistor dont on connaît la matrice de répartition [S] à la fréquence de fonctionnement désirée est supposé chargé par l'impédance Z_L dont le coefficient de réflexion associé est :

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - R_0}{Z_L + R_0} \quad (22)$$

Le coefficient de réflexion S'_{11} vu à l'entrée du transistor ainsi chargé est donc :

$$S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L}$$

ce qu'illustre le schéma ci-dessous :

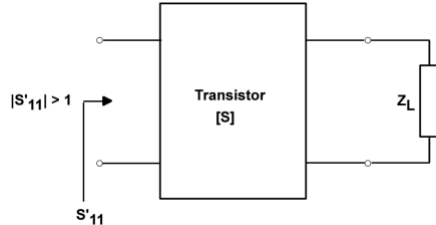


Figure 7 : Coefficient de réflexion ramené à l'entrée de l'oscillateur : condition d'oscillation.

Tout se passe comme si on ramenait une impédance $Z = R + jX$ telle que :

$$S'_{11} = \frac{Z - R_0}{Z + R_0} \text{ ce qui en module donne :}$$

$$|S'_{11}| = \frac{\sqrt{(R - R_0)^2 + X^2}}{\sqrt{(R + R_0)^2 + X^2}} \quad (23)$$

La condition classique d'oscillation potentielle $R < 0$ se traduit donc en termes de coefficients de réflexion par $|S'_{11}| > 1$, sous une autre forme, si le module du coefficient de réflexion vu à l'entrée du transistor est inférieur à l'unité, il sera alors impossible de réaliser un oscillateur. C'est précisément le cas, quelle que soit la valeur de Γ_L pour un transistor inconditionnellement stable. En pratique on choisira donc un transistor tel que $|K| < 1$.

Ce choix étant fait, la première étape consistera à tracer sur l'abaque de Smith le lieu des coefficients de réflexion Γ_L tels que $|S'_{11}| = 1$ (on a vu du reste qu'il s'agissait d'un cercle), et de déterminer la zone instable interférant avec cet abaque ; c'est là que nous y sélectionnerons Γ_L .

Au cours de la deuxième étape, nous en déduirons alors la valeur de l'impédance Z_S devant charger l'entrée. Pour cela, on peut partir du schéma :

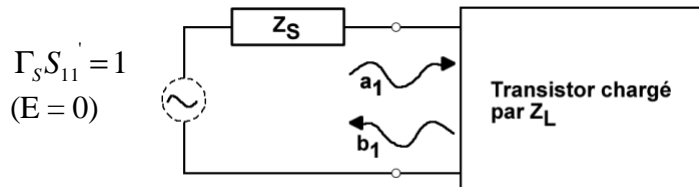


Figure 8 : Choix de l'impédance de source réalisant l'accord

Lorsque la source E n'est pas éteinte, on a la relation suivante entre onde incidente b_1 et onde réfléchie a_1 :

$$a_1 = \Gamma_S b_1 + b_S \quad (24)$$

Avec :

$$\Gamma_S = \frac{Z_S - R_0}{Z_S + R_0} \text{ et } b_S = \frac{E \sqrt{R_0}}{Z_S + R_0}$$

On déduit, par exemple en utilisant la règle de Mason que :

$$\frac{b_1}{b_S} = \frac{S'_{11}}{1 - \Gamma_S S'_{11}} \quad (25)$$

Il y aura donc oscillation, c'est-à-dire existence de l'onde réfléchie b_1 alors que $E = 0$, pour un coefficient de réflexion à la fréquence désirée tel que $\Gamma_S S'_{11} = 1$, soit :

$$\Gamma_S = \frac{1}{S'_{11}} \quad (26)$$

Ainsi, ayant déterminé Γ_L et Γ_S , nous sommes maintenant à même de calculer notre oscillateur ...

Exemple d'investigation avec un transistor naturellement instable : recherche du maximum d'instabilité.

Il est en fait difficile de trouver un transistor tel que $|K| < 1$, comme le montre sur trois exemples le tableau ci-dessous :

Transistor	Fréquence	K émetteur commun
BFT 65	1.8 GHz	1.197
BFR 90	1.8 GHz	1.136
BFR 34 A	1.8 GHz	1.125

Même en base commune, ces transistors restent inconditionnellement stables. Il existe cependant quelques composants que le constructeur a conçus spécialement en vue d'applications comme oscillateurs. Citons le HXTR 4101. A 2 GHz, en base commune, les paramètres de répartition ont pour valeurs :

$$S_{11} = 0.964 \angle 144^\circ$$

$$S_{21} = 1.95 \angle -59^\circ$$

$$S_{12} = 0.039 \angle 120^\circ$$

$$S_{22} = 1.068 \angle -45^\circ$$

$$\text{On déduit } \Delta = 0.97075 \angle 101.8^\circ$$

$$\text{D'où } |\Delta|^2 = 0.94236$$

$$\text{Et ainsi } K = -0.83865.$$

On a donc bien $|K| < 1$; aussi nous passons à la première étape qui consiste à tracer le cercle d'instabilité en entrée défini par :

$$R_2 = \frac{|S_{12}S_{21}|}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} ; \Omega_2 = \frac{(S_{22} - \Delta S_{11}^*)^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}$$

$$\text{L'application numérique donne : } R_2 = 0.38358 ; \Omega_2 = 0.71084 \angle 63.9^\circ$$

On vérifie que $|\Omega_2| - R_2 > 0$; le cercle ne contient pas le centre de l'abaque de Smith, ce qui était à prévoir étant donné que $|\Delta| < |S_{22}|$; et, comme par ailleurs $|S_{11}| < 1$, l'intérieur de ce cercle est donc zone instable ; c'est là, à condition de rester à l'intérieur de l'abaque, qu'il conviendra de choisir Γ_L .

Il semble naturel, supposant à priori l'unicité de la solution, de se placer en un point rendant maximale l'instabilité, c'est-à-dire tel que $|S'_{11}|$ soit le plus grand possible, sous réserve que ce point reste toujours à l'intérieur de l'abaque. Cela nous a conduit à rechercher, d'une façon plus générale, le lieu des coefficients de réflexion Γ_L ramenant en entrée un coefficient S_{11} de module k supérieur à l'unité. Les calculs conduisent au résultat suivant :

Le lieu des Γ_L tels que $|S_{11}| = k$ est un cercle :

$$\text{Rayon } R(k) = \frac{k|S_{12}||S_{21}|}{|k^2|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (a1)$$

$$\text{Centre } \Omega(k) = \frac{(k^2 S_{22} - \Delta S_{11}^*)^*}{k^2|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (a2)$$

On a montré par ailleurs :

O étant le centre de l'abaque de Smith

P le point représentatif $\Omega(1)$

K le point représentatif de $\Omega(k)$ - $k > 1$

que l'angle \widehat{OPK} reste constant et égal à q_1 lorsque k varie. Ainsi, les centres sont alignés et q_1 se déduit de la relation :

$$2|\Omega(1)|\cos(q) = \frac{\left(|S_{22}|^2 - |\Delta|^2\right)\left(|\Delta|^2 - |S_{11}|^2|S_{22}|^2\right) + \left(|S_{22}|^2 + |\Delta|^2\right)|S_{12}|^2|S_{21}|^2}{\left(|S_{22}|^2 - |\Delta|^2\right)|S_{12}||S_{21}||\Delta||S_{22}|} \quad (27)$$

L'application numérique pour le transistor considéré conduit au tableau ci-dessous :

k	R(k)	$\Omega(k)$
1	0.3836	0.7108 $\angle 63.9^\circ$
1.05	0.2534	0.7838 $\angle 55.7^\circ$
1.10	0.1911	0.8235 $\angle 52.3^\circ$

1.20	0.1303	0.8641 49.3°
1.35	0.0903	0.8912 47.6°
1.5	0.0702	0.9045 46.8°
2	0.0420	0.9220 45.8°
3	0.0245	0.9307 45.3°
8	0.0	0.9363 45.0°

$R(k)$ y décroît rapidement en fonction de k ($\frac{dR}{dk} < 0$) et tend vers zéro lorsque k tend vers l'infini (figure 9).

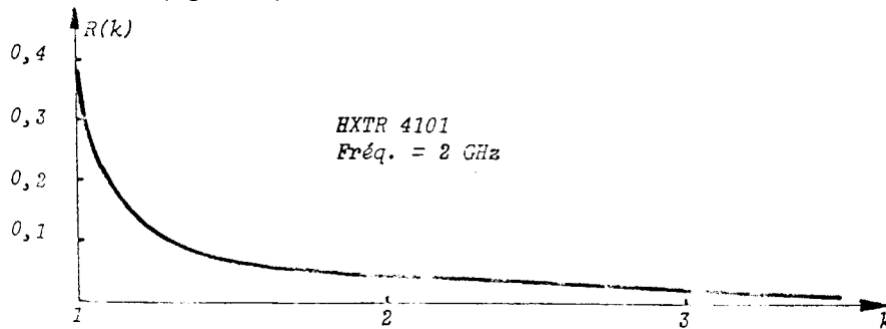


Figure 9 : Décroissance en fonction du coefficient k du rayon des cercles d'instabilité

Les centres $\Omega(k)$ ont été reportés sur l'abaque de Smith à la figure 10. Ils se déplacent effectivement sur une droite. Le calcul utilisant l'équation (27) donne $q_1 = 120.47^\circ$ comme on peut le vérifier.

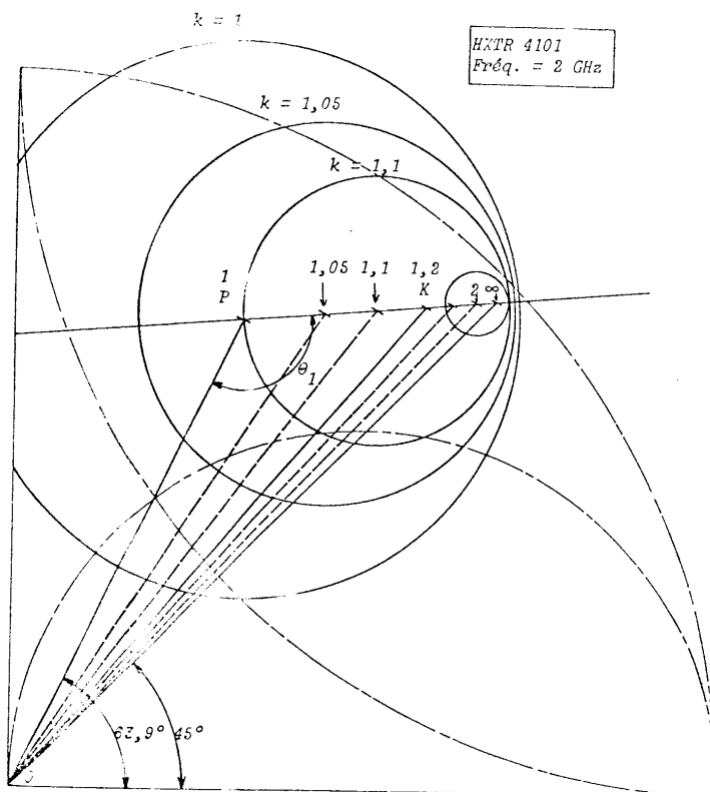


Figure 10 : Lieu des coefficients de réflexion Γ_L de la charge ramenant en entrée une instabilité k donnée

Notons le résultat important : $\Omega(\infty) = \frac{1}{S_{22}}$ et comme $R(\infty) = 0$, nous avons résolu

notre problème. Le point rendant maximale l'instabilité en entrée est celui la rendant infinie ; son affixe $\Gamma_L(\infty)$ est telle que :

$$\Gamma_L(\infty) = \frac{1}{S_{22}} \quad (28)$$

La solution est bien sûr unique, elle pouvait se déduire du simple examen de S'_{11} . Elle conduit à (deuxième étape) :

$$\Gamma_S(\infty) = 0 \quad (29)$$

Il n'y aura donc pas besoin de réaliser un circuit d'adaptation en "entrée". Rappelons cependant que ces conclusions ne sont valables que parce que $|S_{22}| > 1$; dans le cas contraire, nous serions conduits à la configuration représentée sur la figure 11 ci-après :

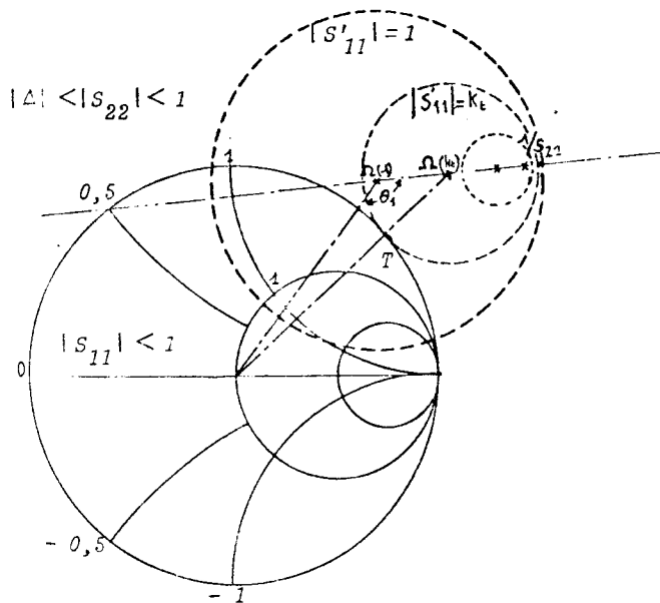


Figure 11 : Cercles d'instabilité dans le cas où $|S_{22}| < 1$; cercle tangentiel d'instabilité

La valeur maximale de l'instabilité que l'on peut alors obtenir est celle pour laquelle le cercle $|S'_{11}| = \text{constante}$ tangente extérieurement l'abaque de Smith. Soit k_t cette valeur, il vient donc la relation :

$$|\Omega(k_t)| = R(k_t) + 1 \quad (30)$$

d'où on en déduit la valeur de k_t . Les calculs conduisent à l'expression :

$$k_t = \frac{|S_{12}||S_{21}| + \sqrt{|S_{12}|^2|S_{21}|^2 - (1 - |S_{22}|^2)(|\Delta|^2 - |S_{11}|^2)}}{1 - |S_{22}|^2} \quad (30)$$

Ainsi dans le cas où $|S_{22}| < 1$, le coefficient de réflexion Γ_L qu'il conviendra de retenir sera :

$$\Gamma_L(k_t) = 1 \left| \Omega(k_t) \right| \quad (32)$$

point T sur la figure 11.

Ces considérations dérivées de l'étude d'un oscillateur à partir du HXTR 4101 ne doivent pas faire oublier qu'il existe une autre configuration que l'on rencontrera en pratique.

Réalisation utilisant un transistor pour lequel $|\Delta| > |S_{22}|$. Il s'agit du LAE 2001 R. Dans la plage de fréquences centrée sur 1.9 GHz nous intéressant, ce transistor est inconditionnellement stable, que ce soit en base commune ou en émetteur commun. Cependant le fait de placer une capacité de faible valeur (1 picofarad) entre collecteur et base du montage E.C. nous a permis de créer artificiellement une zone de fonctionnement instable. En effet, passant du plan mesure au plan maquette on a obtenu à 1.9 GHz les valeurs suivantes :

$$S_{11} = 0.47315 \angle -37^\circ$$

$$S_{22} = 0.1122 \angle 87^\circ$$

$$S_{21} = 1.2589 \angle -117^\circ$$

$$S_{12} = 0.5309 \angle -74^\circ$$

d'où $\Delta = 0.6956 \angle -7.2^\circ$ et on déduit donc :

$$K = 0.9332 < 1 ; |\Delta| > |S_{22}|$$

Les cercles paramétrés en valeurs de k ont été représentés sur la figure 12 où l'on remarquera les cercles critiques d'instabilité ($k = 1$) et tangentiel d'instabilité ($k = k_t$).

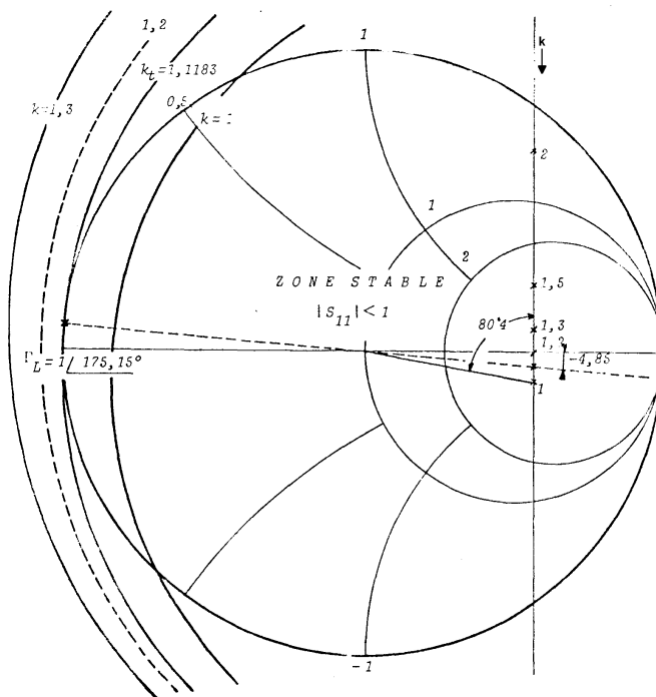


Figure 12 : Coefficient de réflexion Γ_L de la charge déduit du cercle tangentiel d'instabilité, cas où $|\Delta| > |S_{22}|$.

Pour la valeur particulière $k_t = 1.1183$, le cercle C_{k_t} est tangent à l'abaque de Smith ; on calcule :

$$R(k_t) = 1.5965 \text{ et } \Omega(k_t) = 0.5965 \angle -4.85^\circ$$

Ces trois valeurs sont déduites des équations (a1), (a2) et (30). La relation donnant k_t reste en effet valable lorsque $|\Delta| > |S_{22}|$.

La valeur du coefficient de réflexion qu'il serait souhaitable que la charge Z_L ramène est donc :

$$\Gamma_L(k_t) = 1 \angle 175.15^\circ$$

Ce qui permet de calculer $Z_L = j 2.1175 \Omega$, puis $L_L = 0.1774 \text{ nH}$.

L'application numérique donne alors $S'_{11} = 1.1182 \angle -28.35^\circ$ d'où l'on tire :

$$\Gamma_s(k_t) = 0.8943 \angle 28.35^\circ.$$

D'où $Z_S = 44.386 + j 188.19 \Omega$, $R_S = 44.386 \Omega$ et $L_S = 15.764 \text{ nH}$.

Ce qui nous donne le schéma de la figure 13.

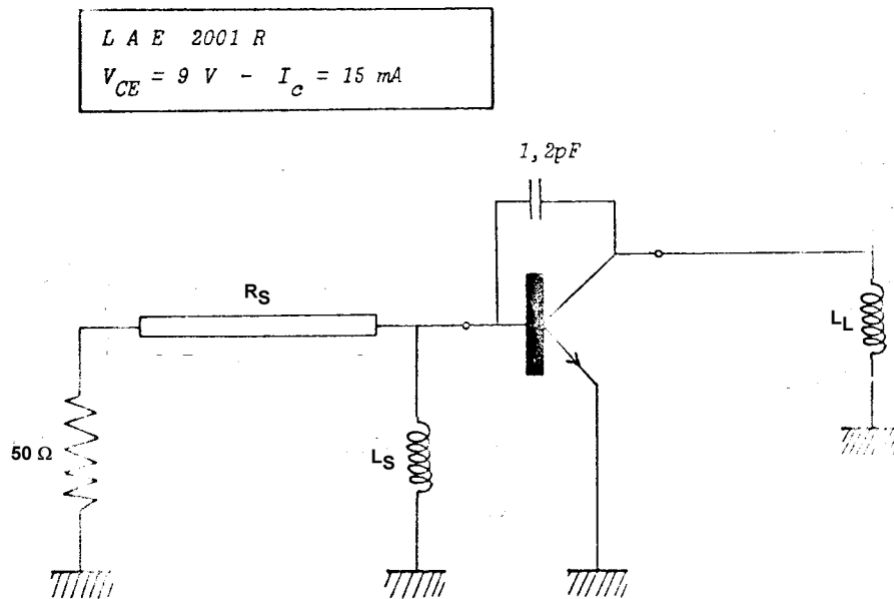


Figure 13 : Oscillateur à 1.9 GHz