

50376
1992
141

61587

50376
1992
141

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

N° d'ordre 934

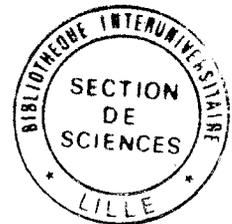
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : **ELECTRONIQUE**

par

Mostafa AKKAR

**Contribution à la C.A.O. non linéaire de sources dipolaires
pour la réalisation d'émetteurs en gamme centimétrique et
millimétrique**



Soutenue le 16 Juin 1992 devant la commission d'examen.

Membres du jury :

Mr G. SALMER
Mr P.A. ROLLAND
Mr J. OBREGON
Mr PH. GELIN
Mr D. LIPPENS
Mr M. LEFEBVRE

Président
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur

A ma Mère
A mon Père

A mes frères et soeurs

A tous les miens

Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER. Celui-ci me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail. Je l'en remercie vivement.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur P. A. ROLLAND qui m'a accueilli dans son équipe et qui m'a permis, grâce à ses compétences et ses nombreux conseils, de mener à bien ce travail.

Je remercie vivement Monsieur J. OBREGON, Professeur à la Faculté des Sciences de Limoges et Monsieur P. GELIN, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteurs.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à Monsieur D. LIPPENS, Directeur de recherche au C.N.R.S, et Monsieur le Professeur M. LEFEBVRE, Professeur à l'U.S.T.L, pour leur participation à ce jury d'examen.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Mademoiselle M.R. FRISCOURT pour son aide, ses conseils, les discussions que nous avons eues et sa sympathie au long de ce travail.

Que tous mes camarades de laboratoire veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Je remercie vivement le personnel du C.I.T.I (Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information) des aides et conseils qu'ils m'ont apportés ainsi que de la qualité de leur accueil.

Je tiens à remercier Messieurs J.C. ANDRIES, J.C. JENNEQUIN et P. MICHON de l'Atelier de Mécanique, ainsi que Monsieur J.P. DEHORTER du service de reprographie. Leur bonne humeur quotidienne nous a souvent permis de faire la part des choses et de prendre un certain recul par rapport à nos problèmes du moment.

Mes remerciements vont également à Madame M. VANDAELE du C.I.T.I. qui a assuré avec une grande efficacité la composition de ce mémoire.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Etude du comportement non linéaire d'un oscillateur par une méthode de type Van Der Pol	3
1.1 Rappels sur "l'oscillateur de Van Der Pol"	3
1.2 Introduction d'un modèle réaliste de composant dans le modèle de l'oscillateur de Van Der Pol. Généralisation du modèle de Van Der Pol	10
1.2.1 Détermination du générateur équivalent de conduction	12
1.2.2 Modélisation analytique du courant de déplacement	14
1.3 Méthode numérique utilisée	15
1.4 Autres intérêts du modèle de Van Der Pol	21
1.4.1 Stabilité de l'oscillateur	21
1.4.2 Synchronisation d'un oscillateur	23
1.4.3 Pulling de l'oscillateur	28
1.5 Conclusion	31
2 Modélisation analytique du comportement non linéaire d'un oscillateur ATT de forte puissance	33
2.1 Introduction	33
2.2 Rappels généraux	35
2.2.1 Structure générale des diodes A.T.T.	35
2.2.2 Définition des différentes structures possibles	37
2.2.3 Définition du facteur de confinement	39

2.2.4	Principaux paramètres technologiques	39
2.3	Rappel du fonctionnement des diodes A.T.T. et principaux phénomènes physiques	40
2.3.1	Description qualitative du fonctionnement d'une diode A.T.T.	40
2.3.2	Les phénomènes physiques fondamentaux	43
2.3.2.1	L'effet de redressement	43
2.3.2.2	La réaction de charge d'espace	46
2.3.2.3	Effets liés à la modulation de la zone désertée	49
2.4	Modèle analytique à deux zones de la diode à avalanche et temps de transit	55
2.4.1	Mise en oeuvre du modèle	55
2.4.2.1	Données matériau, profil de dopage et carte de champ électrique statique	57
2.4.2.2	Traitement de la zone d'avalanche	59
2.4.2.3	Traitement la zone de transit	65
2.5	Problèmes spécifiques liés au fonctionnement complexe des diodes ATT	73
2.6	Influence de la composante harmonique deux de la tension aux bornes du composant	79
2.7	Validation finale du modèle analytique	81
2.8	Conclusion	83
3	Applications à l'étude de quelques sources de puissance dans le domaine microonde et millimétrique	85
3.1	Introduction	85
3.2	Application à l'étude du comportement d'oscillateurs dipolaires à commande en tension en gamme millimétrique	87
3.2.1	Origines des dérives fréquentielles lentes d'un oscillateur à commande en tension (VCO) apparaissant après la phase d'établissement	88

3.3	Influence des caractéristiques électriques de la diode varactor sur le comportement temporel à court et moyen terme d'un VCO en bande Ka	91
3.4	Etude et réalisation d'un oscillateur à commande en tension à diode Gunn dans la bande des 60 GHz	97
3.5	Application à l'étude d'un oscillateur de forte puissance à diodes ATT en bande Ku (12-18 GHz)	105
3.5.1	Influence de l'impédance caractéristique du transformateur Z_T	107
3.5.2	Bande d'accord mécanique	109
3.5.3	Bande d'accord électronique	110
3.5.4	Amélioration des performances par introduction d'un accord réactif à la fréquence harmonique 2	111
3.6	Conclusion	116
	Conclusion générale	117

Introduction générale

Introduction Générale

Il apparaît depuis quelques années un intérêt croissant pour la C.A.O. des circuits microondes car c'est un outil puissant pour la conception des circuits passifs et actifs à large bande, en régime linéaire ou de forte puissance. Il existe sur le marché un certain nombre de logiciels commerciaux performants permettant une analyse et une optimisation tant en régime linéaire que non linéaire. Cependant ces logiciels décrivent le comportement statique ou dynamique des différents composants par des modèles électriques intégrés au logiciel ou à implanter par l'utilisateur. Ces modèles électriques permettent une prise en compte réaliste des composants à trois électrodes mais sont difficiles voire même impossibles à extraire pour des composants dipolaires dans lesquels la réaction de charge d'espace, par exemple, est un phénomène physique fondamental qui ne peut être décrit par un modèle quasi-statique.

Le but de ce travail a donc été de développer un modèle d'analyse non linéaire du comportement temporel d'oscillateurs dipolaires, principalement à diodes Gunn et ATT, en gammes centimétrique et millimétrique. Nous avons choisi pour ce modèle une approche de type Van Der Pol, dans laquelle le circuit est décrit sous forme d'éléments localisés et une procédure numérique permettant de prendre en compte de façon autocohérente les effets thermiques.

La première partie de ce travail est consacrée à la présentation de la procédure numérique utilisée. Après la description du modèle électrique du composant et du circuit de charge associé, l'algorithme de résolution du système d'équations différentielles couplées est illustré sur un exemple.

Dans la deuxième partie nous développons un modèle analytique des diodes Avalanche Temps de Transit. Le but de ce modèle est de permettre une prise en compte suffisamment précise des phénomènes physiques complexes mis en jeu

dans des structures ATT à modulation de dopage tout en limitant les temps de calcul à des durées compatibles avec son intégration dans le logiciel de CAO précédemment décrit. Ce modèle est validé par des comparaisons rigoureuses avec les résultats obtenus par modélisation physique lourde d'une part et expérimentale d'autre part.

Enfin la dernière partie concerne l'application de ce logiciel à l'étude de quelques sources dipolaires en gamme centimétrique et millimétrique. L'effet de dérive fréquentielle lente après accord (PTD) d'oscillateurs à commande en tension est analysé ainsi que la vitesse de modulation de tels VCO en gamme millimétrique en vue de la réalisation d'émetteurs pour communications à courtes distances. Par ailleurs l'influence bénéfique d'un circuit d'accord réactif à la fréquence harmonique 2 est confirmée dans le cadre de l'optimisation du circuit planaire d'un oscillateur ATT de forte puissance en bande Ku utilisant des diodes à l'AsGa.

Chapitre 1

Etude du comportement non linéaire d'un oscillateur
par une méthode de type Van Der Pol

Chapitre 1

Etude du comportement non linéaire d'un oscillateur par une méthode de type Van Der Pol

1.1 Rappels sur "l'oscillateur de Van Der Pol"

Un oscillateur est un système fournissant un signal quasi-sinusoidal sans qu'il soit nécessaire de lui fournir un tel signal.

La description du fonctionnement des oscillateurs microondes est généralement basée sur la notion de résistance négative qui peut être fournie soit par des dipôles (diodes tunnel, Gunn, ATT, tunnel résonnant ...), soit par des tripôles (transistors bipolaires, transistors à effet de champ ...).

La théorie des montages à résistance négative est facile en régime linéaire, par contre dès que l'amplitude des signaux augmente, les choses se compliquent du fait du comportement non linéaire des dispositifs actifs. Illustrons ce point sur un cas simple et idéal illustré sur la figure 1.1.

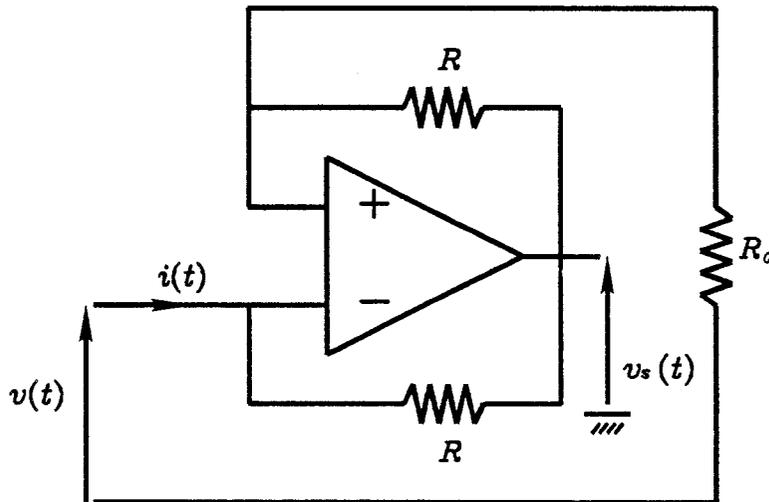


Figure 1.1 : Schéma d'un oscillateur à résistance négative.

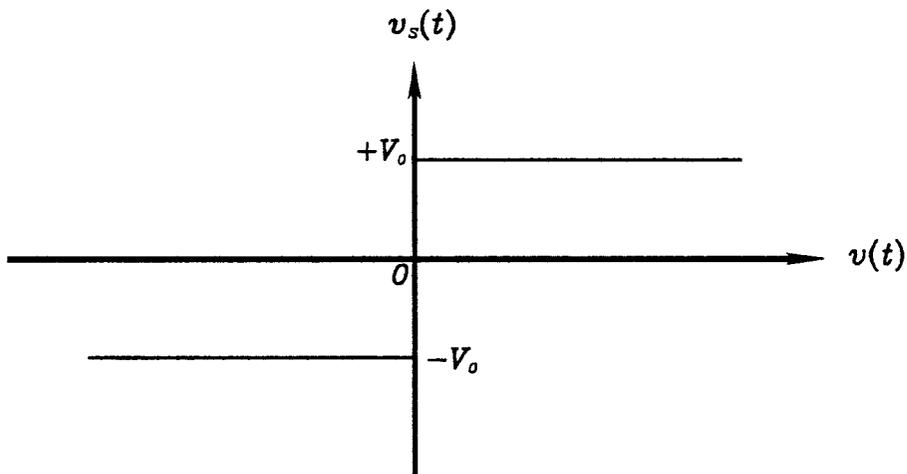
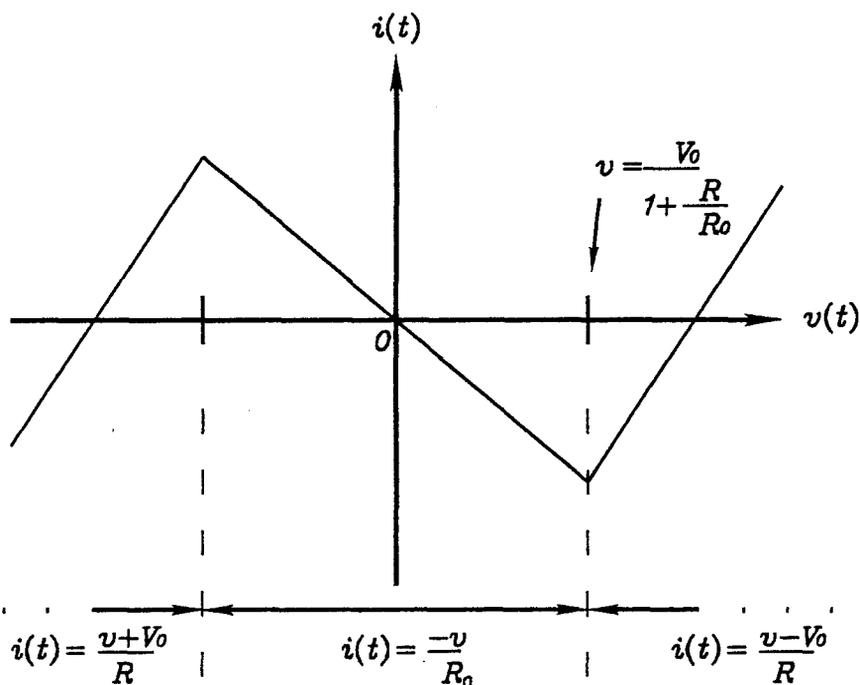


Figure 1.2 : Tension de sortie $v_s(t)$ de l'amplificateur.

Admettons que l'amplificateur non saturé ait un gain infini alors que saturé, sa tension de sortie soit limitée à $\pm V_o$ (voir Figure 1.2). Tant que l'amplitude de la tension $v(t)$ reste faible, ce dipôle présente une résistance négative $-R_o$ alors que, poussé en régime de saturation, les résistances du montage imposent le courant $i(t) = \frac{v(t) \pm V_o}{R}$, c'est-à-dire que le montage ne pouvant plus amplifier ne présente plus de résistance négative, comme le montre la figure 1.3.

Figure 1.3: Caractéristique $i(v)$ de l'oscillateur.

Ce montage présente une résistance négative de type N . En pratique le gain de l'amplificateur n'est pas infini en zone linéaire et, de plus, sa saturation n'est pas brutale, de sorte que la caractéristique $i(v)$ ne présente pas de points anguleux. Par ailleurs, le dipôle à résistance négative que nous allons envisager présente une loi de décroissance de la conductivité différentielle négative à la fréquence fondamentale du type :

$$g = -g_o \left(1 - \frac{V^2}{V_o^2} \right) \quad (1.1)$$

où g_o est la conductance différentielle négative en régime linéaire, V l'amplitude de la tension sinusoïdale développée à la fréquence fondamentale aux bornes du dipôle et V_o la tension continue de polarisation.

Si l'on se limite au cas de la fréquence fondamentale, une représentation simple et admissible de la caractéristique $i(v)$ instantanée peut être :

$$i(v) = -|g_o| v + |g_o| \frac{v^3}{V_o^2} = -g v + \beta v^3 \quad (1.2)$$

Cette caractéristique a l'allure décrite sur la figure 1.4.

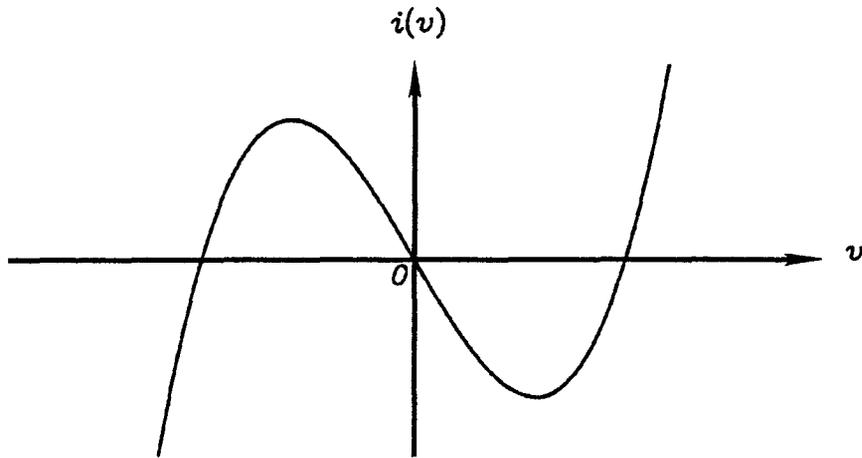


Figure 1.4 : Caractéristique $i(v)$ d'un oscillateur.

Si l'on applique au montage de la figure 1.1, une tension sinusoïdale $v(t) = V \sin(\omega t)$ alors le courant $i(t)$ peut s'écrire :

$$i(t) = -g V \sin(\omega t) + \frac{3}{4} \beta V^3 \sin(\omega t) - \frac{1}{4} \beta V^3 \sin(3\omega t) + \dots \quad (1.3)$$

Admettons que la fréquence harmonique trois (3ω) soit éliminée par filtrage, alors il vient :

$$i(t) = - \left(g - \frac{3}{4} V^2 \beta \right) V \sin(\omega t) = -G(V) V \sin(\omega t) \quad (1.4)$$

Le terme V^2 étant proportionnel à la puissance délivrée par le dispositif, il apparaît donc que la conductance négative est réglée par cette puissance. A faible niveau, la conductance est négative et surcompense les pertes du circuit permettant ainsi le démarrage des oscillations, alors qu'à fort niveau la décroissance de la conductivité en valeur absolue permet la stabilisation des amplitudes et donc l'obtention d'un régime établi.

Connaissant la loi de variation $i(v)$ ou $v(i)$, il est possible d'aller plus loin et d'écrire les équations différentielles non linéaires régissant le comportement temporel du montage complet de l'oscillateur comme illustré dans le cas le plus simple sur la figure 1.5.

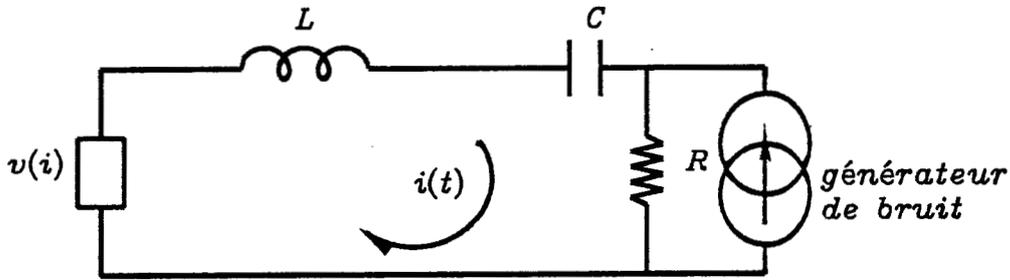


Figure 1.5 : Schéma d'un oscillateur dans le cas le plus simple.

La loi de variation du générateur $v(i)$ est :

$$v(i) = -ai + bi^3 \quad (1.5)$$

l'équation du circuit est :

$$v(i) + Ri + \frac{1}{C} \int idt + L \frac{di}{dt} = 0 \quad (1.6)$$

en remplaçant $v(i)$ par sa valeur, il vient :

$$(R - a) i + bi^3 + \frac{1}{C} \int idt + L \frac{di}{dt} = 0 \quad (1.7)$$

Posons :

$$LC \omega_o^2 = 1 ; \beta = \frac{3b}{a - R} ; \gamma = \frac{a - R}{L\omega_o} \quad (1.8)$$

et dérivons une fois l'équation intégral-différentielle précédente par rapport au temps pour obtenir :

$$\frac{d^2i}{dt^2} - \gamma (1 - \beta i^2) \omega_o \frac{di}{dt} + \omega_o^2 i = 0 \quad (1.9)$$

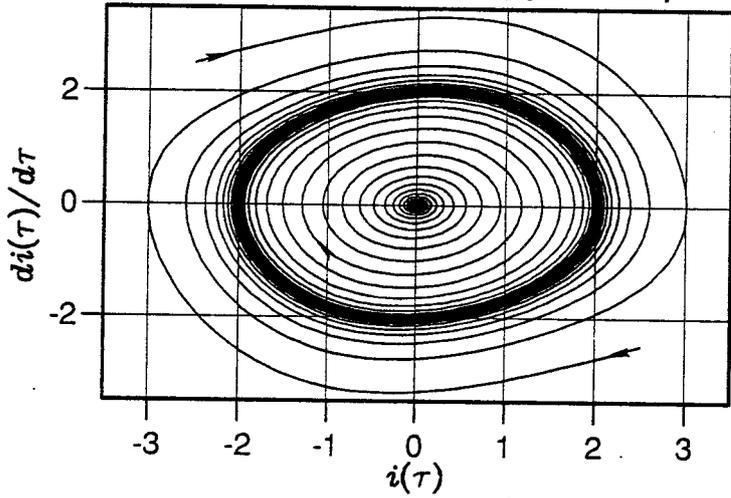
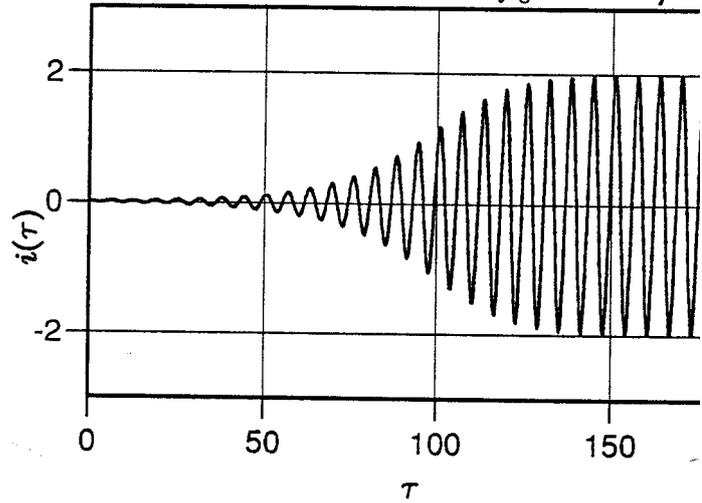
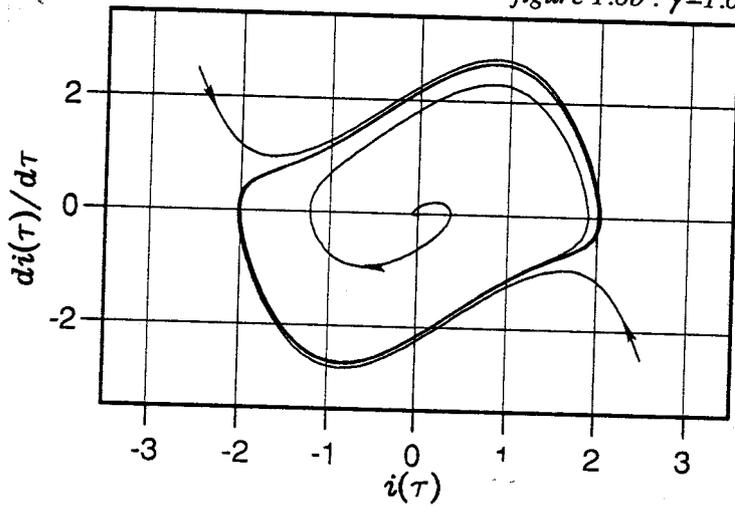
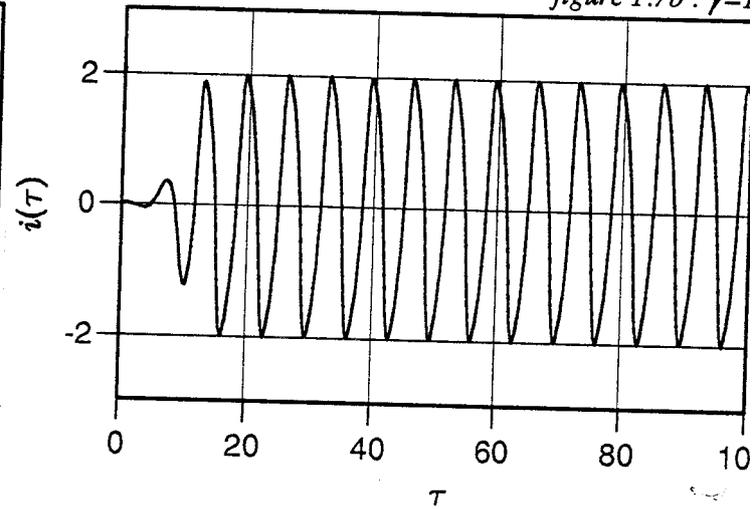
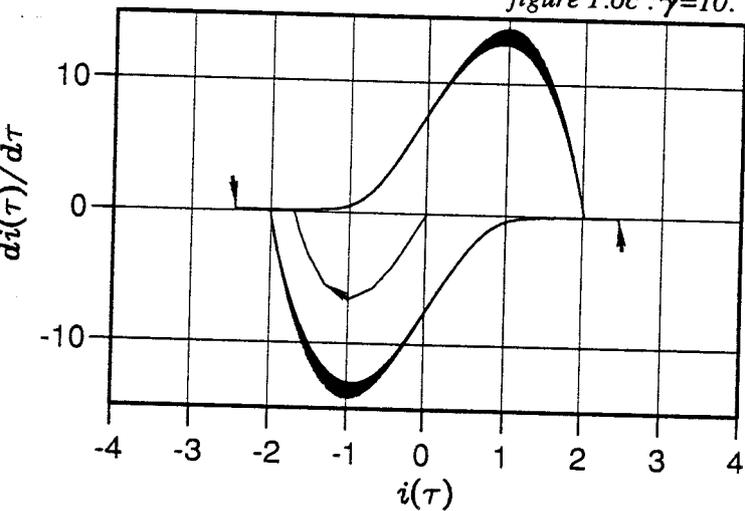
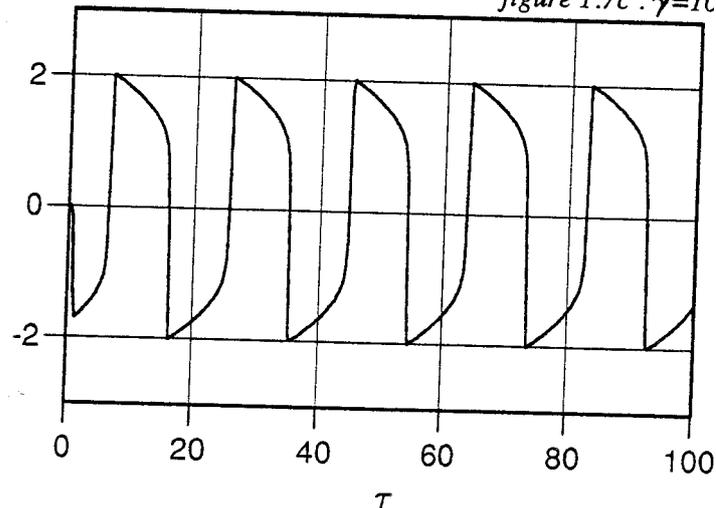
figure 1.6a : $\gamma=0.1$ figure 1.7a : $\gamma=0.1$ figure 1.6b : $\gamma=1.0$ figure 1.7b : $\gamma=1.0$ figure 1.6c : $\gamma=10.0$ figure 1.7c : $\gamma=10.0$ 

Figure 1.6: (a,b,c) plan de phase $\left(\frac{di(\tau)}{d\tau}, i(\tau)\right)$ pour trois valeurs de γ (0,1 ; 1 ; 10)

Figure 1.7: (a,b,c) évolutions temporelles du courant $i(\tau)$ pour les trois valeurs de γ correspondantes. $\tau = \omega_0 t$

C'est l'équation établie par Van Der Pol en 1926 pour décrire un oscillateur et qui reste valable dans le cas des oscillateurs microondes à dipôle à résistance négative.

Cette équation non linéaire appelle deux remarques fondamentales :

- En régime linéaire, l'amplitude du courant périodique est faible et donc le terme βi^2 peut être négligé en première approximation. L'équation de Van Der Pol se résume alors à l'équation classique d'un oscillateur linéaire à résistance négative.

Si le facteur d'amortissement $\gamma = \frac{a-R}{L\omega_0}$ est positif, alors les petites oscillations croissent indéfiniment et le régime linéaire est instable.

- En régime à forte amplitude, la résistance redevient positive pendant une partie de la période du signal. Il y a donc amortissement. Ce régime à forte amplitude est également instable.

Puisque les petites oscillations croissent et que les grandes décroissent, il doit exister entre ces deux régimes, un régime stable permanent. C'est ce qu'a montré Poincaré en mettant en évidence le caractère périodique et unique de la solution intermédiaire de l'équation non linéaire de Van Der Pol. Ceci est illustré sur les figures 1.6a,b,c dans l'espace des phases pour trois valeurs typiques et croissantes du facteur d'amortissement. La courbe est une "spirale" croissante aux faibles amplitudes et décroissante aux fortes amplitudes mais ces spirales s'enroulent sur un cycle limite et unique vers lequel tendent toutes les trajectoires de phase. Ce cycle constitue en fait la caractéristique de l'oscillateur.

Le calcul de ce cycle est malheureusement une opération compliquée nécessitant le recours à l'analyse numérique. Nous présentons sur les figures 1.7a,b,c les évolutions temporelles de la forme d'onde terminale (courant ou tension) pour les mêmes valeurs du facteur d'amortissement γ . Ces évolutions montrent que l'on passe d'un régime quasi-sinusoïdal pour des faibles valeurs du facteur d'amortisse-

ment (fréquence imposée par les éléments purement réactifs) à un régime d'oscillation à relaxation pour de fortes valeurs du facteur d'amortissement (fréquence imposée par la constante de temps $\tau = RC$). Dans le domaine microonde et pour les applications analogiques qui nous intéressent, nous recherchons donc les solutions du premier type correspondant à $\gamma \ll 1$ soit $\frac{a-R}{L\omega_o} \ll 1$; c'est-à-dire :

$$\frac{\frac{a-R}{R}}{\frac{L\omega_o}{R}} \ll 1 \Rightarrow \frac{a-R}{R} \ll Q_{ext} \text{ avec } Q_{ext} = \frac{L\omega_o}{R} \quad (1.10)$$

Cette condition sera réalisée en pratique dans la plupart des cas pour les dipôles à résistance négative car la marge de résistance négative entre le régime linéaire (démarrage des oscillations) et le régime non linéaire (régime d'oscillation stable) est assez faible. Typiquement

$$a \leq 10 \Omega \text{ et } R \simeq 1 \Omega \Rightarrow \frac{a-R}{R} \sim 10 \quad (1.11)$$

alors que les circuits microondes présentent un coefficient de qualité externe qui peut difficilement descendre en-dessous d'une valeur de 30 à 50.

1.2 Introduction d'un modèle réaliste de composant dans le modèle de l'oscillateur de Van Der Pol. Généralisation du modèle de Van Der Pol

Nous n'avons jusqu'à présent décrit que le comportement non linéaire de la résistance différentielle négative du composant couplé à un circuit de charge. Cette résistance ou conductance non linéaire est décrite par une relation analytique de type $v(i)$ ou $i(v)$ traduisant la dépendance instantanée de cette grandeur vis-à-vis de la valeur instantanée du courant parcourant le composant ou de la

tension à ses bornes. Il reste à ce stade deux problèmes à résoudre :

1. Comment déterminer les coefficients du développement polynomial de la relation $i(v)$ ou $v(i)$?
2. Comment prendre en compte la dépendance non linéaire éventuelle de la réactance du composant soumis à des signaux périodiques de forte amplitude ?

En effet, un composant microonde peut être schématiquement représenté par le schéma parallèle illustré sur la figure 1.8, faisant apparaître un courant de particules et un courant de déplacement ($\text{Rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$)

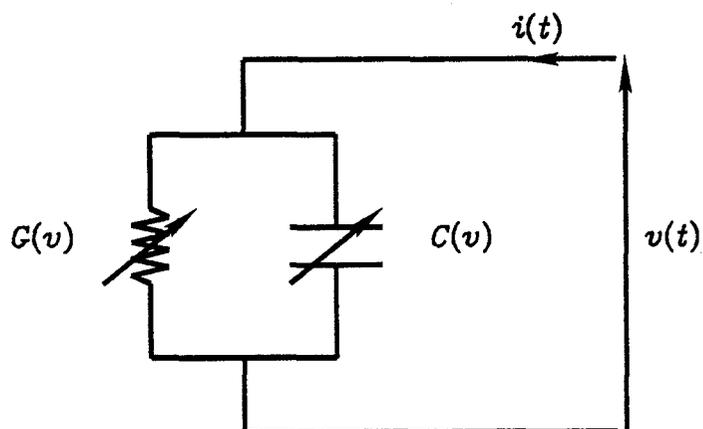


Figure 1.8: Schéma équivalent d'un composant microonde.

1.2.1 Détermination du générateur équivalent de conduction

En posant

$$\tau = \omega_o t \text{ et } i = \alpha.u = \sqrt{\frac{a-R}{3b}} u \quad (1.12)$$

l'équation de Van Der Pol peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} - \gamma (1 - u^2) \frac{du}{d\tau} + u = 0 \quad (1.13)$$

si l'on cherche une solution quasinusoidale de type $u = A(\tau) \cdot \cos(\tau)$ avec $\gamma \ll 1$ et si l'on admet que l'amplitude A est une variable lente de τ , c'est-à-dire :

$$\frac{dA(\tau)}{d\tau} \ll A(\tau) \text{ donc } \frac{1}{A} \frac{dA(t)}{dt} \ll \omega_o \quad (1.14)$$

alors on peut écrire pour un cycle à spirale croissante :

$$i(t) = \sqrt{\frac{a-R}{3b}} \times \frac{2 \cos(\omega_o t)}{\sqrt{1 + \exp\{-\gamma \omega_o (t - t_o)\}}} \quad (1.15)$$

La constante t_o doit être de forte amplitude pour que les oscillations démarrent de signaux de faibles amplitudes (bruit). Le régime établi est obtenu en faisant tendre t vers l'infini. L'amplitude du courant prend alors une valeur constante I_o telle que :

$$i(t) = I_o \cos(\omega_o t) = \sqrt{\frac{4(a-R)}{3b}} \cos(\omega_o t) \quad (1.16)$$

Or

$$v(i) = -ai + bi^3 \quad (1.17)$$

d'où

$$v = I_o \cos(\omega_o t) \left(-a + \frac{3}{4} b I_o^2 \right) \quad (1.18)$$

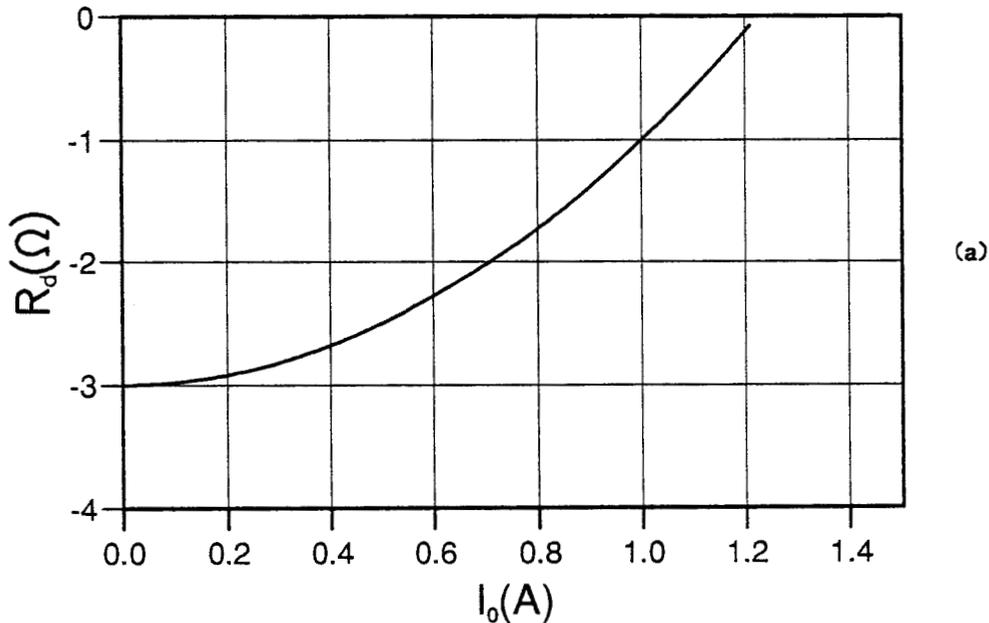
si l'on néglige les composantes harmoniques ($\gamma \ll 1$), la résistance dynamique du composant à la pulsation ω_o s'écrit alors :

$$R_d = \frac{v(\omega_o)}{i(\omega_o)} = -a + \frac{3}{4} b I_o^2 \quad (1.19)$$

D'où la puissance délivrée par le dispositif à la pulsation ω_o

$$P_e = \frac{1}{2} R_d I_o^2 = \left(-a + \frac{3}{4} b I_o^2 \right) \frac{I_o^2}{2} \quad (1.20)$$

qui est maximale pour $\frac{\partial P}{\partial I} = 0$; c'est-à-dire pour la valeur crête du courant $I_o = \sqrt{\frac{2a}{3b}}$. Ces deux résultats importants sont résumés sur les figures 1.9(a,b).



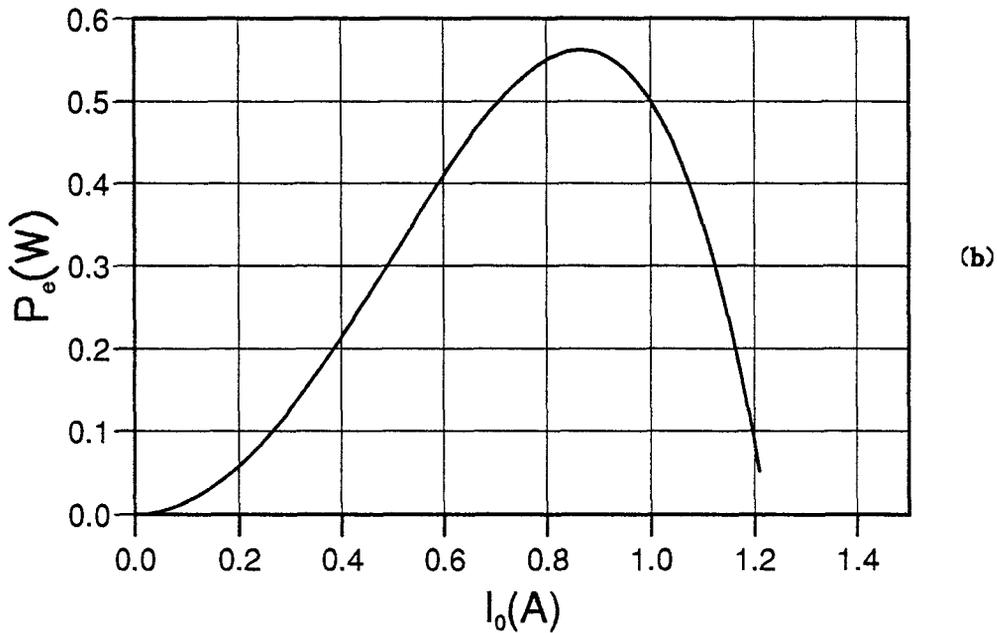


Figure 1.9: Evolution de la résistance et de la puissance en fonction du courant.

Si l'on dispose d'un modèle physique ou analytique du composant semi-conducteur (cf chapitre 2), on peut alors extraire facilement les valeurs de a et b à partir de la résistance dynamique linéaire (R.D.N.) et de la puissance maximale pour différents points de polarisation du composant.

1.2.2 Modélisation analytique du courant de déplacement

Dans le cas le plus général, en régime fort signal, la capacité équivalente traduisant le courant de déplacement est non linéaire et donc modulée par les variations instantanées de la tension à ses bornes ($C(v)$).

Le courant instantané qui la traverse est défini par :

$$i(t) = \frac{dq(t)}{dt} \quad (1.21)$$

La charge emmagasinée par cette capacité peut être décrite par la relation polynomiale :

$$q(v) = C_o V_o + C_1 v(t) + C_2 v^2(t) + C_3 v^3(t) + \dots + \dots \quad (1.22)$$

ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} i(t) = \frac{dq}{dt} &= \frac{dq}{dv} \cdot \frac{dv}{dt} = C_1 \frac{dv}{dt} + 2C_2 v \frac{dv}{dt} + \dots + \dots & (1.23) \\ &= (C_1 + 2C_2 v + 3C_3 v^2 + \dots) \frac{dv}{dt} = C(v) \frac{dv}{dt} \end{aligned}$$

Si l'on se limite à la composante fondamentale dans le cas d'une excitation sinusoïdale de cette capacité non linéaire, il vient :

$$q(V) = C_o V_o + \left(C_1 + \frac{3}{4} C_3 V^2 \right) V \sin(\omega t) + \frac{C_2 V_0}{2} \quad (1.24)$$

soit :

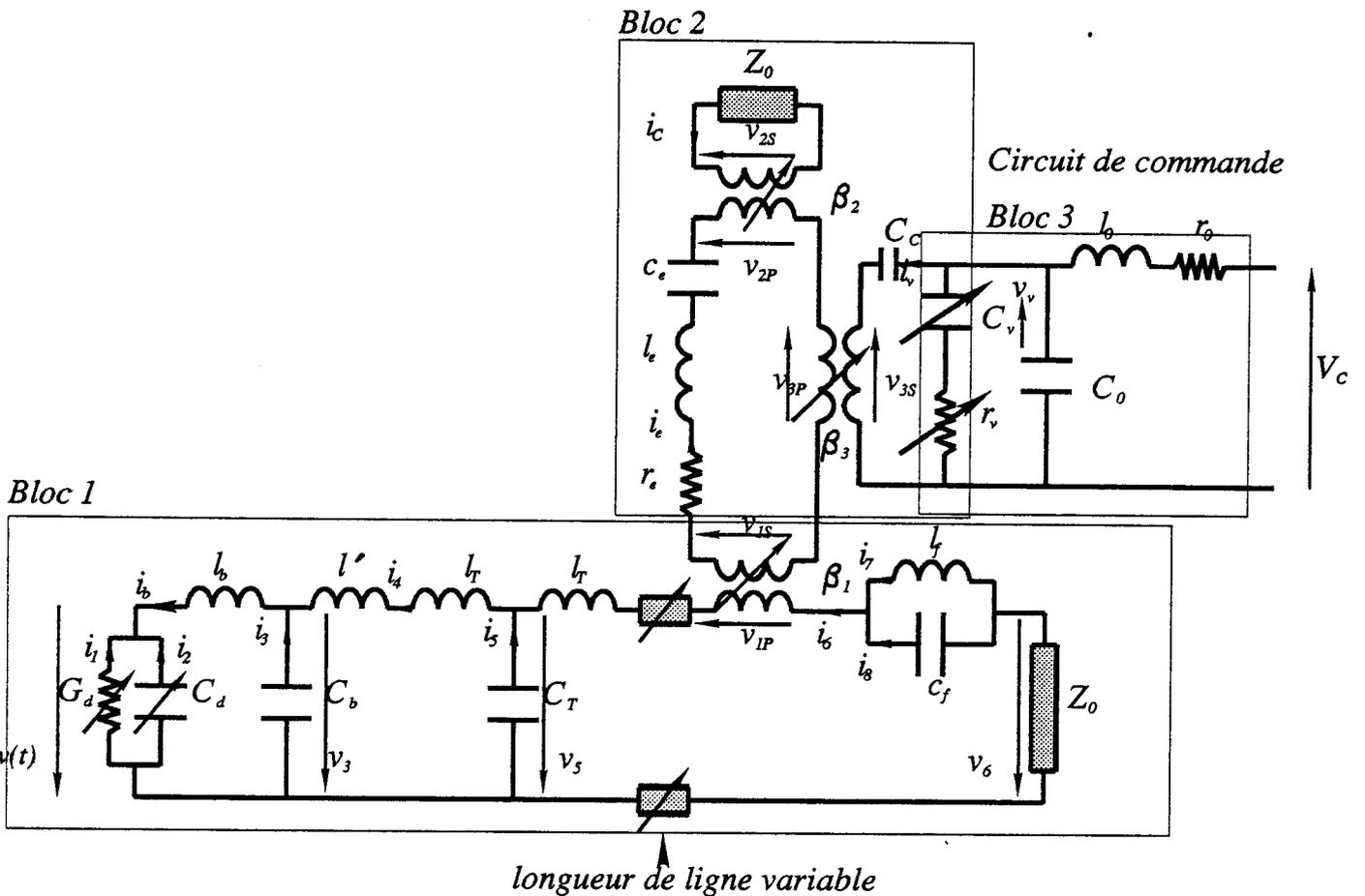
$$C(V) = \frac{dq}{dV} = C_1 + \frac{3}{4} C_3 V^2 \quad (1.25)$$

Ici encore, si l'on dispose d'un modèle analytique ou numérique permettant la détermination du courant de déplacement ou de la capacité non linéaire équivalente du composant, les termes C_1 et C_3 pourront être facilement identifiés après décomposition en série de Fourier.

1.3 Méthode numérique utilisée

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la résolution de l'équation de Van Der Pol dans le plan de phase et la reconstruction de formes d'ondes temporelles ne peuvent être obtenues que par analyse numérique. Nous avons pour notre part utilisé des procédures numériques issues de la bibliothèque NAG [1][2][3][4]. Les algorithmes permettant de résoudre ces équations différentielles non linéaires et à coefficients variables font appel à la méthode de Runge Kutta-Merson [5]. Ils nécessitent d'écrire les différentes équations différentielles régissant le comportement temporel du dispositif puis de les mettre sous la forme :

$R_d = -5 \Omega$	$Z_T = 53 \Omega$	$l_e = 0.53 \text{ nH}$	$C_v = 0.4 \text{ pF}$
$C_d = 0.53 \text{ pF}$	$l_T = 0.14 \text{ nH}$	$C_s = 0.013 \text{ pF}$	$r_v = 0.6 \Omega$
$l_b = 0.2 \text{ nH}$	$C_T = 0.05 \text{ pF}$	$\beta_2 = 6$	$r_o = 50 \Omega$
$C_b = 0.2 \text{ pF}$	$\beta_1 = 15$	$Z_0 = 400 \Omega$	$l_o = 1 \text{ nH}$
$l' = 0.25 \text{ nH}$	$r_s = 0.2 \Omega$	$\beta_3 = 3$	$C_c = 2 \text{ pF}$



C_c : capacite de decouplage du circuit de commande vis a vis du circuit hyperfrequence

Figure 1.10: Circuit général d'un oscillateur microonde dérivé du modèle de Kurokawa.

$$\begin{array}{rcl}
 \frac{dy_1}{dt} & = & f_1 (t, y_1, \dots, y_n) \\
 \bullet & & \bullet \\
 \bullet & & \bullet \\
 \bullet & & \bullet \\
 \frac{dy_n}{dt} & = & f_n (t, y_1, \dots, y_n)
 \end{array} \tag{1.26}$$

Dans ce système ne figurent plus que les dérivées premières par rapport au temps des n variables dépendantes ($y_1, y_2, y_3 \dots y_n$), formant la solution, qui sont fonctions de la variable indépendante t et des variables dépendantes. Pour aboutir à cette écriture au premier ordre, il faut exprimer les dérivées premières $\frac{dy_i}{dt}$ en fonction de t, y_1, \dots, y_n à l'aide des équations différentielles régissant le comportement du circuit. Pour un système de n équations au premier ordre, il faut n conditions aux limites associées pour définir la solution. Nous avons choisi d'imposer ces conditions aux limites à un instant donné $t = t_0$.

A titre d'exemple, nous présentons figure 1.10 le circuit le plus général utilisé pour la réalisation d'un oscillateur dérivé de l'oscillateur de Kurokawa [6] et le système d'équations correspondant à résoudre (le comportement électrique de ce circuit est expliqué chapitre 3). Ce circuit est divisé en trois blocs. Deux de ces blocs représentent le circuit hyperfréquence (bloc N° 1 et bloc N° 2) et le troisième représente le circuit de commande de la diode varactor (bloc N° 3) supposé découplé du circuit hyperfréquence.

L'application des lois des mailles et des noeuds nous conduit au système d'équations suivant :

Equations du circuit hyperfréquence.

Bloc N° 1

$$\begin{aligned}\frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{(C_1 + 2C_2v)} (-av + bv^3 + i_b) \\ \frac{dv_3}{dt} &= \frac{1}{C_b} (i_b - i_4) \\ \frac{dv_5}{dt} &= \frac{1}{C_T} (i_4 - i_6) \\ \frac{di_b}{dt} &= \frac{1}{l_b} (v - v_3) \\ \frac{di_4}{dt} &= \frac{1}{l' + l_T} (v_3 - v_5) \\ \frac{di_6}{dt} &= \frac{1}{l_T} (v_5 + v_{1p})\end{aligned}$$

avec $i_1(v) = -av + bv^3$: le courant hyperfréquence circulant dans la conductance Gd (cf 1.2) et $q_2(v) = C_1v + C_2v^2$: la charge stockée dans la capacité C_d de la diode (cf. 1.22).

Bloc N° 2

$$\begin{aligned}\frac{di_e}{dt} &= \frac{1}{l_e} (v_{2p} - \frac{q_e}{C_e} - r_e i_e - v_{1s} + v_{3p}) \\ \frac{dv_v}{dt} &= f_1(t) (v_v f_2(t) - v_{3s})\end{aligned}$$

avec

$$f_1(t) = \frac{1}{r_v(t)C_v(t)}$$

et

$$f_2(t) = r_v(t) \cdot \frac{dC_v(t)}{dt} + 1$$

Equations du circuit de commande.Bloc N° 3

$$\begin{aligned}\frac{dI_V}{dt} &= \frac{1}{l_0} \left(V_c - I_V(r_0 + r_v) - V_V \right) \\ \frac{dV_V}{dt} &= \frac{1}{C_v} (I_V - f_3(t)V_V)\end{aligned}$$

avec

$$f_3(t) = \frac{dC_v}{dt}$$

et

$$C_v = \frac{C_0}{(V_V + \phi)^S}$$

- C_0 : capacité de la diode à $V_V = 0$
- V_V : tension aux bornes de la diode.
- ϕ : potentiel de diffusion de la jonction P-N de la diode.
- S : sensibilité de la diode varactor.
- I_V : courant circulant dans le circuit de commande.

Ces équations sont couplées par trois transformateurs $(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ correspondant aux couplages de la cavité aux différents circuits de charge.

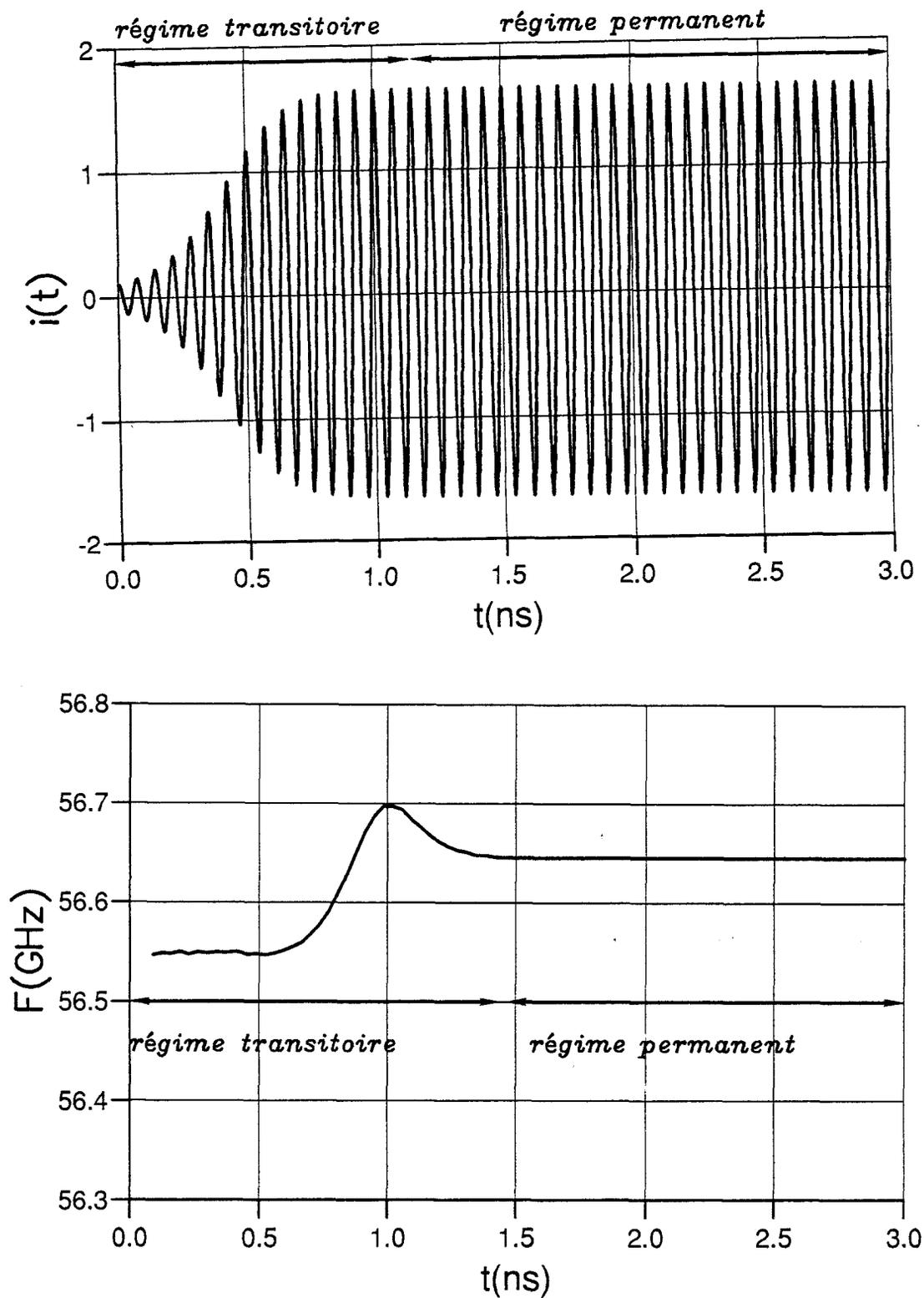


Figure 1.11 : Evolution temporelle du courant et de la fréquence d'un oscillateur à diode Gunn en gamme millimétrique obtenues en utilisant le circuit décrit figure 1.10.

Ce circuit très général peut être adapté à presque tous les types d'oscillateurs rencontrés en pratique (oscillateur libre, stabilisé, VCO's, oscillateurs à YIG ...) en adaptant les valeurs des différents paramètres ou en les annulant. En effet, l'un des problèmes majeurs de cette approche est que le système d'équations différentielles est à réécrire pour chaque configuration de circuit. C'est pourquoi nous avons choisi ce schéma complet et très général pour définir le système d'équations différentielles régissant le comportement électrique instantané du circuit. A titre d'exemple, la figure 1.11 montre le comportement transitoire d'un oscillateur à commande en tension à diode Gunn en gamme millimétrique. Le temps de calcul dans le cas de ce circuit complexe est de 30 secondes sur station de travail HP9000 série 400 pour une fenêtre temporelle de 1,4 nanosecondes, y compris la procédure de transformée de Fourier discrète (FFT). Ce modèle est donc particulièrement bien adapté à l'optimisation de circuits complexes pour oscillateurs millimétriques.

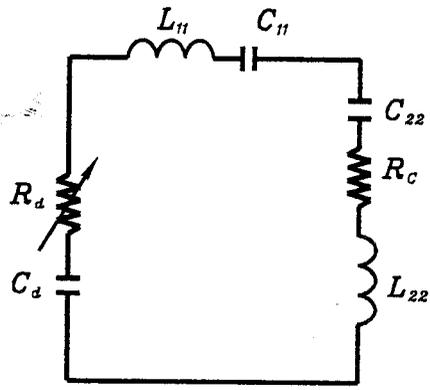
1.4 Autres intérêts du modèle de Van Der Pol

1.4.1 Stabilité de l'oscillateur

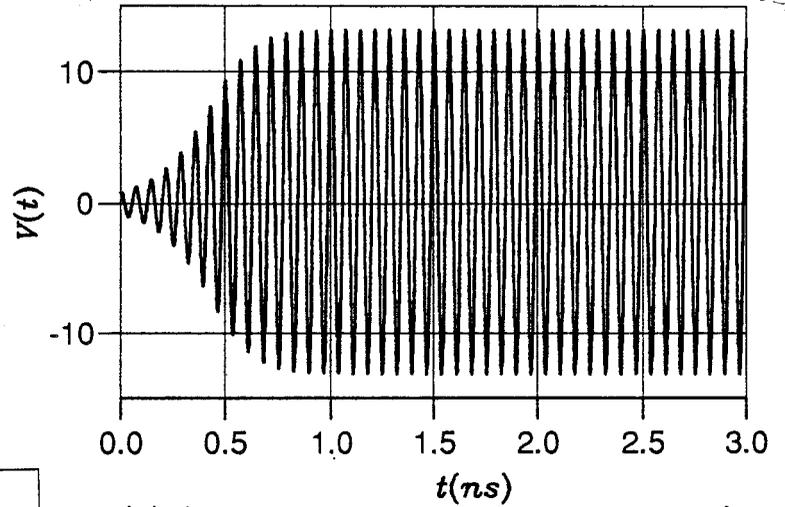
L'oscillateur de Van Der Pol est basé sur la définition analytique du comportement non linéaire des générateurs de courants de conduction et de déplacement équivalents au composant semiconducteur couplé à son circuit de charge. De ce fait, il contient implicitement les conditions de stabilité décrites dans le domaine fréquentiel par Kurokawa [7] :

$$\frac{\partial R}{\partial A} \times \frac{\partial X}{\partial \omega} - \frac{\partial R}{\partial \omega} \times \frac{\partial X}{\partial A} > 0 \quad (1.27)$$

Ce dernier point est très important pour l'étude d'un oscillateur et est illustré sur les figures 1.12 et 1.13.



(a) circuit série-série (cas stable)



(b) évolution de la tension hyperfréquence en fonction du temps

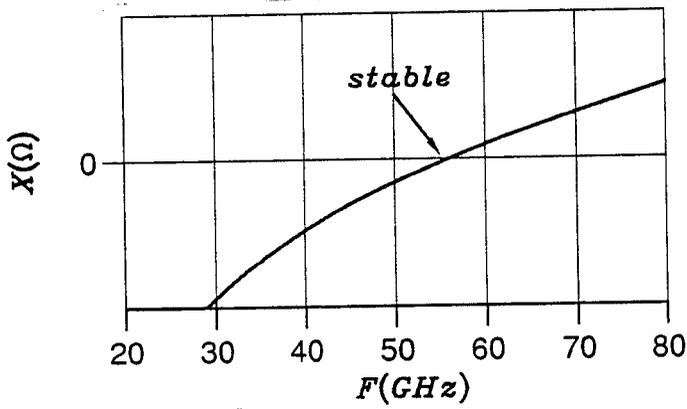
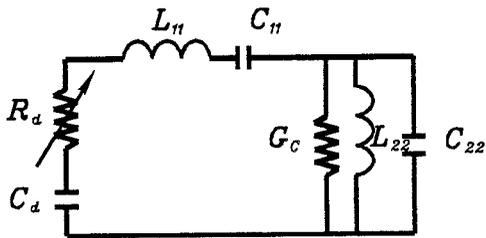
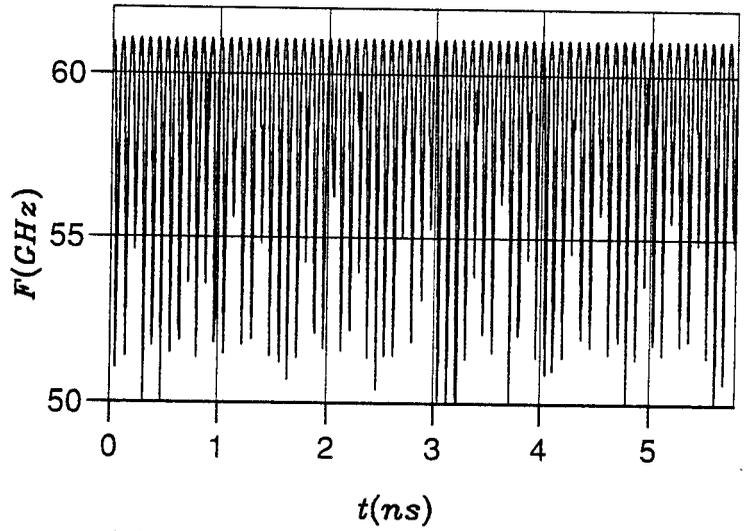


Figure 1.12 :



(a) circuit série-parrallèle (cas instable)



(b) stabilité de la fréquence de l'oscillateur en fonction du temps

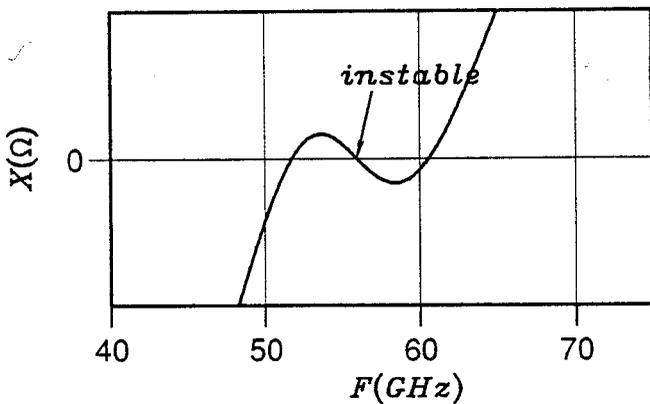


Figure 1.13 :

Dans le domaine des microondes, un schéma équivalent est toujours défini dans un plan donné. Plus la fréquence augmente, plus la longueur d'onde devient faible et dans le domaine millimétrique par exemple il est très facile de se déplacer d'une longueur d'un quart de la longueur d'onde, ce qui a pour conséquence de passer d'un schéma série à un schéma parallèle, et a des conséquences catastrophiques sur la stabilité de l'oscillateur comme le montrent les figures 1.13(a,b,c).

1.4.2 Synchronisation d'un oscillateur

Dans le schéma de l'oscillateur de Van Der Pol, il conviendrait en toute rigueur d'introduire le bruit débité par le générateur équivalent permettant le démarrage des oscillations.

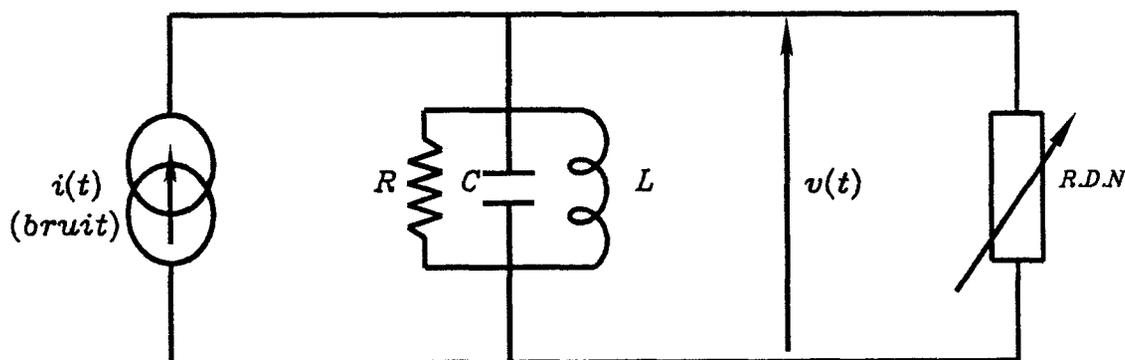


Figure 1.14 : Schéma général de l'oscillateur de Van Der Pol.

l'équation différentielle qui régit ce circuit est :

$$i(t) + C \frac{dv}{dt} + G_0 v + \frac{1}{L} \int v(t) dt - gv + \beta v^3 = 0 \quad (1.28)$$

Dans une analyse numérique, ce générateur équivalent peut être négligé car il est remplacé par le bruit numérique de discrétisation.

Néanmoins, si l'on remplace ce générateur de bruit par une source cohérente émettant un signal périodique de pulsation ω_o on retrouve les propriétés de synchronisation de l'oscillateur qui sont rappelées ci-dessous.

Synchronisation des oscillateurs [8][12]

Considérons un générateur de tension placé en série dans le circuit oscillateur :

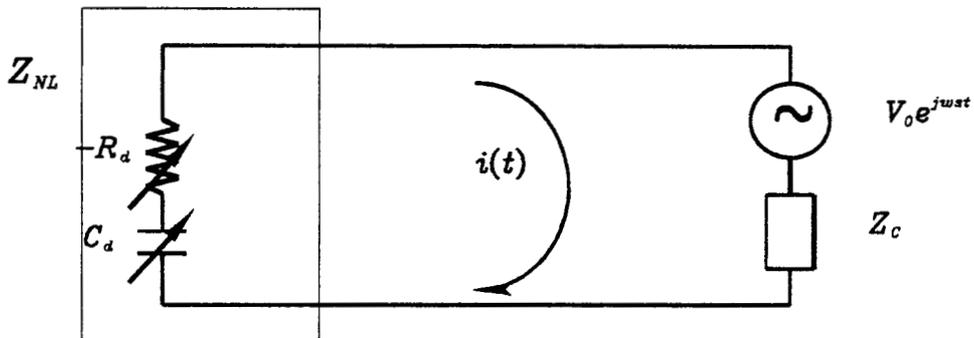


Figure 1.15 : Schéma de l'oscillateur.

avec :

$$Z_T = Z_{NL} + Z_c$$

l'équation d'évolution du circuit s'écrit :

$$\left\{ Z_T \Big|_{A_o}^{j\omega_o} - j \frac{\partial Z_T}{\partial \omega} \left(\frac{1}{A_o} \frac{d\delta_A}{dt} + j \frac{d\Psi}{dt} \right) + \frac{\partial Z_T}{\partial A} \delta_A \right\} \times \left(A_o + \delta_A \right) e^{j(\omega_o t + \Psi(t))} = V_o e^{j\omega_s t} \quad (1.29)$$

Posons : $w_o - w_s = \Omega$

et : $e^{-j(\Omega t + \Psi(t))} = \cos(\Omega t + \Psi) - j \sin(\Omega t + \Psi)$

comme :

$$Z_T \Big|_{A_o}^{j\omega_o} = 0$$

il vient, en négligeant δA devant A_o et en séparant parties réelle et imaginaire.

$$\frac{1}{A_o} \frac{\partial X_T}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \delta A}{dt} + \frac{\partial R_T}{\partial \omega} \frac{\partial \Psi}{dt} + \frac{\partial R_T}{\partial A} \delta A = \frac{V_o}{A_o} \cdot \cos(\Omega t + \Psi(t)) \quad (1.30)$$

$$\frac{1}{A_o} \frac{\partial R_T}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial \delta A}{dt} - \frac{\partial X_T}{\partial \omega} \frac{\partial \Psi}{dt} - \frac{\partial X_T}{\partial A} \delta A = \frac{V_o}{A_o} \cdot \sin(\Omega t + \Psi(t))$$

Recherchons un état stable : $\frac{d\delta A}{dt} = 0$ et $\Omega t + \Psi(t) = \phi_o$ or si $\Omega t + \psi(t) = \phi_o$ alors $\frac{d\phi_o}{dt} = 0 = \Omega + \frac{d\psi}{dt}$ d'où $\psi(t) = -\Omega t$ et si $\frac{d\Psi}{dt} = -\Omega$ le courant s'écrit :

$$i(t) = (A_o + \delta A_o) e^{j(\omega_o t + \Psi)} = (A_o + \delta A_o) e^{j(\omega_o t - \Omega t)} \quad (1.31)$$

soit :

$$i(t) = (A_o + \delta A_o) e^{j\omega_s t} \quad (1.32)$$

le courant dans l'oscillateur oscille alors à la pulsation de l'oscillateur synchronisant et les équations deviennent :

$$\begin{aligned}
 -\Omega \frac{\partial R_T}{\partial \omega} + \frac{\partial R_T}{\partial A} \delta A_o &= \frac{V_o}{A_o} \cos(\phi_o) \\
 \Omega \frac{\partial X_T}{\partial \omega} - \frac{\partial X_T}{\partial A} \delta A_o &= \frac{V_o}{A_o} \sin(\phi_o)
 \end{aligned}
 \tag{1.33}$$

De ces équations on tire :

$$\Omega = \frac{V_o}{A_o} \left\{ \frac{\frac{\partial X_T}{\partial A} \cos(\phi_o) + \frac{\partial R_T}{\partial A} \sin(\phi_o)}{\frac{\partial R_T}{\partial A} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial \omega} - \frac{\partial R_T}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial A}} \right\}
 \tag{1.34}$$

l'oscillateur est entraîné sur une bande de synchronisation Ω par le générateur synchronisant.

Calcul des limites de synchronisation

Calculons : $\frac{\partial \Omega}{\partial \phi_o} = 0$

on pose : $\alpha = -\frac{\frac{\partial X_T}{\partial A}}{\frac{\partial R_T}{\partial A}}$

et $K_1 = \frac{\partial R_T}{\partial A} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial \omega} - \frac{\partial R_T}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial A}$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \phi_o} = 0 = \frac{V_o}{A_o} \frac{\frac{\partial R_T}{\partial A}}{K_1} \cdot \left\{ -\alpha \sin(\phi_o) + \cos(\phi_o) \right\}$$

d'où les deux valeurs de $\phi_{o,max}$:

$$\sin(\phi_{om1}) = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}
 \tag{1.35}$$

$$\sin(\phi_{om2}) = -\frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}
 \tag{1.36}$$

$$\cos(\phi_{om1}) = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2+1}}$$

$$\cos(\phi_{om2}) = \frac{-\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}$$

d'où :

$$\Omega_{1max} = \frac{V_o}{A_o} \cdot \frac{\frac{\partial R_T}{\partial A}}{K_1} \sqrt{\alpha^2 + 1} \quad (1.37)$$

$$\Omega_{2max} = -\frac{V_o}{A_o} \cdot \frac{\frac{\partial R_T}{\partial A}}{K_1} \sqrt{\alpha^2 + 1} \quad (1.38)$$

et

$$\Delta\omega_{Total max} = \Omega_{1max} - \Omega_{2max} \quad (1.39)$$

$$\Delta\omega_{Total max} = 2 \frac{V_o}{A_o} \cdot \frac{\frac{\partial R_T}{\partial A}}{K_1} \cdot \sqrt{\alpha^2 + 1} \quad (1.40)$$

Si $\alpha = 0$ alors $\frac{\partial X_T}{\partial A} = 0$.

Posons :

$$Q_{ext} = \frac{\omega_o}{2R_c} \frac{\partial X_T}{\partial \omega} , \quad P_{oscill} = \frac{1}{2} R_c A_o^2 , \quad P_{synchro} = \frac{1}{8} \frac{V_o^2}{R_c} \quad (1.41)$$

d'où :

$$\Delta\omega_{Totale max} = \frac{2\omega_o}{Q_{ext}} \sqrt{\frac{P_{synchro}}{P_{oscill}}} \quad (1.42)$$

exemple :

$$F_o = 14GHz ; \quad Q_{ext} = 150 ; \quad P_{oscill} = 3W ; \quad P_{syn} = 0,5W$$

$$\Delta F_{Totale max} \# 76 MHz$$

1.4.3 Pulling de l'oscillateur [9][10][11][12]

Le pulling de l'oscillateur traduit la sensibilité fréquentielle de ce dernier au taux d'onde stationnaire présenté par la charge. C'est aussi une donnée fondamentale de l'oscillateur qui est implicitement incluse dans les équations différentielles régissant l'oscillateur de Van Der Pol. Nous présentons ci-dessous un rappel sur le pulling d'un oscillateur.

Considérons un oscillateur stable, chargé par son impédance de charge Z_c :

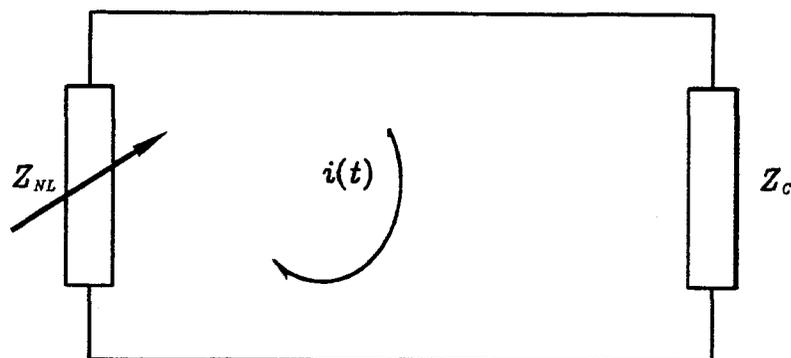


Figure 1.16 :

avec :

$$Z_{NL} + Z_c = 0$$

Si l'on fait varier l'impédance de charge d'une valeur ΔZ , on a l'équation :

$$\Delta Z + \frac{\partial Z_T}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial Z_T}{\partial A} \delta A = 0 \quad (1.43)$$

Posons $\Delta Z = \Delta R + j \Delta X$, il vient en séparant parties réelle et imaginaire :

$$\Delta R + \frac{\partial R_T}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial R_T}{\partial A} \delta A = 0$$

(1.44)

$$\Delta X + \frac{\partial X_T}{\partial w} \Delta w + \frac{\partial X_T}{\partial A} \delta A = 0$$

de ces équations, on tire :

$$\Delta w = \frac{-\Delta X \frac{\partial R_T}{\partial A} + \Delta R \frac{\partial X_T}{\partial A}}{\frac{\partial R_T}{\partial A} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial w} - \frac{\partial R_T}{\partial w} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial A}} \quad (1.45)$$

En général, on réalise une variation d'impédance de charge donnée à module constant et phase variable de 0 à 2 Π afin de mesurer la variation de fréquence entraînée par celle-ci. On obtient le schéma suivant :

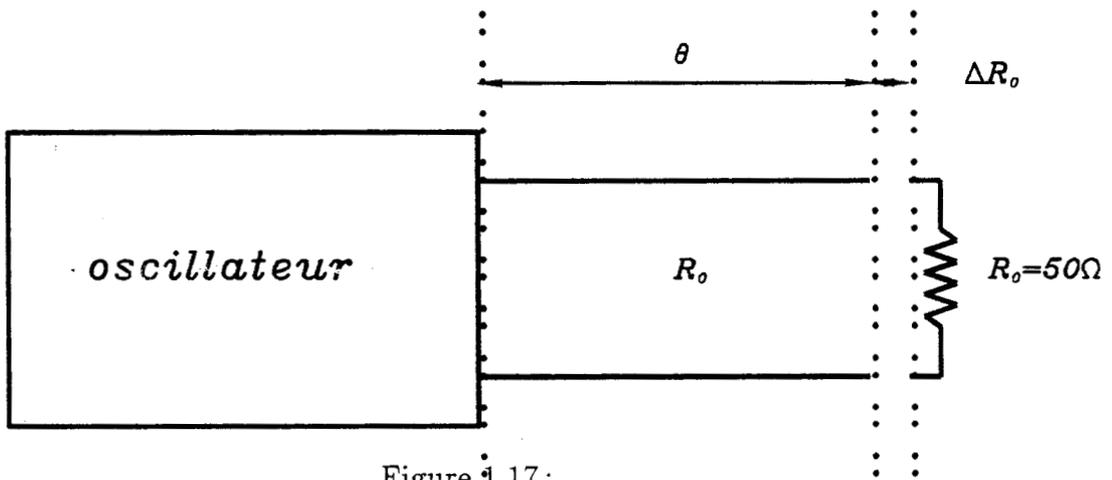


Figure 1.17 :

L'impédance ramenée sur l'oscillateur s'écrit :

$$Z_r = R_0 \frac{(R_0 + \Delta R_0) + j R_0 \operatorname{tg} \theta}{R_0 + j (R_0 + \Delta R_0) \operatorname{tg} \theta} \quad (1.46)$$

Le taux d'ondes stationnaires apporté par l'impédance de charge: $R_0 + \Delta R_0$

vaut :

$$S = \frac{R_0 + \Delta R_0}{R_0} \quad (1.47)$$

La variation de pulsation de l'oscillateur devient :

$$\Delta w = A' (S - 1) \left[\frac{-\alpha S \operatorname{tg}^2 \theta + (S + 1) \operatorname{tg} \theta + \alpha}{1 + S^2 \operatorname{tg}^2 \theta} \right] \quad (1.48)$$

avec :

$$A' = \frac{\frac{\partial R_T}{\partial A} R_0}{\frac{\partial R_T}{\partial A} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial w} - \frac{\partial R_T}{\partial w} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial A}} \quad (1.49)$$

et

$$\alpha = \frac{\frac{\partial X_T}{\partial A}}{\frac{\partial R_T}{\partial A}} \quad (1.50)$$

de cette expression, on tire :

$$\Delta w_{\text{Totale}} = \frac{S^2 - 1}{S} A' \sqrt{\alpha^2 + 1} \quad (1.51)$$

soit en remplaçant par leurs valeurs A' et α :

$$\Delta w_{\text{Totale}} = \frac{\frac{\partial R_T}{\partial A} R_0}{\frac{\partial R_T}{\partial A} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial w} - \frac{\partial R_T}{\partial w} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial A}} \frac{S^2 - 1}{S} \sqrt{\left(\frac{\frac{\partial X_T}{\partial A}}{\frac{\partial R_T}{\partial A}} \right)^2 + 1} \quad (1.52)$$

Si $\frac{\partial R_T}{\partial w} = 0$, on obtient :

$$\Delta w_{\text{Totale}} = \frac{w_0}{2Q_{\text{ext}}} \frac{S^2 - 1}{S} \sqrt{\alpha^2 + 1} \quad (1.53)$$

Si de plus $\frac{\partial X_T}{\partial A} = 0$, on obtient :

$$\Delta w_{Totale} = \frac{w_o}{2Q_{ext}} \frac{S^2 - 1}{S} \quad (1.54)$$

C'est la formule de Hobson [8] qui peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Delta F_{\substack{pulling \\ Totale}} = \frac{F_o}{2Q_{ext}} \left(S - \frac{1}{S} \right) \quad (1.55)$$

exemple :

$$F_o = 14GHz ; S = 1,2 ; Q_{ext} = 150 ; \Delta F_{pulling} = 17MHz$$

1.5 Conclusion

Nous avons rappelé dans ce chapitre les principes de l'analyse non linéaire d'un oscillateur basé sur le modèle de Van Der Pol généralisé au cas d'une source de courant de conduction et d'une source de courant de déplacement non linéaire. Nous avons présenté également la méthode de résolution des équations différentielles régissant le couplage de ces sources de courant non linéaires au circuit de charge et donné un exemple illustrant la procédure. Nous avons de plus indiqué l'intérêt de cette approche quant à la détermination de la bande fréquentielle de verrouillage d'un oscillateur par injection et sa sensibilité fréquentielle au taux d'onde stationnaire de la charge.

Il reste maintenant, comme nous l'avons mentionné, à définir un modèle analytique ou numérique du composant permettant la détermination des expressions analytiques non linéaires liant les courants (conduction/déplacement) et les tensions appliquées aux bornes du composant.

Chapitre 2

**Modélisation analytique non linéaire du comportement
d'un oscillateur ATT de forte puissance**

Chapitre 2

Modélisation analytique du comportement non linéaire d'un oscillateur ATT de forte puissance

2.1 Introduction

Le but de cette étude est la mise en oeuvre d'un modèle analytique suffisamment simple et rapide pour être introduit dans un logiciel de C.A.O. non linéaire, mais décrivant néanmoins les phénomènes physiques fondamentaux pour permettre une description réaliste des principales propriétés dynamiques du composant. Une telle approche exclut la prise en compte rigoureuse de la dépendance spatiale des différents paramètres de transport dans la structure semi-conductrice et impose de se limiter à la résolution d'équations différentielles ne dépendant que du temps.

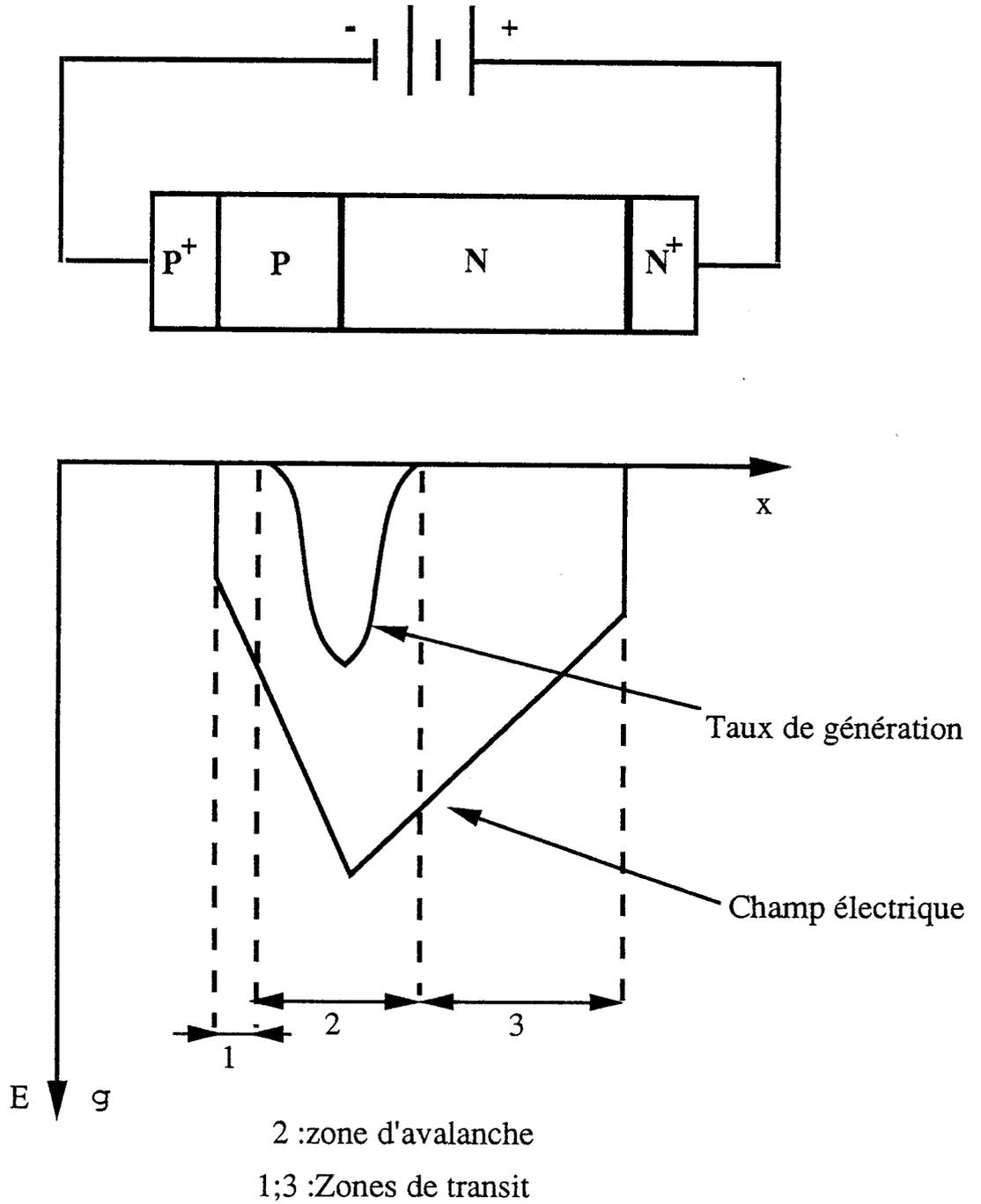


Figure 2.1 : Structure générale d'une diode ATT.

2.2 Rappels généraux

2.2.1 Structure générale des diodes A.T.T.

Une diode à avalanche et à temps de transit utilise les propriétés dynamiques d'une jonction polarisée en inverse en régime d'avalanche. Les phénomènes fondamentaux indissociables qui caractérisent son fonctionnement sont : l'ionisation par chocs et le transit des porteurs.

Ces diodes sont typiquement constituées de deux zones fortement dopées P^+ et N^+ entre lesquelles est située la zone active du composant qui peut comporter une ou deux zones de dérive. Les substrats P^+ et N^+ jouent le rôle de collecteurs et permettent la réalisation de bons contacts ohmiques (Figure 2.1). La constitution et la géométrie de la zone active sont fortement dépendantes du type d'application envisagée : oscillateurs, amplificateurs, multiplicateurs de fréquence . . .

L'étude phénoménologique classique des diodes A.T.T. conduit à décomposer la zone désertée en plusieurs parties :

- la zone d'avalanche où l'amplitude du champ électrique est suffisamment élevée pour permettre la multiplication des porteurs sous l'effet de l'ionisation par chocs. Cette zone joue le rôle de source.
- une ou plusieurs zones de transit, constituée(s) par l'espace existant entre la source et les collecteurs, où la valeur du champ électrique n'est pas assez importante pour provoquer la génération des porteurs par ionisation par chocs. Dans cette (ces) zone(s), les porteurs se déplacent en général à une vitesse proche de la vitesse limite dans le matériau.

Le phénomène d'ionisation par chocs et de multiplication des porteurs étant très dépendant de l'amplitude du champ électrique, c'est dans la zone d'avalanche que l'interaction entre la tension appliquée et le courant de porteurs est la plus importante.

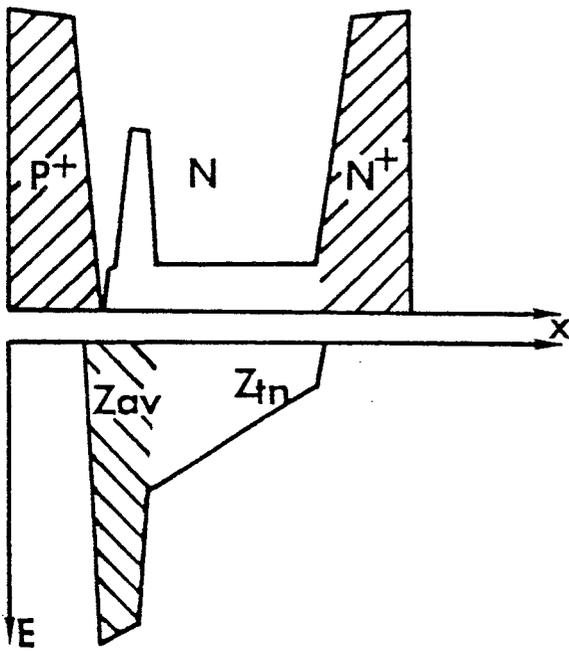


Figure 2.2 : Diode à zone de dérive unique de type SDR.

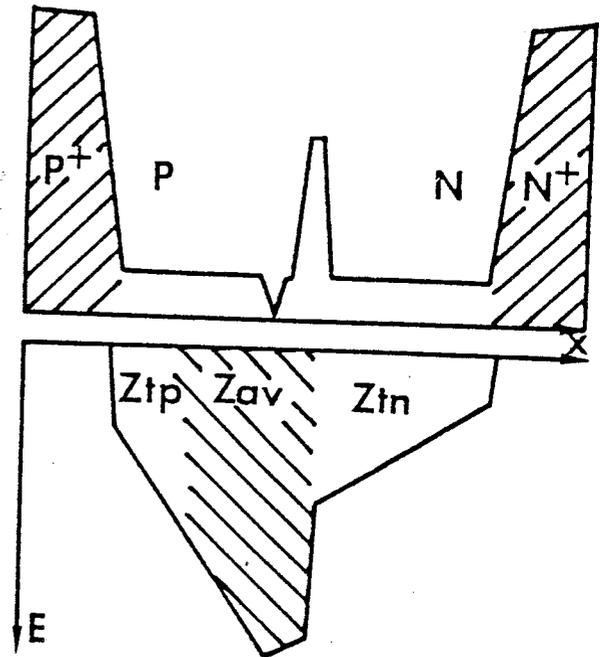


Figure 2.3 : Diode à deux zones de dérive de type HDR.

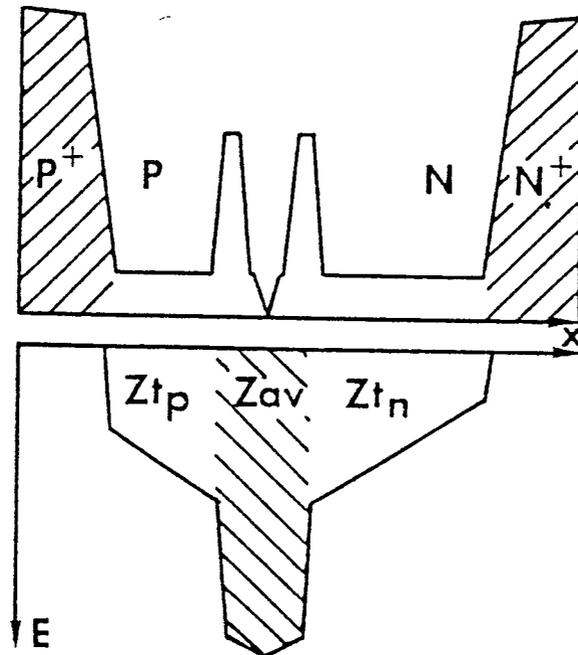


Figure 2.4 : Diode à deux zones de dérive de type DR.

2.2.2 Définition des différentes structures possibles

Au cours de notre étude, nous nous sommes particulièrement intéressés aux diodes à avalanche et à temps de transit à l'arséniure de gallium en bande Ku et nous avons considéré des composants à profil de dopage différencié. En effet, dans cette gamme de fréquences, les limitations thermiques introduites par des niveaux de tension élevés, conduisent à exclure les structures à profil plat dans l'optique d'oscillateurs à haut rendement. Les profils considérés sont caractérisés par une modulation de dopage permettant de sculpter le profil de champ électrique afin de limiter les niveaux de tension développés dans le composant. L'implantation de pics de dopage permet en outre de localiser la zone d'avalanche.

On distingue classiquement les structures suivantes :

- Les structures à zone de dérive unique appelées "Single Drift Region" (SDR) (figure 2.2). Elles utilisent les propriétés de transit d'un seul type de porteurs et se caractérisent par une zone active de type N dans laquelle est implanté un pic de dopage de type N^+ limitant l'épaisseur de la zone d'avalanche. C'est principalement ce type de structure que nous avons considéré.
- Les structures à deux zones de dérive, parmi lesquelles on peut distinguer les structures de type "Hybride Double Read" (HDR) et les structures du type "Double Read" (DR). Elles utilisent les propriétés de transit des deux types de porteurs. Tant que les limitations thermiques ne sont pas prépondérantes, ces structures permettent théoriquement d'obtenir des performances plus intéressantes ainsi qu'une amélioration sensible du niveau de résistance négative terminale.
 - Le profil HDR se caractérise par la présence d'un plan de dopage de type N^+ dans la zone N et par un dopage uniforme en zone P (Figure 2.3). Cette particularité permet de localiser la zone d'avalanche du côté N tout en laissant "respirer" du côté P.

- Les structures de type DR présentent des plans de dopage dans chacune des zones N et P (Figure 2.4) qui définissent précisément la zone d'avalanche.

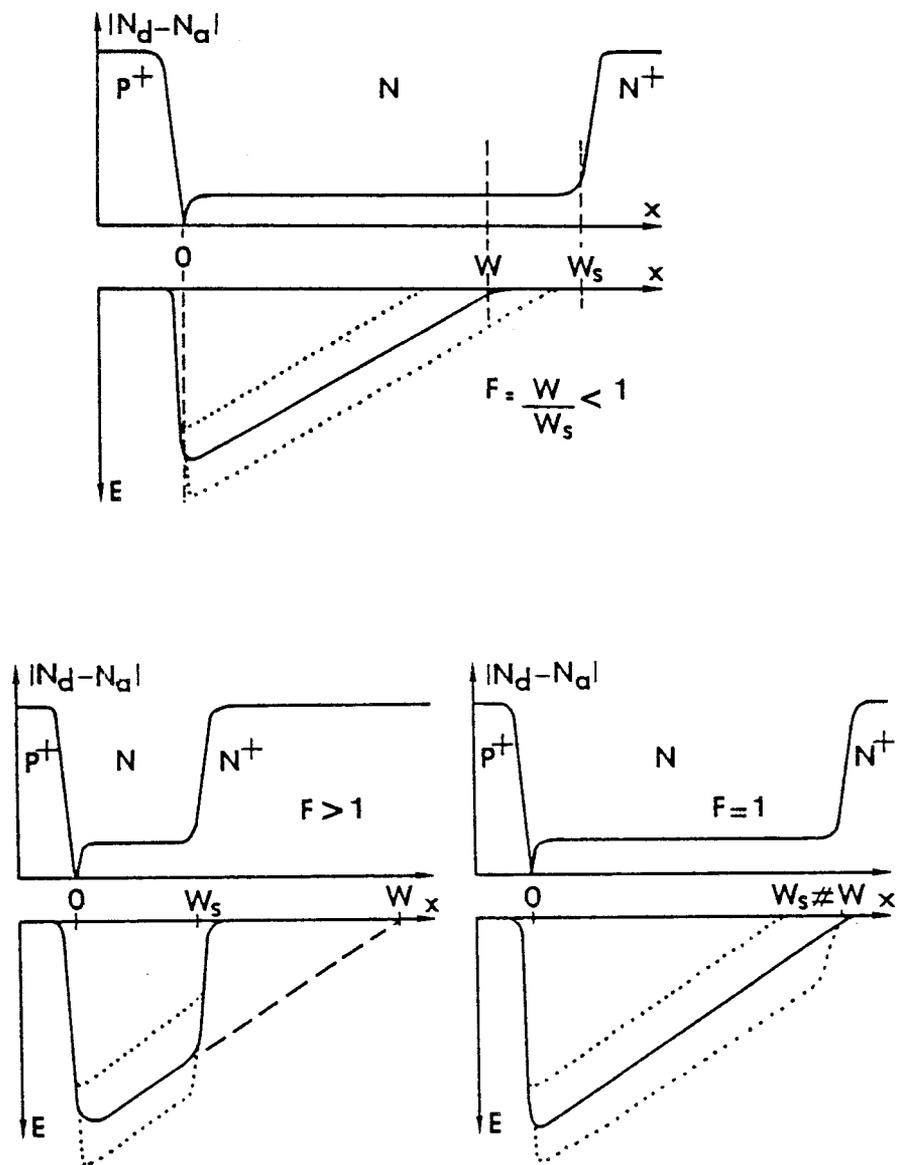


Figure 2.5: Définition du facteur de confinement.

2.2.3 Définition du facteur de confinement

Ce paramètre fondamental pour les oscillateurs A.T.T. est défini figure 2.5. Pour une tension de fonctionnement donnée, une diode est dite confinée si l'épaisseur de la zone désertée qui correspondrait à cette tension en l'absence de collecteur est plus importante que la dimension de la zone épitaxiée. Dans le cas contraire, la diode est dite non confinée ou déconfinée.

On définit en conséquence le facteur de confinement par le rapport de l'épaisseur W de la zone désertée qui existerait en l'absence de collecteur, à l'épaisseur de la zone épitaxiée W_s . Ce rapport est inférieur à 1 dans le cas d'une diode déconfinée, supérieur à 1 dans le cas d'une diode largement confinée et égal à 1 dans le cas d'une diode juste confinée. Nous avons schématisé figure 2.5 les trois cas rencontrés en pratique. Les traits en pointillés représentent les valeurs extrêmes du champ électrique régnant dans la structure lorsqu'une tension alternative est superposée à la tension continue de polarisation. Il convient de remarquer qu'une diode peut être confinée sous l'effet de la seule tension continue de polarisation en régime d'avalanche et être déconfinée pendant une fraction de la période de la tension hyperfréquence appliquée à ses bornes si l'amplitude de celle-ci est suffisamment importante.

Dans le cas d'une structure confinée à profil différencié, on peut définir exactement les dimensions de la zone d'avalanche et de la (des) zone(s) de transit.

Dans le cas d'une structure déconfinée à profil différencié, l'épaisseur de la zone d'avalanche peut être définie, par contre celle de la zone de transit est largement modulée sous l'effet de la tension hyperfréquence appliquée.

2.2.4 Principaux paramètres technologiques

La définition d'un composant semiconducteur consiste principalement, dans le cas des trois structures décrites, en la connaissance des paramètres

technologiques fondamentaux suivants :

- épaisseur et niveau de dopage des zones actives ;
- position et niveau de concentration en impuretés des plans de dopage.

Compte tenu des conditions de fonctionnement, ces paramètres imposent la géométrie de la zone désertée dans laquelle se produisent les phénomènes d'avalanche et de transit des porteurs qui sont à l'origine des performances hyperfréquences de la structure. La zone de multiplication et la zone de dérive ne sont en fait différenciées que par les amplitudes relatives du champ électrique local dans chacune d'entre elles.

2.3 Rappel du fonctionnement des diodes A.T.T. et principaux phénomènes physiques

2.3.1 Description qualitative du fonctionnement d'une diode A.T.T.

Considérons une structure semiconductrice du type SDR dont le profil de dopage permet une localisation de la zone d'avalanche et de la zone de dérive.

Superposons à la tension de polarisation de la diode en régime d'avalanche, une tension hyperfréquence sinusoïdale. La tension aux bornes de la zone d'avalanche comporte donc une composante continue V_{ao} et une composante périodique $V_a(t)$. Il en est de même du champ électrique dans cette zone : $E(t) = E_{ao} + e_a(t)$.

Le taux d'ionisation étant très sensible à l'amplitude du champ électrique régnant dans la zone d'avalanche, on peut admettre en première approximation qu'il suit instantanément ou presque les variations temporelles du champ électrique, tant que la valeur instantanée de ce dernier reste supérieure à la valeur

E_{ao} du champ critique d'avalanche.

Le taux de génération dépend non seulement de la valeur instantanée du champ électrique périodique, mais également de la concentration en porteurs libres déjà créés et toujours localisés en zone d'avalanche. En conséquence, le courant d'avalanche va croître tant que la valeur instantanée du champ électrique reste supérieure à sa valeur moyenne E_{ao} et tant que le taux de génération des paires électron-trou est supérieur au rythme de départ des porteurs de la zone d'avalanche. La concentration en porteurs libres et la densité de courant dans la zone de multiplication présentent donc une croissance sensiblement exponentielle. Lorsque la valeur instantanée du champ électrique périodique devient inférieure à sa valeur moyenne E_{ao} , le taux de génération commence à décroître, entraînant une diminution du courant de conduction.

Le courant résultant du processus d'avalanche passe idéalement par un maximum lorsque la composante périodique de la tension aux bornes de la diode s'annule. Etant donné les rapides croissance et décroissance de type exponentiel de ce courant, il se présente sous la forme d'une impulsion très courte passant par son maximum avec un retard théorique idéal d'un quart de période environ par rapport à la tension totale appliquée aux bornes de la diode. Ceci suppose que le taux de génération des porteurs reste supérieur au rythme auquel ils quittent la zone d'avalanche pendant toute l'alternance positive de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode.

Dès leur création, les porteurs libres sont entraînés dans la direction du champ électrique et quittent donc la zone d'avalanche après transit dans cette dernière et ce tant que les valeurs du taux de génération restent significatives. Après cessation du processus de multiplication, la charge d'espace injectée parcourt la zone de transit à une vitesse proche de la vitesse limite dans le matériau, jusqu'à être absorbée au niveau du collecteur. Conformément au théorème de Ramo-Schockley, il en résulte un courant induit dans le circuit de charge se pré-

sentant sous la forme d'une impulsion rectangulaire existant pendant l'alternance négative de la tension hyperfréquence (Figure 2.6). Ceci montre à l'évidence l'existence d'une résistance négative et donc la possibilité de générer de la puissance.

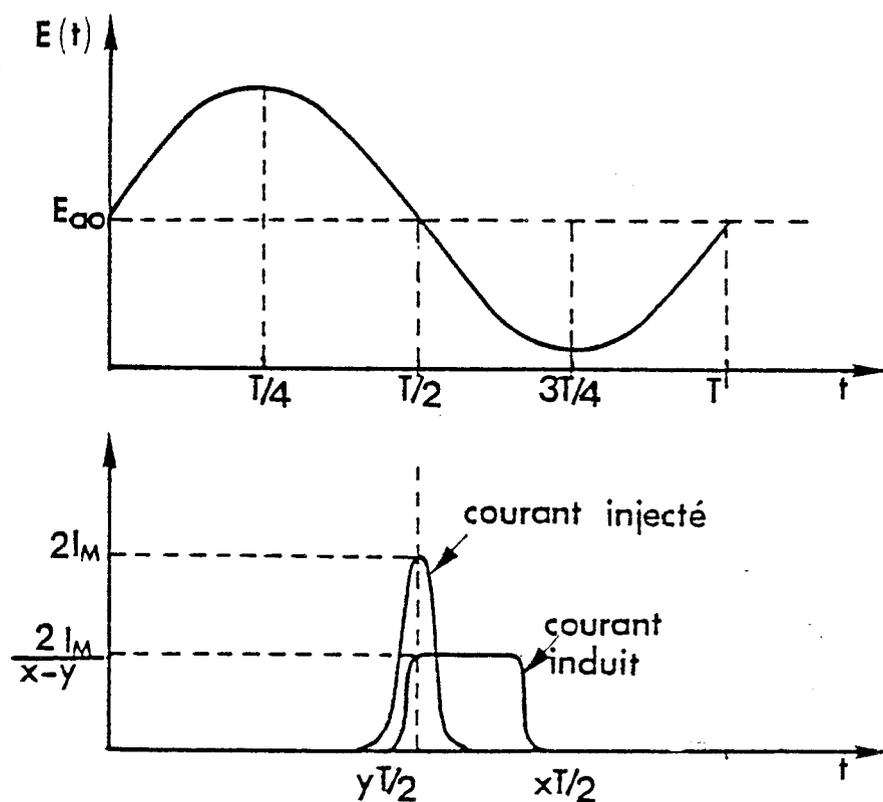


Figure 2.6 : Fonctionnement d'une diode A.T.T.

2.3.2 Les phénomènes physiques fondamentaux

Nous rappelons ici quelques phénomènes caractéristiques du fonctionnement des diodes A.T.T. déjà étudiés par les auteurs précédemment cités.

2.3.2.1 L'effet de redressement

Cet effet résulte directement de la non linéarité du composant, principalement en zone d'avalanche, et du fait qu'il est alimenté à courant de polarisation constant. Il se traduit en fonctionnement périodique par une chute de la tension continue aux bornes du composant que nous allons mettre en évidence.

En négligeant le courant de saturation, l'équation généralisée de Read donne en première approximation le courant de conduction dans la zone d'avalanche sous la forme :

$$I_{ca}(t) = \frac{I_{oo}}{\tau_i} \exp \left\{ \int_0^t \left\{ \bar{\alpha} [E(t)] \delta - 1 \right\} dt \right\} \quad (2.1)$$

avec :

I_{oo} : constante d'intégration.

τ_i : le temps de réponse intrinsèque du phénomène d'avalanche.

$\bar{\alpha}$: le taux d'ionisation moyen pour les deux types de porteurs.

δ : la longueur de la zone d'avalanche.

$E(t) = E_{ao} + e_a(t)$: le champ électrique dans la zone d'avalanche.

On peut décomposer $\bar{\alpha} [E(t)]$ en série de Taylor au deuxième ordre autour de sa valeur moyenne $\bar{\alpha} (E_{ao})$. Après calculs [13], on obtient l'équation suivante :

$$\frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \left[\bar{\alpha}' v_a(t) + \frac{\bar{\alpha}''}{2\tau_i \delta} v_a^2(t) \right] \quad (2.2)$$

avec :

$$\bar{\alpha}' = \left(\frac{d\bar{\alpha}}{dE} \right)_{E=E_{ao}} \quad \bar{\alpha}'' = \left(\frac{d^2\bar{\alpha}}{dE^2} \right)_{E=E_{ao}}$$

et

$$v_a(t) = e_a(t) \delta$$

la composante périodique de la tension instantanée $V(t)$ aux bornes de la zone d'avalanche.

D'où :

$$v_a(t) = \frac{dI_{ca}(t)}{dt} \times \left(\frac{\tau_i}{I_{ca}(t) \overline{\alpha'}} \right) - \frac{\overline{\alpha''}}{2\overline{\alpha'} \delta} v_a^2(t) \quad (2.3)$$

La tension hyperfréquence $V(t)$ aux bornes de la zone d'avalanche s'écrit $V(t) = V_{ao} + v_a(t)$ où V_{ao} est la tension d'avalanche en régime linéaire. La composante continue de la tension $V(t)$ est donc :

$$V_o = \frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o+T} V(t) dt = V_{ao} + \frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o+T} v_a(t) dt \quad (2.4)$$

d'où :

$$V_o = V_{ao} + \left[\frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o+T} \left(\frac{\tau_i}{I_{ca}(t)} \right) \frac{dI_{ca}(t)}{dt} dt \right] - \frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o+T} \frac{\overline{\alpha''}}{2\overline{\alpha'} \delta} v_a^2(t) dt \quad (2.5)$$

ainsi pour un courant périodique :

$$V_o = V_{ao} - \Delta V_o \text{ avec } \Delta V_o = \frac{\overline{\alpha''}}{2T\overline{\alpha'} \delta} \int_{t_o}^{t_o+T} v_a^2(t) dt \quad (2.6)$$

Cette diminution de la composante continue de la tension aux bornes de la zone d'avalanche implique que le maximum de courant de conduction se produit avec un retard inférieur au quart de la période par rapport au maximum de la tension. Ceci se traduit par un déphasage supplémentaire de la composante fondamentale du courant par rapport à la composante fondamentale de la tension (Figure 2.7).

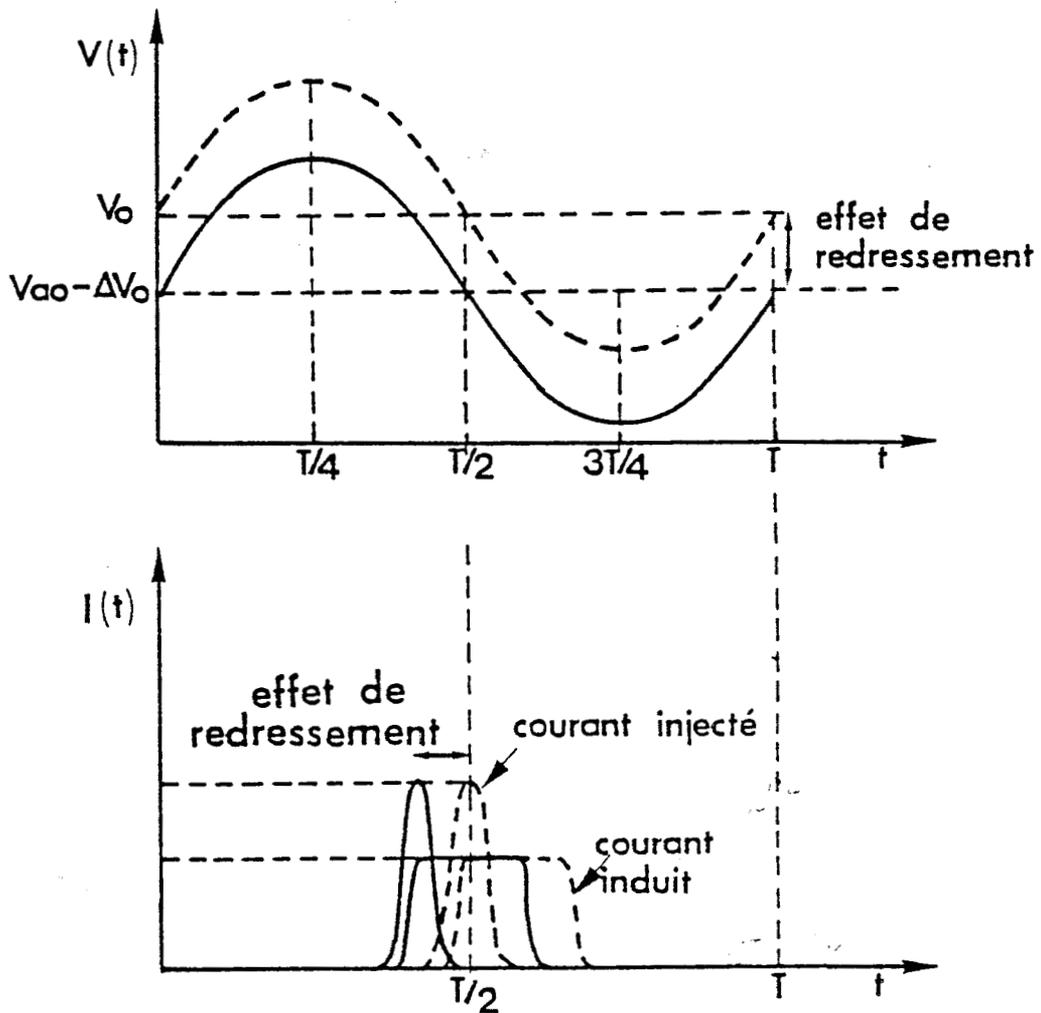


Figure 2.7: Conséquence de l'effet de redressement.

L'effet de redressement est d'autant plus important que le niveau de la tension hyperfréquence instantanée est élevé. La chute ΔV_o de la composante continue de la tension n'a pas a priori de conséquences systématiquement défavorables sur les performances hyperfréquences des diodes A.T.T. puisque la puissance supplémentaire dissipée dans la zone d'avalanche peut être contrebalancée par une chute de la tension continue globale aux bornes de la diode, favorable au rendement de conversion. Comme l'ont montré des études précédentes [24][29], cet effet est peu significatif pour les structures à profil de dopage différencié.

2.3.2.2 La réaction de charge d'espace

C'est un phénomène directement lié à la valeur relative de la concentration en porteurs libres par rapport à la concentration en impuretés dans la zone désertée. En effet, en pratique, cette zone n'est pas complètement désertée, puisqu'il y circule une densité de courant. La réaction de charge d'espace se manifeste dès que la densité de porteurs libres n'est plus négligeable devant N_d (typiquement $n > N_d/10$). Elle peut donc engendrer, d'après l'équation de Poisson, une nouvelle distribution spatiale du champ électrique. Pour détailler ce phénomène, considérons une structure de type SDR à profil différencié et confinée, afin de bien localiser la zone d'avalanche et la zone de transit. Dans la zone d'avalanche où les valeurs du champ électrique sont très élevées, la réaction de charge d'espace existe, mais elle est de faible importance. Elle a de plus tendance à uniformiser la distribution spatiale du champ électrique dans cette zone, ce qui est plutôt favorable au bon fonctionnement du mécanisme de multiplication. Par contre, dans la zone de transit, l'implantation d'un plan de dopage N^+ a pour conséquence de diminuer la valeur du champ électrique à l'interface zone d'avalanche, zone de transit (typiquement $\approx 100\text{kV/cm}$). En bande Ku, le niveau de dopage dans cette zone doit être maintenu à des valeurs suffisamment faibles pour garantir une longueur de transit optimale. Les porteurs injectés dans la zone de dérive atteignent donc rapidement une densité non négligeable devant la concentration en impuretés lorsque la densité de courant moyenne augmente. Comme dans le

cas d'une diode Gunn, ces charges mobiles ont tendance à créer un domaine de champ électrique, c'est-à-dire qu'elles développent devant elles une zone à champ électrique élevé et qu'elles laissent derrière elles une zone à champ électrique plus faible.

Une règle simple généralement admise est que la densité de courant de polarisation optimale pour une diode A.T.T. est telle que la fréquence de travail f correspond sensiblement à deux fois la fréquence d'avalanche f_a [14].

$$f_a = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\alpha' J_o v}{\varepsilon}} \quad (2.7)$$

d'où la densité de courant optimale correspondante :

$$J_o \text{ opt} \# \pi^2 f^2 \frac{\varepsilon}{2\alpha' v} \quad (2.8)$$

avec v : la vitesse des porteurs.
 ε : la permittivité du matériau.

$$\alpha' = \left[\frac{d\alpha}{dE} \right]_{E=E_{ao}} \# 0,2 \text{ V}^{-1}$$

pour $f = 14 \text{ GHz}$, $v \# 6.10^4 \text{ m/s}$ à 200° C et $\varepsilon = 10^{-10} \text{ F/m}$

$$J_o \text{ opt} \# 810^6 \text{ A/m}^2$$

$$J_o = \langle J(t) \rangle \# qnv$$

n : la densité d'électrons libres
 q : la charge de l'électron.

On trouve donc que pour un fonctionnement à $J_o \text{ opt} \# 8.10^6 \text{ A/m}^2$ la densité d'électrons libres est approximativement $n_{opt} \# 8.10^{20} \text{ at/m}^3$.

Dans les diodes A.T.T. à profil différencié, pour que la réaction de charge d'espace ne soit pas trop importante dans la zone de transit, il faudra donc que le niveau de concentration en impuretés N_d dans cette zone soit supérieur à : $10 \times n_{opt} \approx 8.10^{21} \text{ at/m}^3$, soit $N_d > 10^{22} \text{ at/m}^3$. Il convient de remarquer que pour des diodes de type SDR en bande Ku à profil différencié, la valeur de la concentration en impuretés dans la zone N peut être inférieure à 10^{22} at/m^3 afin d'assurer une longueur optimale de la zone de dérive. On perçoit dès à présent que la réaction de charge d'espace est un effet dont il faudra tenir compte dans les diodes A.T.T. à modulation de dopage en bande Ku. En conséquence, pour des conditions de fonctionnement optimales, la prise en compte de la réaction de charge d'espace se manifeste par trois effets néfastes :

- une ionisation possible dans la zone de transit ;
- une inversion locale possible de la polarité du champ électrique qui entraîne alors la dispersion du paquet de porteurs en transit ;
- une extinction prématurée du phénomène d'avalanche. En effet, dans le fonctionnement d'une diode A.T.T., la tension totale aux bornes du composant est imposée par le circuit extérieur. Quand les porteurs sont injectés dans la zone de transit, si la réaction de charge d'espace y est importante, la tension aux bornes de cette zone augmente au détriment de celle aux bornes de la zone d'avalanche. Le phénomène de génération peut donc être éteint prématurément pour de fortes valeurs de la densité de courant. Cet effet est analysé plus en détail par la suite.

Insistons sur le fait que la zone d'avalanche et la zone de transit sont fortement couplées par le biais de la réaction de charge d'espace. Pour une description réaliste du fonctionnement complexe d'une diode A.T.T., il convient donc de choisir un modèle permettant de traiter globalement toute l'épaisseur de la zone désertée, d'où la difficulté d'une modélisation analytique divisant la structure de la diode en deux zones.

2.3.2.3 Effets liés à la modulation de la zone désertée

Dans le cas d'une structure semiconductrice largement déconfinée, l'épaisseur W de la zone désertée est profondément modulée par la tension hyperfréquence instantanée. L'épaisseur de la zone désertée devient donc une fonction du temps $W(t)$ dont les variations donnent naissance :

- à une capacité variable : $C(V(t))$;
- à une résistance série, correspondant à la zone non désertée, également variable : $R_s(W(t))$ dont les valeurs dépendent de la tension instantanée (Figure 2:8).

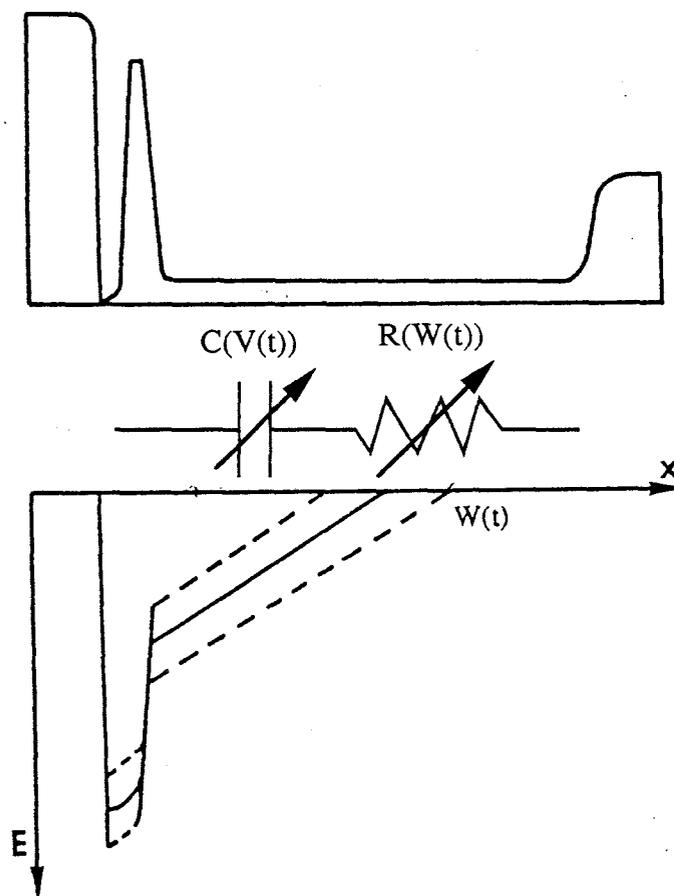


Figure 2.8 : Effet de la modulation de la zone non désertée.

$$C(V) = \frac{\varepsilon S}{W(V(t))} \quad \text{et} \quad R_s(W(t)) = \frac{(W_s - W(t))}{\sigma S} \quad (2.9)$$

avec ε : permittivité du matériau ;
 S : section de la structure ;
 W_s : épaisseur de la zone épitaxiée ;
 σ : conductivité du matériau.

La capacité variable $C(V(t))$ se comporte comme une diode varactor et est à l'origine des deux effets principaux :

- Une déformation et une augmentation du courant induit dans le circuit de charge résultant des variations du courant de déplacement qui peut s'écrire à chaque composante harmonique : $i_d(\omega) = \omega C(\omega)V(\omega)$. Cet effet est illustré figure 2.9.
- La génération par effet varactor de composantes harmoniques et "sous-harmoniques" de la tension hyperfréquence appliquée.

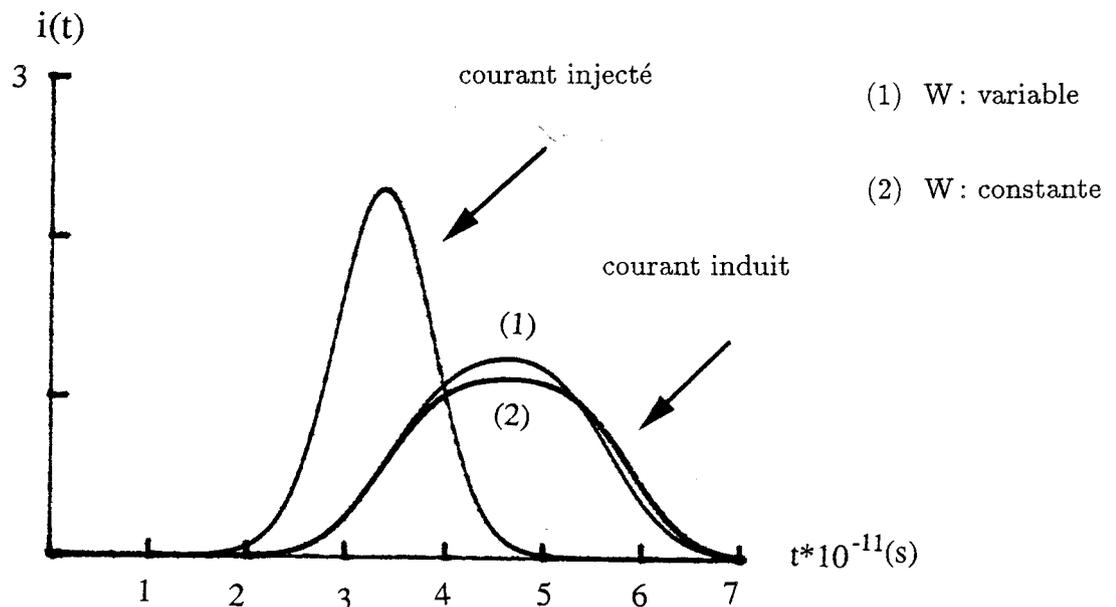


Figure 2.9 : Evolution temporelle du courant induit dans le circuit de charge avec et sans effet de modulation de zone désertée.

La résistance série R_s se traduit quant à elle par des pertes supplémentaires dans le fonctionnement de l'oscillateur, ses variations ne présentant qu'un faible degré de non linéarité devant celles de la capacité.

Le phénomène de modulation de la zone désertée a par ailleurs donné l'idée à certains auteurs [15][16][17][18][19][20][21][22][23], de modifier le mécanisme de collection du paquet de porteurs en vue de l'obtention de modes de fonctionnement à haut rendement.

Dans ces modes de fonctionnement, au minimum de la tension hyperfréquence appliquée, l'extrémité de la zone non désertée se rapproche de la jonction pour venir collecter prématurément le paquet de porteurs mobiles. Si de plus, durant leur capture, les porteurs de charge ont le temps de perdre leur énergie pour revenir à un état proche de l'équilibre thermodynamique ou du moins de transférer en vallée centrale de la structure de bande, il s'en suit dans les matériaux III-V à plusieurs vallées, l'apparition d'un phénomène de transfert électronique. Ce dernier permet d'exalter la vitesse des électrons piégés pendant le dernier quart de la période du signal hyperfréquence. Ce mécanisme nécessite donc que les porteurs initialement chauds après un transit à vitesse saturée dans une zone à champ électrique élevé, soient piégés dans la zone non désertée où règne un champ électrique faible (inférieur à 1 kV/cm environ) dont le seul rôle est de permettre la circulation du courant.

Si la thermalisation de ces porteurs peut s'effectuer pendant le court instant que dure leur collection, le retrait de la zone non désertée pendant le dernier quart de la période du signal hyperfréquence peut se faire à une vitesse proche de la vitesse pic, voire même en régime non stationnaire de survitesse. Or, en première approximation le temps de capture des porteurs est inférieur au dixième de la période du signal hyperfréquence. Si l'on prend en compte les effets de relaxation des porteurs de charge, le transfert électronique n'est plus immédiat car l'énergie moyenne des porteurs ne peut plus suivre instantanément les variations tempo-

relles du champ électrique.

Pour illustrer l'importance de ces effets en bande Ku, la figure 2.10 montre l'hystérésis observé dans la caractéristique $v(E)$ en volume dans un échantillon d'arséniure de gallium soumis à un champ électrique uniforme ($E(t) = E_0 + E_1 \sin(\omega t)$) à 14 GHz et à 200 °C. On peut noter sur cette figure qu'à cette fréquence le retard introduit dans les variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique est à l'origine de deux effets principaux :

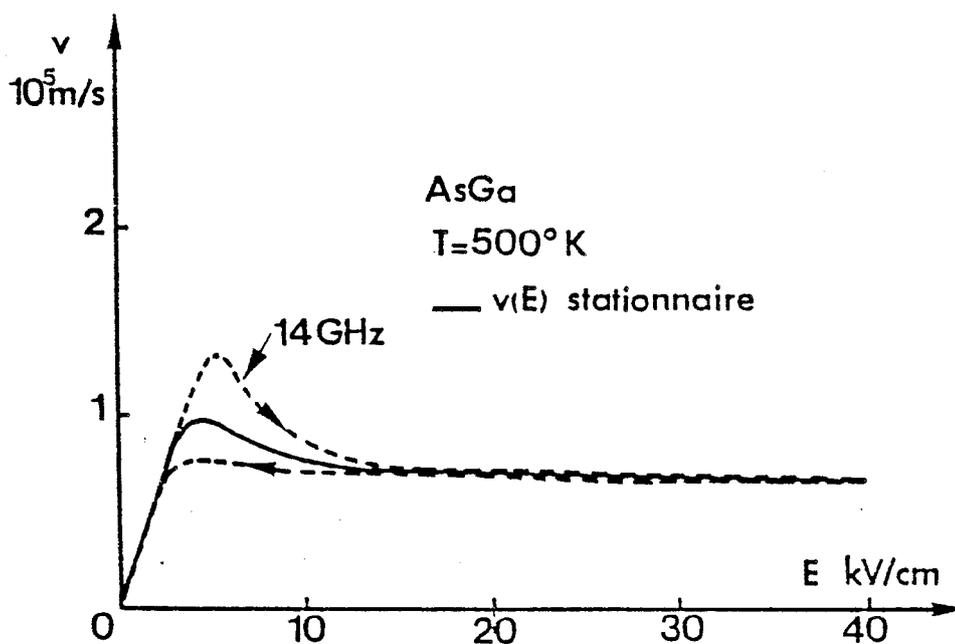


Figure 2.10 : Influence des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire sur l'évolution de la caractéristique $v(\varepsilon, E)$.

- lorsque le champ électrique $E(t)$ décroît (pour $T/4 < t < 3T/4$), les porteurs continuent à transiter avec une vitesse voisine de leur vitesse limite dans le matériau et cela jusqu'à leur transfert en vallée centrale qui s'effectue pour des valeurs du champ électrique très inférieures à celle du champ critique. On n'observe donc pas d'augmentation de la vitesse au voisinage de cette valeur de champ électrique.
- Par contre, lorsque le champ électrique $E(t)$ croît (pour $3T/4 < t < T$), la relaxation de l'énergie produit l'effet inverse. Les porteurs restent plus longtemps en vallée centrale et sont alors soumis à un phénomène de sur-vitesse dont l'amplitude n'est cependant pas très marquée. Le retrait de la zone désertée peut donc se faire à une vitesse légèrement supérieure à la vitesse pic statique stationnaire dans l'AsGa pour une même température.

Des travaux antérieurs [24] ont montré que cet effet de collection prématurée était difficile à mettre en oeuvre sur de larges plages de température et de fréquence.

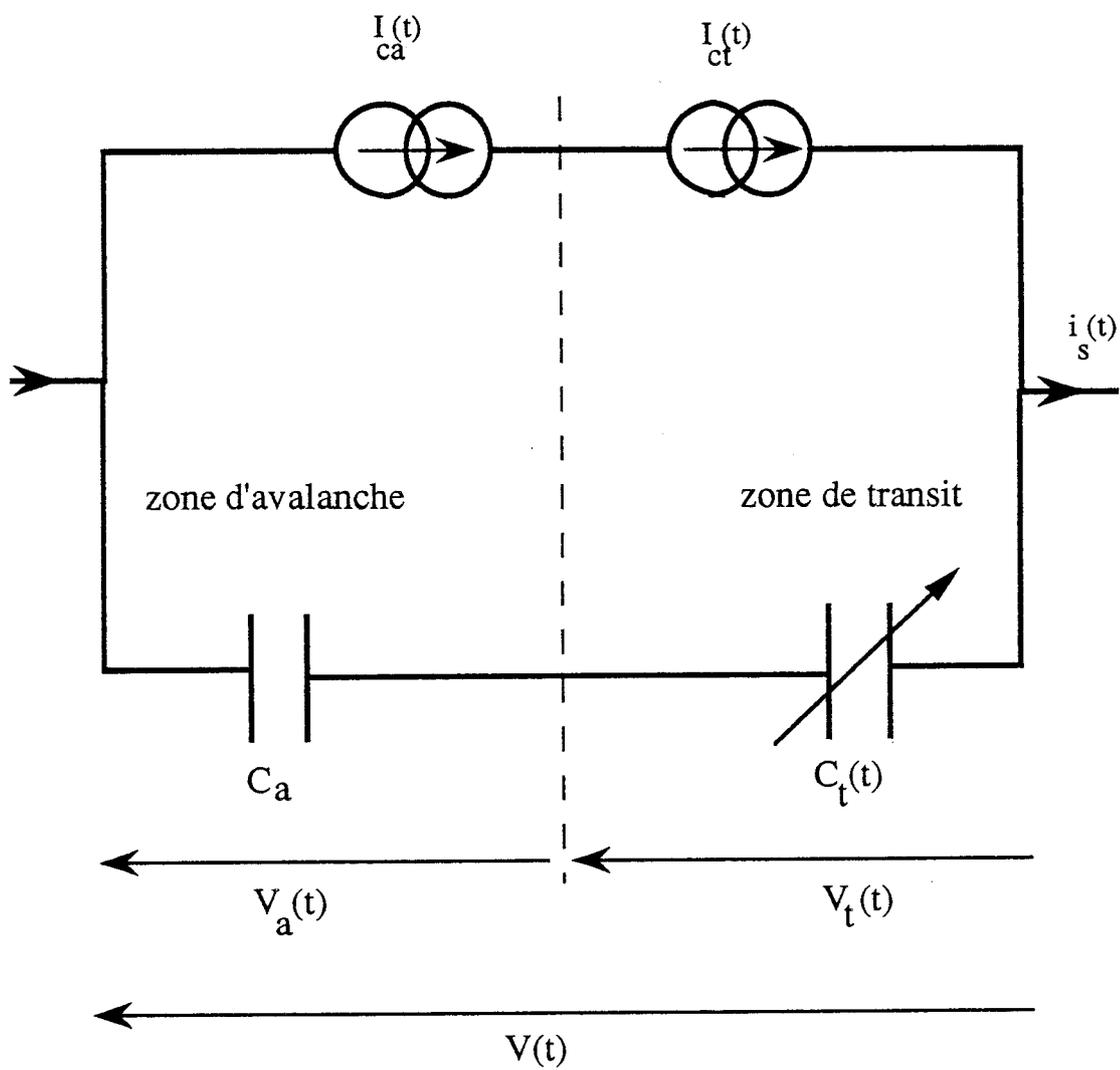


Figure 2.11 :

2.4 Modèle analytique à deux zones de la diode à avalanche et temps de transit

Nous avons choisi de développer cette étude sur la base d'un modèle classique à deux zones comme illustrée sur la figure 2.11. L'épaisseur de la zone d'avalanche est figée alors que les phénomènes de modulation de zone désertée sont pris en compte dans le traitement de la zone de transit. Cette approche est particulièrement adaptée à l'étude de structures à modulation de dopage (L.H.L.) et à simple zone de dérive, que nous avons essentiellement considérées.

2.4.1 Mise en oeuvre du modèle

La mise en oeuvre du modèle s'effectue conformément à l'organigramme décrit sur la figure 2.12. Après introduction des paramètres de transport $[v(E, T), \alpha(E, T), \dots]$, du profil de concentration en impuretés $N_d(x) - N_a(x)$ et des conditions de fonctionnement statiques $[T, I_0, S, \dots]$ un algorithme numérique rapide permet le calcul de la carte de champ statique correspondant au courant de polarisation désiré ainsi que de la loi de variation instantanée de la capacité de la zone désertée [24]. Ceci conduit à la détermination des épaisseurs de zones d'avalanche et de transit en régime statique ainsi que des tensions correspondantes. Une fois la diode divisée en deux zones, un régime dynamique est superposé au régime statique. L'évolution temporelle du courant de conduction dans la zone d'avalanche est alors obtenue par résolution de l'équation de Read généralisée [29][26][27]. Cette forme d'onde de courant est ensuite injectée dans la zone de transit dont le traitement repose sur le théorème de Ramo-Schokley généralisé [28]. Connaissant les formes d'ondes terminales, tension aux bornes de la diode et courant injecté dans le circuit de charge, les puissances et impédances aux différentes fréquences considérées sont alors obtenues par développement en série de Fourier.

Nous allons détailler quelque peu chacun de ces blocs en illustrant les différentes étapes de calcul par des exemples concernant des diodes ATT à l'AsGa, à profil de dopage différencié (LHL) et à simple zone de dérive, fonctionnant en bande Ku.

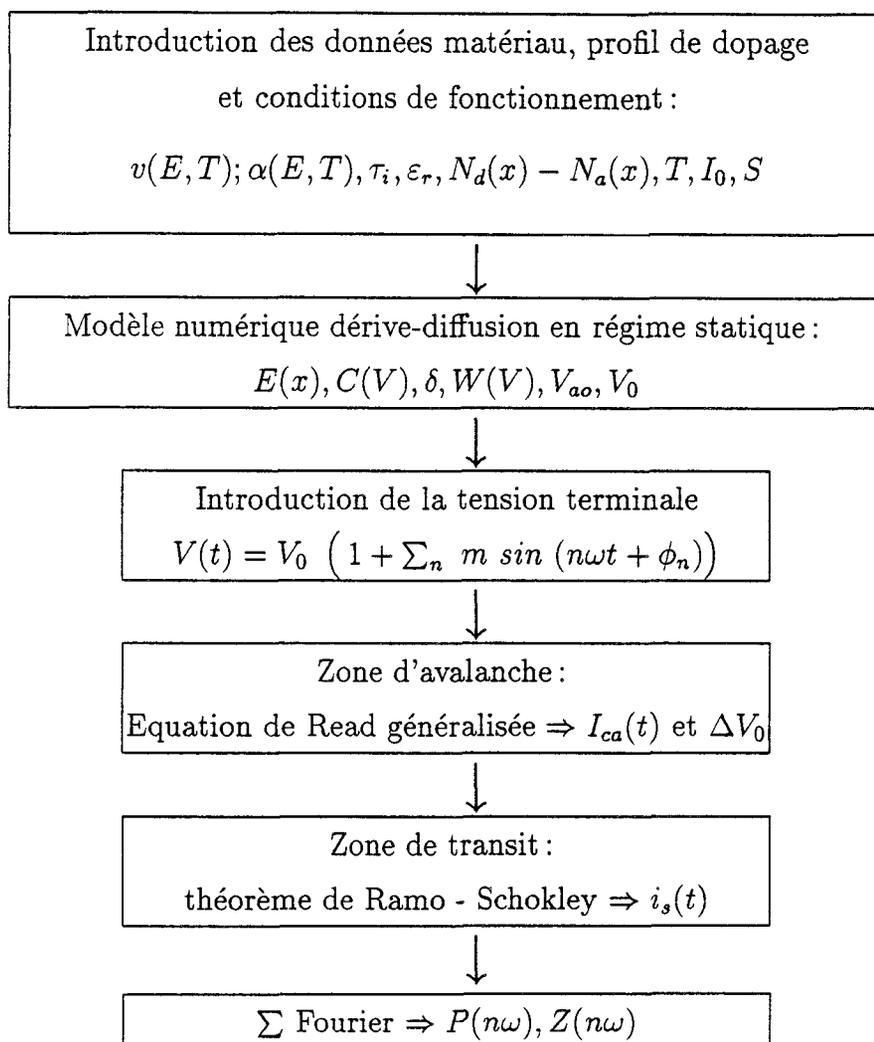


Figure 2.12

2.4.2.1 Données matériau, profil de dopage et carte de champ électrique statique

Les différents paramètres de transport des porteurs de charge dans le matériau semiconducteur considéré sont repris des travaux de C. Dalle [29] et M. Berbineau [24].

Le profil de dopage de la structure étudiée peut être défini analytiquement ou bien déduit de la caractéristique $C(V)$ mesurée, par une procédure numérique simple [24].

Connaissant le profil de dopage dans la structure, la distribution spatiale du champ électrique en régime statique peut être obtenue en utilisant un modèle numérique de type dérive-diffusion précédemment développé [24][29].

Ce même modèle permet la détermination de la loi de variation de la capacité de la zone désertée en fonction de la tension continue appliquée aux bornes de la diode par deux méthodes :

$$C(V) = \frac{\varepsilon S}{W(V)} \quad \text{ou bien} \quad C(V) = \frac{dQ}{dV}$$

Ceci est illustré sur la figure 2.13. La carte de champ électrique dans la structure permet de définir l'épaisseur des zones d'avalanche et de transit en régime statique et d'en déduire par intégration les tensions continues aux bornes de la zone d'avalanche et de la zone de transit :

$$V_0 = V_{ao} + V_{to}$$

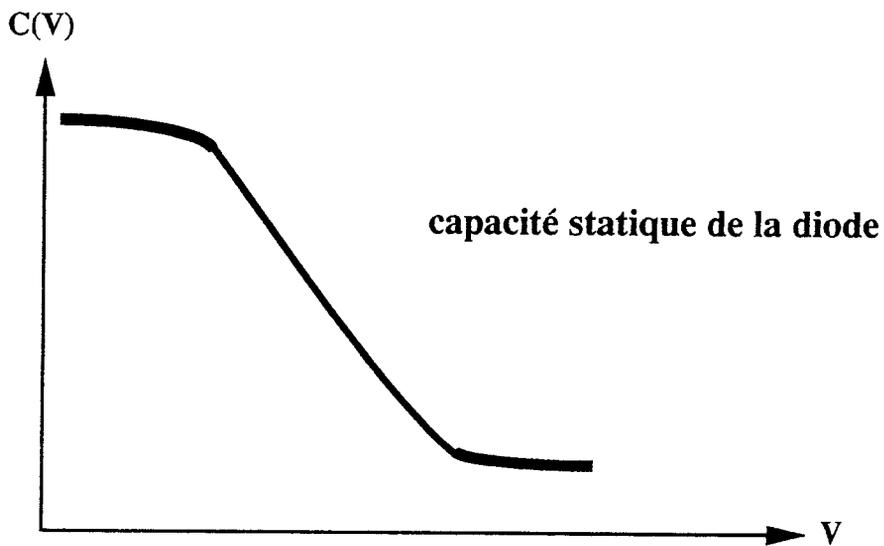
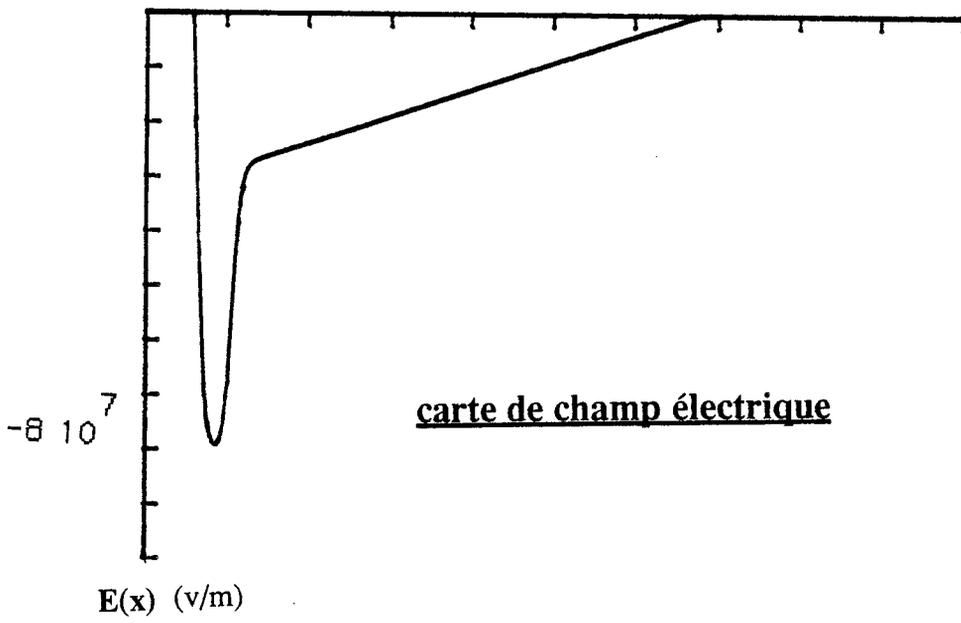
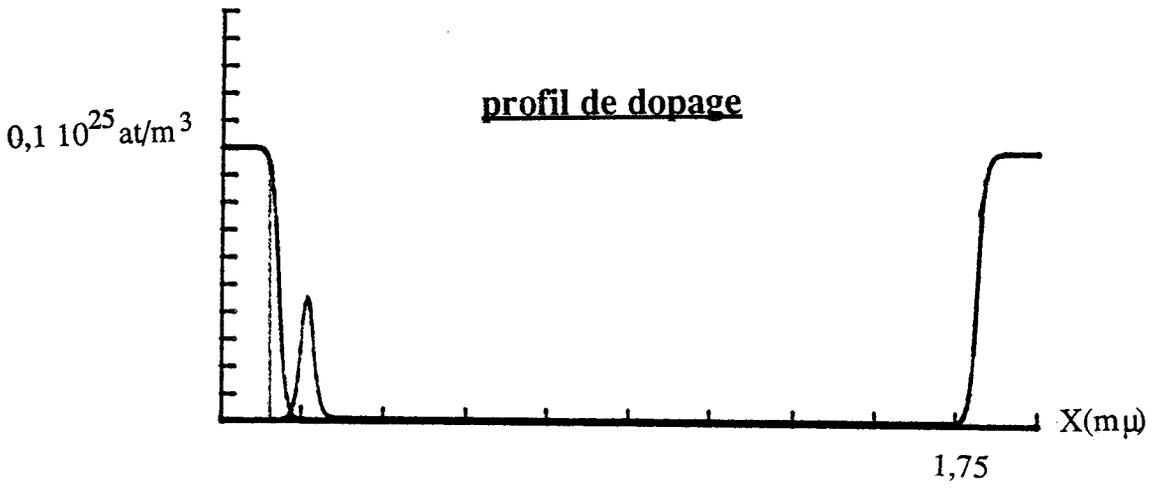


Figure 2.13

2.4.2.2 Traitement de la zone d'avalanche

L'épaisseur de cette zone est supposée figée. Si, de plus, on admet que toutes les grandeurs électriques sont uniformes sur l'épaisseur de la zone d'avalanche et si l'on néglige en première approximation le temps de transit des porteurs dans cette zone, alors les évolutions temporelles du courant de conduction peuvent être décrites par l'équation de Read généralisée [25][26][27] :

$$\tau_i \frac{dI_{ca}}{dt} = I_{ca}(t) (\bar{\alpha} \delta - 1) + I_s \quad (2.10)$$

- où τ_i : temps de réponse intrinsèque du phénomène d'avalanche ;
 $\bar{\alpha}$: taux d'ionisation moyen pour les deux types de porteurs (électrons, trous) ;
 δ : longueur de la zone en avalanche ;
 I_s : le courant de saturation de la jonction, le plus souvent négligeable.

Si le courant de saturation est négligé, l'intégration de l'équation de Read est immédiate :

$$I_{ca}(t) = \frac{I_{oo}}{\tau_i} \exp \left\{ \int_0^t \left[\bar{\alpha}(E(x))\delta - 1 \right] dt' \right\} \quad (2.11)$$

et permet d'obtenir l'expression du courant de conduction. La tension aux bornes du dispositif comporte non seulement une composante continue mais aussi une composante périodique.

Le taux d'ionisation étant une fonction non linéaire du champ électrique, on constate immédiatement le caractère doublement non linéaire de la relation entre le courant et le champ électrique.

Pour étudier les différents régimes, on peut décomposer ce taux d'ionisation en série de Taylor autour de sa valeur moyenne $\bar{\alpha}(E_{ao})$:

$$\bar{\alpha} \left[E(t) \right] = \bar{\alpha} (E_{ao}) + \bar{\alpha}' e_a(t) + \frac{\bar{\alpha}''}{2} e_a^2(t) + \dots \quad (2.12)$$

où :

$$\bar{\alpha}' = \left(\frac{d\bar{\alpha}}{dE} \right)_{E=E_{ao}} \quad \bar{\alpha}'' = \left(\frac{d^2\bar{\alpha}}{dE^2} \right)_{E=E_{ao}}$$

suivant l'amplitude du champ $e_a(t)$, le développement de $\bar{\alpha}$ pourra donc être limité au premier ou au deuxième ordre, ou éventuellement à un ordre supérieur. Dans les conditions de fonctionnement envisagées correspondant à des applications de forte puissance en bande Ku, un développement au deuxième ordre s'est avéré suffisant pour décrire le comportement dynamique de la zone d'avalanche. Les évolutions temporelles du courant de conduction sont alors régies en première approximation par l'équation suivante :

$$\frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \left\{ \frac{\bar{\alpha}'}{\tau_i} V_a(t) + \frac{\bar{\alpha}''}{2\tau_i \delta} V_a^2(t) + \bar{\alpha} \delta - 1 \right\} \quad (2.13)$$

d'où :

$$I_{ca}(t) = \frac{I_{oo}}{\tau_i} \exp \left(\int_0^t \left(\frac{\bar{\alpha}'}{\tau_i} V_a(t') + \frac{\bar{\alpha}''}{2\delta} V_a^2(t') + \bar{\alpha} \delta - 1 \right) dt' \right) \quad (2.14)$$

la tension instantanée $V(t)$ s'exprime par :

$$V(t) = V_{ao} + V_a(t) \quad (2.15)$$

où V_{ao} est la tension d'avalanche en l'absence de composante alternative. La condition d'avalanche impose que :

$$\bar{\alpha}(V_{ao}) \delta = 1$$

- Détermination de I_{oo} et τ_i

La constante d'intégration I_{oo} est obtenue très simplement en écrivant que la valeur moyenne du courant de conduction est égale à I_o valeur du courant continu imposé par l'alimentation.

Par contre, la détermination du temps de réponse intrinsèque de l'avalanche est moins évidente et n'a pu être réalisée que par comparaison systématique des

résultats obtenus par le modèle analytique avec ceux obtenus par un modèle numérique rigoureux [24][29]. La figure 2.14 présente l'évolution du facteur M intervenant dans la définition de ce facteur τ_i ($\tau_i = \frac{\tau_i}{M} = \frac{\delta}{Mv_s}$) en fonction du courant de polarisation I_0 pour la structure définie figure 2.13. Ces valeurs ont été obtenues en cherchant à faire coïncider les évolutions temporelles du courant de conduction obtenues par le modèle numérique complet d'une part, et par le modèle analytique de Read d'autre part comme illustré figure 2.15.

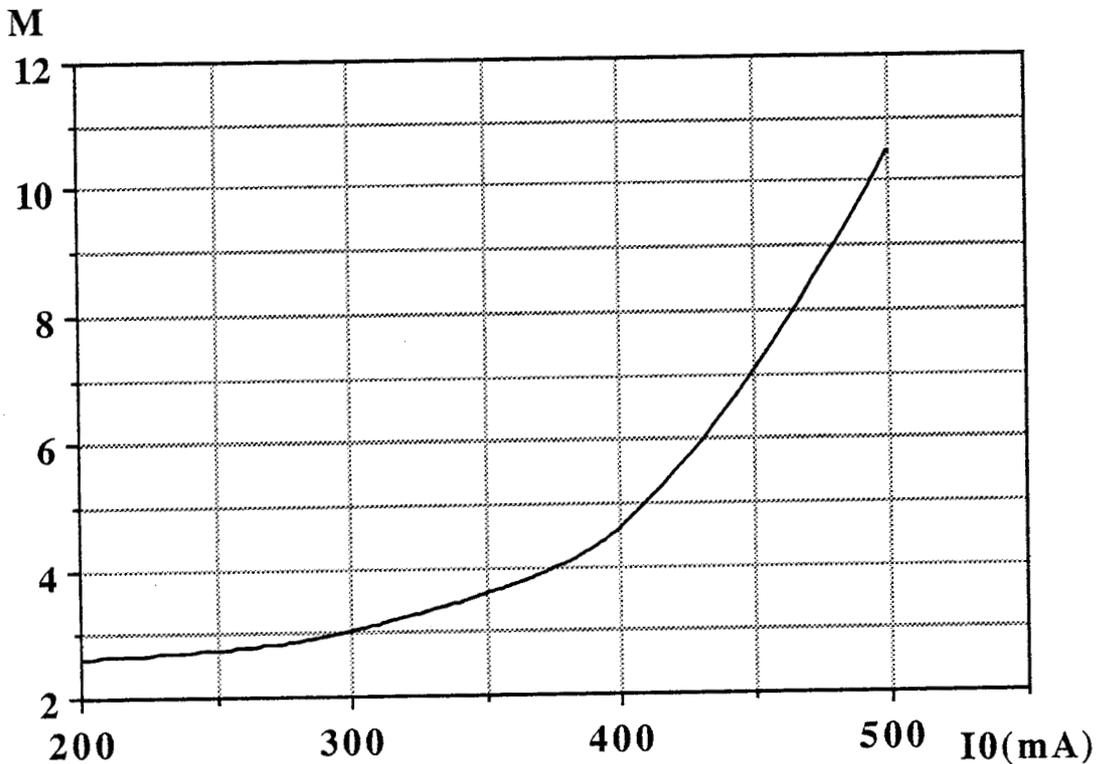


Figure 2.14 : Evolution du facteur M en fonction du courant de polarisation I_0

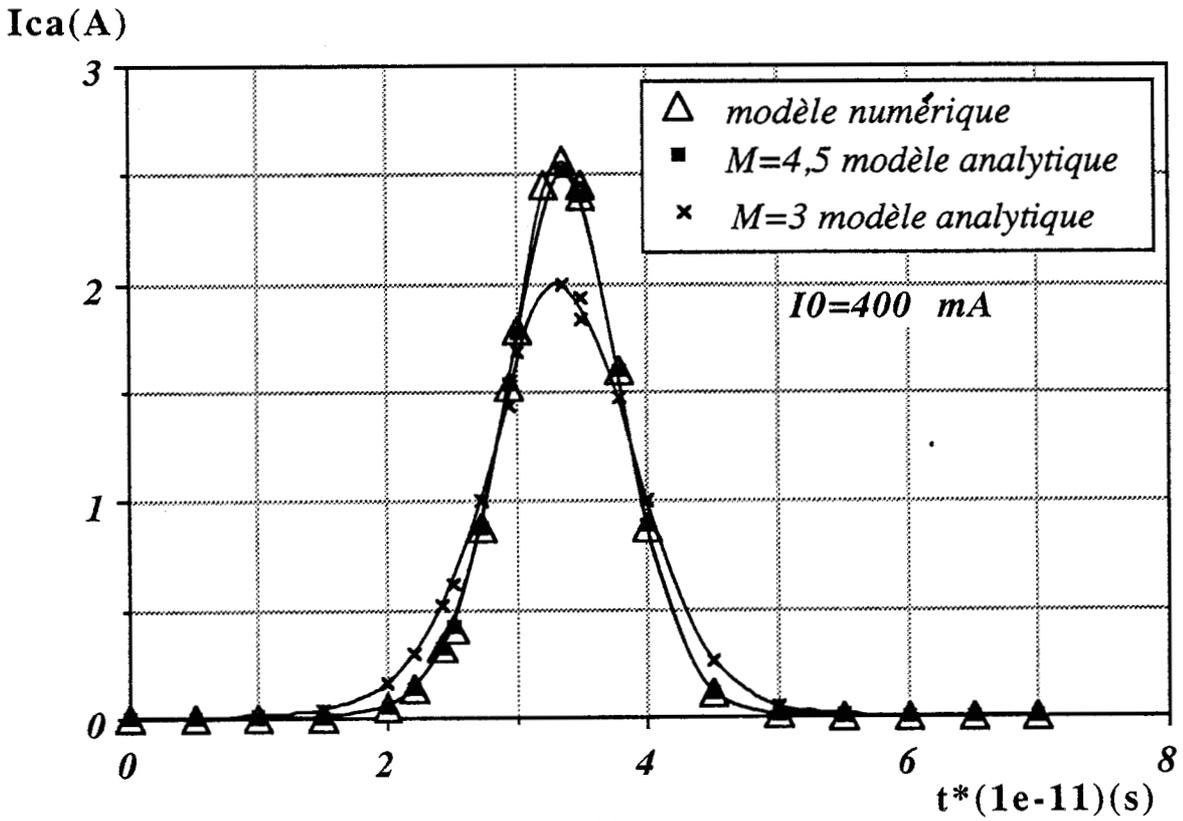


Figure 2.15

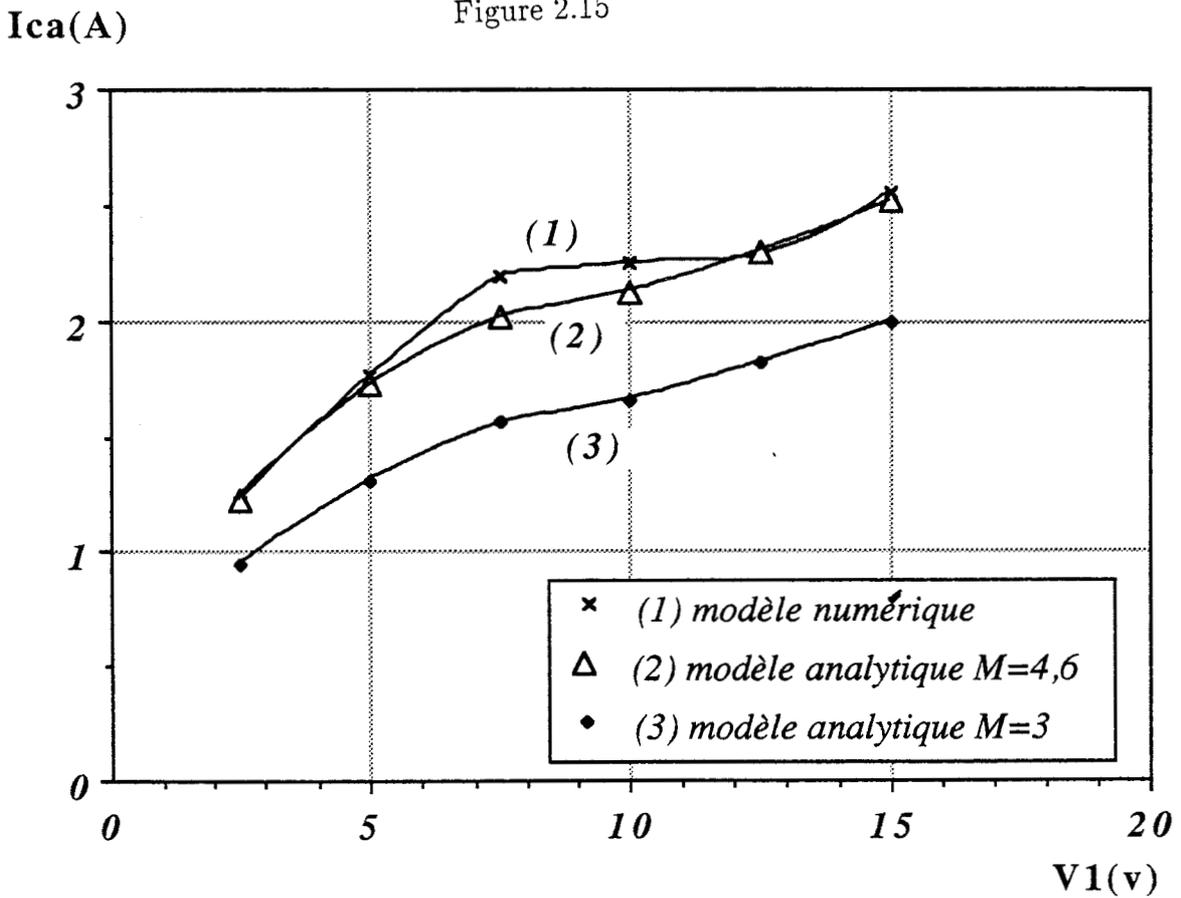


Figure 2.16: Valeur maximale du courant $I_{ca}(t)$ en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode pour un courant de polarisation I_o de 400 mA.

On peut noter sur cette figure que les valeurs de τ_i déduites de cette comparaison diffèrent assez sensiblement des valeurs classiquement admises ($\tau_i \neq \frac{\tau_0}{3}$) et qu'elles évoluent de façon significative en fonction du courant de polarisation I_o .

La diminution du temps de réponse intrinsèque de l'avalanche lorsque le courant de polarisation augmente peut être interprétée physiquement par l'augmentation du nombre de porteurs créés par ionisation par chocs due à la croissance de la valeur du courant de polarisation. Ceci conduit également à une augmentation du nombre de porteurs résiduels réinitialisant le phénomène d'avalanche au cycle suivant et donc à une diminution du temps d'établissement du régime d'avalanche.

Par contre, ce temps de montée intrinsèque de l'avalanche ne dépend pratiquement pas de l'amplitude de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode comme le montre la figure 2.16 où sont représentées les valeurs crêtes du courant de particules dans la zone d'avalanche obtenues par les deux méthodes, analytique et numérique, en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence.

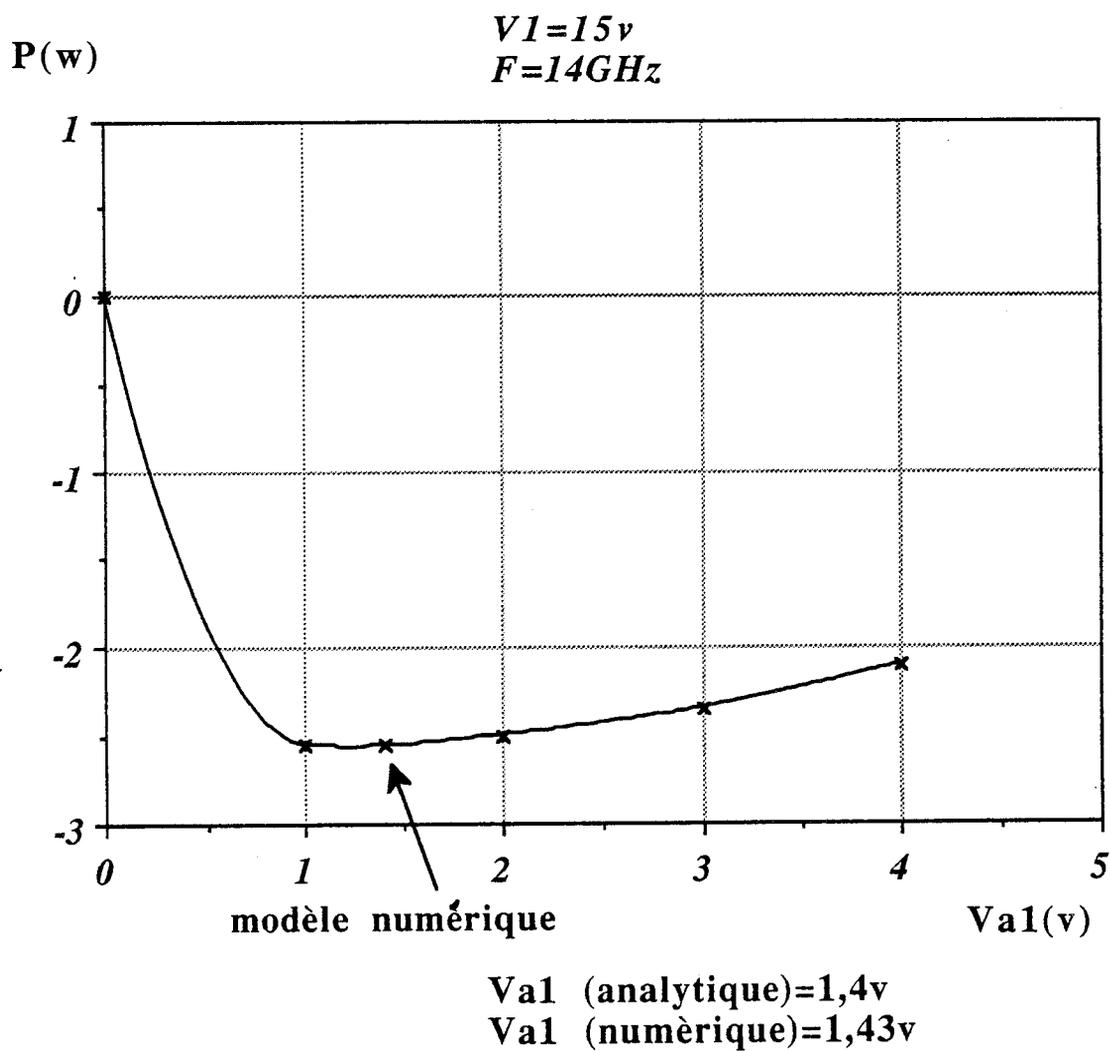


Figure 2.17: Evolution de la puissance de sortie en fonction de la tension crête développée aux bornes de la zone d'avalanche en régime dynamique à tension totale imposée aux bornes de la diode.

- Détermination de la tension hyperfréquence aux bornes de la zone d'avalanche.

Comme nous l'avons mentionné dans l'organigramme de la figure 2.12, nous imposons la forme d'onde de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode complète :

$$V(t) = V_a(t) + V_t(t) = V_o \left(1 + \sum_n m_n \sin(n\omega t + \phi_n) \right) \quad (2.16)$$

Or la résolution de l'équation de Read nécessite la connaissance de la tension hyperfréquence aux bornes de la zone d'avalanche. Pour déterminer la valeur de cette tension, nous admettons que la diode fonctionne en régime de désertion à chaque composante harmonique et, qu'en première approximation, nous pouvons écrire :

$$\frac{V_a(\omega)}{V_t(\omega)} = \frac{C_{to}}{C_a} = \frac{\delta}{W_o} \quad (2.17)$$

où :

$$C_{to} = \frac{\epsilon S}{W_0}$$

est la capacité de la zone de transit en régime statique. Cette détermination est suffisamment précise car, comme le montre la figure 2.17, l'amplitude de la tension hyperfréquence aux bornes de la zone d'avalanche n'est pas très critique et la valeur de V_{a1} obtenue par cette méthode est assez proche de celle obtenue par le modèle numérique.

2.4.2.3 Traitement de la zone de transit

Le traitement de la zone de transit est basé sur le théorème de Ramo-Schokley [30] et s'inspire des travaux de Culshaw et al [28]. Cette zone est as-

similée à un condensateur plan dont l'une des armatures est mobile et dont la capacité instantanée peut s'écrire :

$$C_t(t) = \frac{\epsilon S}{W_t(t)} \quad (2.18)$$

conformément à la figure 2.18.

Nous supposons qu'à la sortie de la zone d'avalanche les porteurs forment un plan de charges qui se déplace à la vitesse limite dans le matériau v_s .

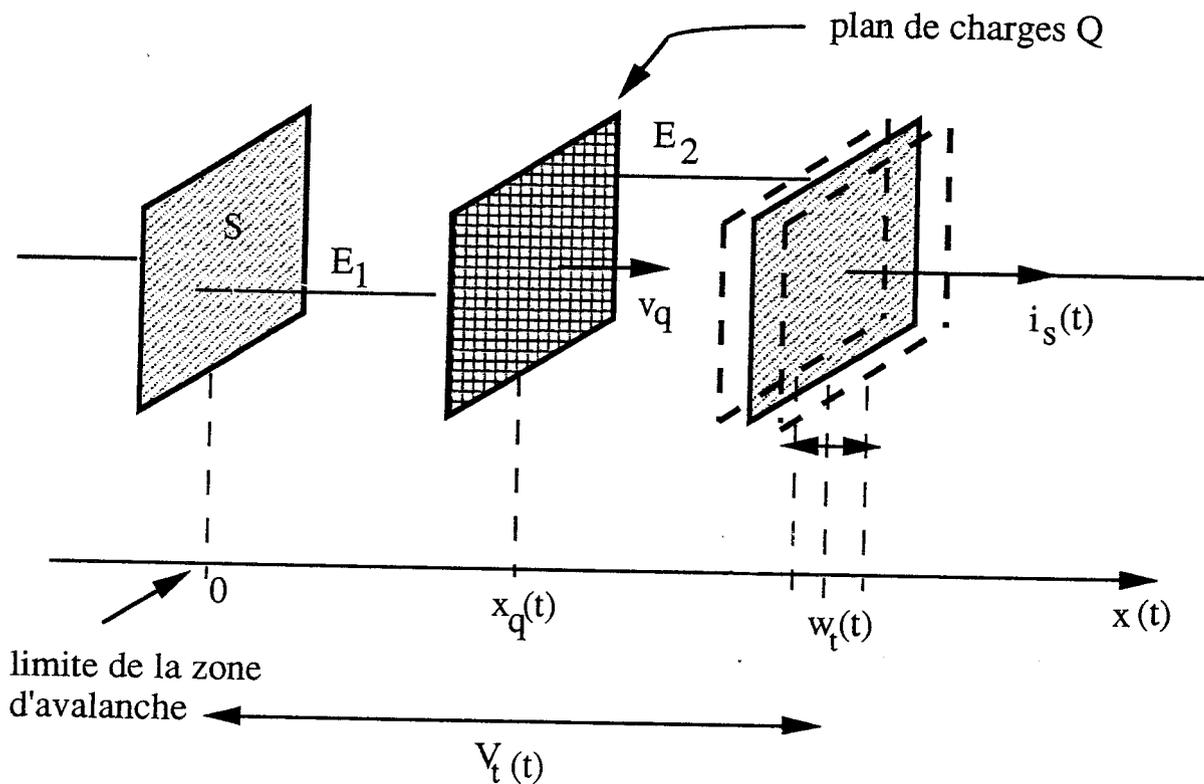


Figure 2.18 :

E_1, E_2 : champs électriques.

$x_q(t)$: position du plan de charge en déplacement.

$V_t(t)$: tension aux bornes des armatures.

$W_t(t)$: distance entre les armatures correspondant à l'épaisseur de la zone désertée.

S : section des armatures ou section de la diode.

La tension $V_t(t)$ aux bornes de la zone de transit est donnée par :

$$V_t(t) = E_2 \left(W_t(t) - x_q(t) \right) + E_1 x_q(t) \quad (2.19)$$

où : $x_q(t) = v_q t$. Posons

$$\Delta E = E_1 - E_2$$

le théorème de Gauss permet alors d'écrire :

$$\Delta E = \frac{Q}{\varepsilon S}$$

le courant induit dans le circuit de charge $i_s(t)$ peut s'écrire :

$$i_s(t) = \varepsilon S \frac{\partial E_1}{\partial t} \quad (2.20)$$

où ε est la permittivité du matériau semiconducteur, d'où :

$$V_t(t) = E_1 W_t(t) - \Delta E \left(W_t(t) - x_q(t) \right) \quad (2.21)$$

et

$$\begin{aligned} i_s(t) &= \varepsilon S \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V_t(t) + \Delta E (W_t(t) - x_q(t))}{W_t(t)} \right) \\ &= \varepsilon S \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V_t(t)}{W_t(t)} + \frac{Q}{\varepsilon S W_t(t)} \left(W_t(t) - x_q(t) \right) \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V_t(t) \cdot \varepsilon S}{W_t(t)} + \frac{Q}{W_t(t)} \left(W_t(t) - x_q(t) \right) \right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

la capacité instantanée du condensateur est définie par :

$$C_t(t) = \frac{\varepsilon \cdot S}{W_t(t)} \quad (2.23)$$

d'où :

$$i_s(t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(V_t(t) C_t(t) \right) + Q \frac{\partial}{\partial t} \left(1 - \frac{x_q(t)}{W_t(t)} \right) + \frac{\partial Q}{\partial t} \left(1 - \frac{x_q(t)}{W_t(t)} \right) \quad (2.24)$$

Le terme $\frac{\partial Q}{\partial t}$ est nul car le nombre de charges injectées ne varie pas au cours du transit dans l'hypothèse de Read d'où :

$$i_s(t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(V_t(t) C_t(t) \right) - \frac{Q}{W_t(t)} \left(\frac{\partial x_q}{\partial t} - \frac{x_q(t)}{W_t(t)} \cdot \frac{\partial W_t}{\partial t} \right) \quad (2.25)$$

Posons $v_q = \frac{\partial x_q(t)}{\partial t}$: vitesse de déplacement du plan de charges Q ; et $v_{w_t} = \frac{\partial W_t(t)}{\partial t}$: vitesse de modulation de la zone désertée.

Il vient alors :

$$i_s(t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(V_t(t) \cdot C_t(t) \right) - \frac{Q}{W_t(t)} \left(v_q - \frac{x_q(t)}{W_t(t)} \cdot v_{w_t} \right) \quad (2.26)$$

C'est le théorème de Ramo-Schokley généralisé.

La détermination du courant hyperfréquence induit dans le circuit de charge nécessite donc la connaissance de la capacité instantanée de la diode $C(V(t))$ permettant la détermination de la capacité $C_t(t)$ de la zone de transit dont l'épaisseur instantanée $W_t(V_t(t))$ conduit à la définition de la vitesse de modulation de l'extrémité de cette zone :

$$v_{w_t} = \frac{dW_t}{dt} \quad (\text{cf. 2.3.2.1.})$$

La charge Q est obtenue par intégration temporelle du courant de conduction injecté par la zone d'avalanche.

$$Q = \int_{t-\tau}^t I_{ca}(t) dt$$

où τ est le temps de transit moyen défini par :

$$\tau = \frac{W_t(t)}{v_s}$$

v_s : vitesse saturée.

Nous admettons en effet que lorsque l'armature mobile se rapproche de la zone d'injection les porteurs sont collectés par la zone non désertée dès que : $x_q \geq W_t(V_i(t))$ et nous imposons alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} x_q = W_t(V_i(t)) \\ \text{et} \\ v_{w_t} = v_s \end{array} \right.$$

Nous ne pouvons donc pas décrire des modes à haut rendement de type "surfing mode". Mais les travaux développés par M. Berbineau avaient montré la difficulté d'obtenir un tel mode en bande Ku avec des diodes de forte puissance à profil différencié [24]. Ces hypothèses simplificatrices apparaissent donc justifiées et sont validées par la similitude des résultats obtenus par notre approche analytique simplifiée d'une part, et le modèle numérique d'autre part, comme le montrent les figures 2.19 et 2.20. Sur ces figures sont représentées les évolutions de l'impédance terminale de la diode, du rendement et de la puissance de sortie à 14 GHz en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence aux bornes du composant dont la structure est décrite figure 2.13. On notera la très bonne concordance entre les résultats obtenus par ces deux méthodes.

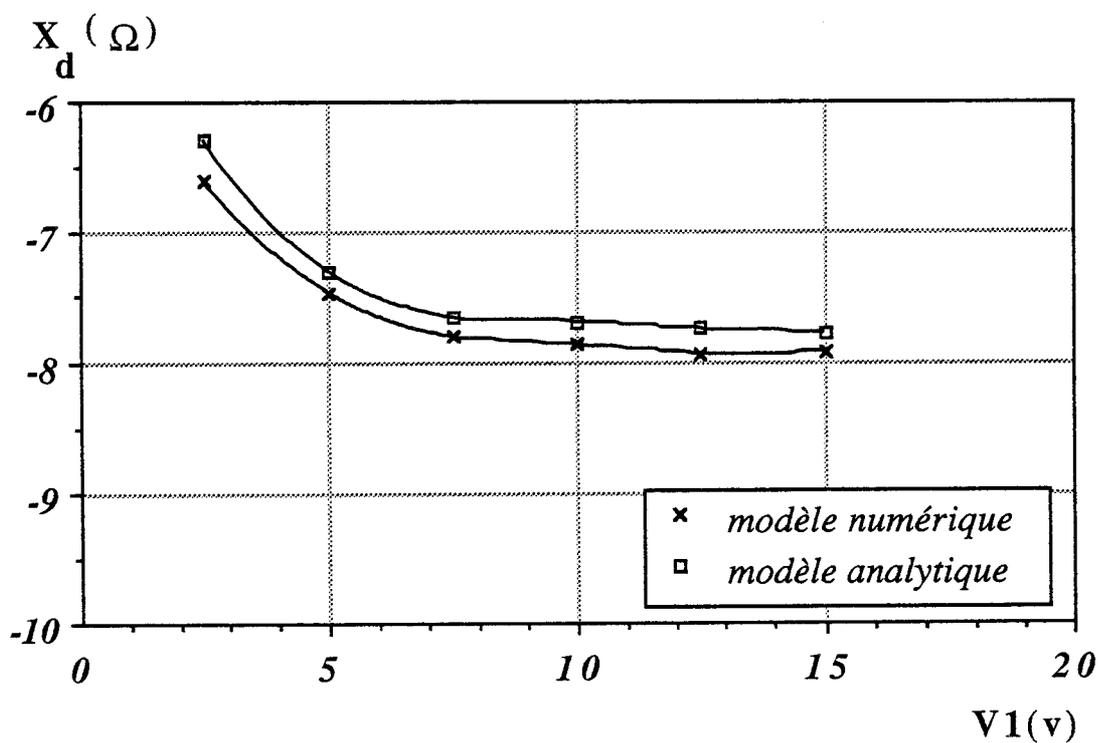
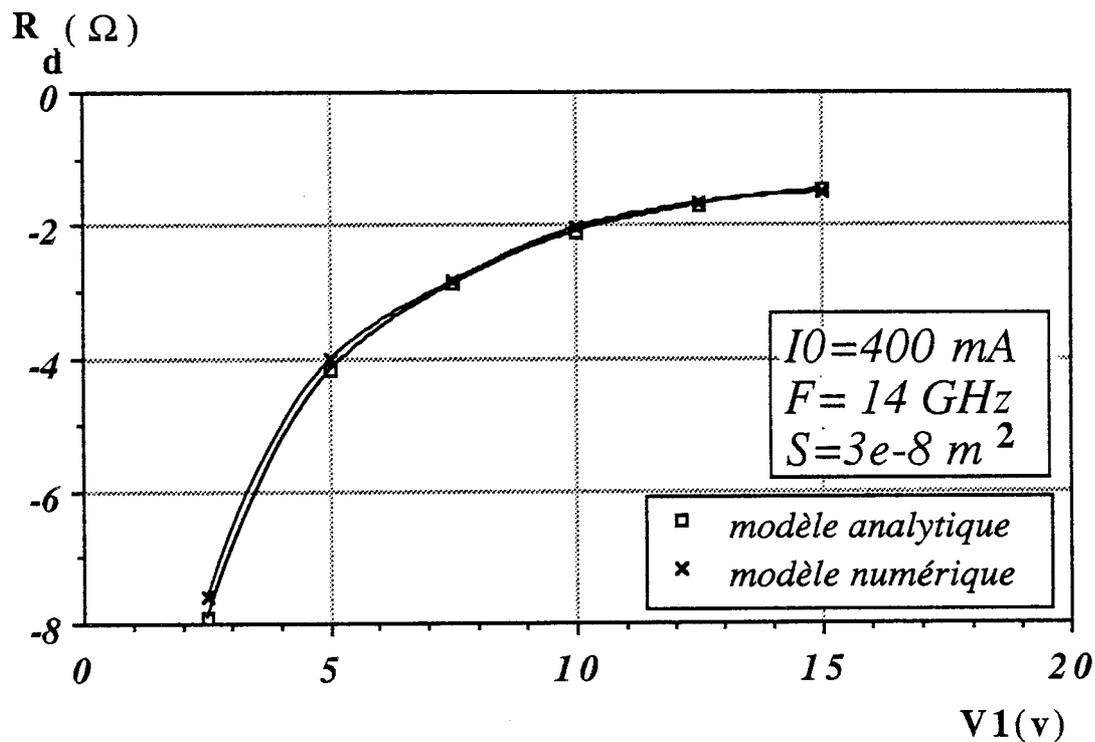


Figure 2.19 : Evolutions de l'impédance terminale à 14 GHz en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence.

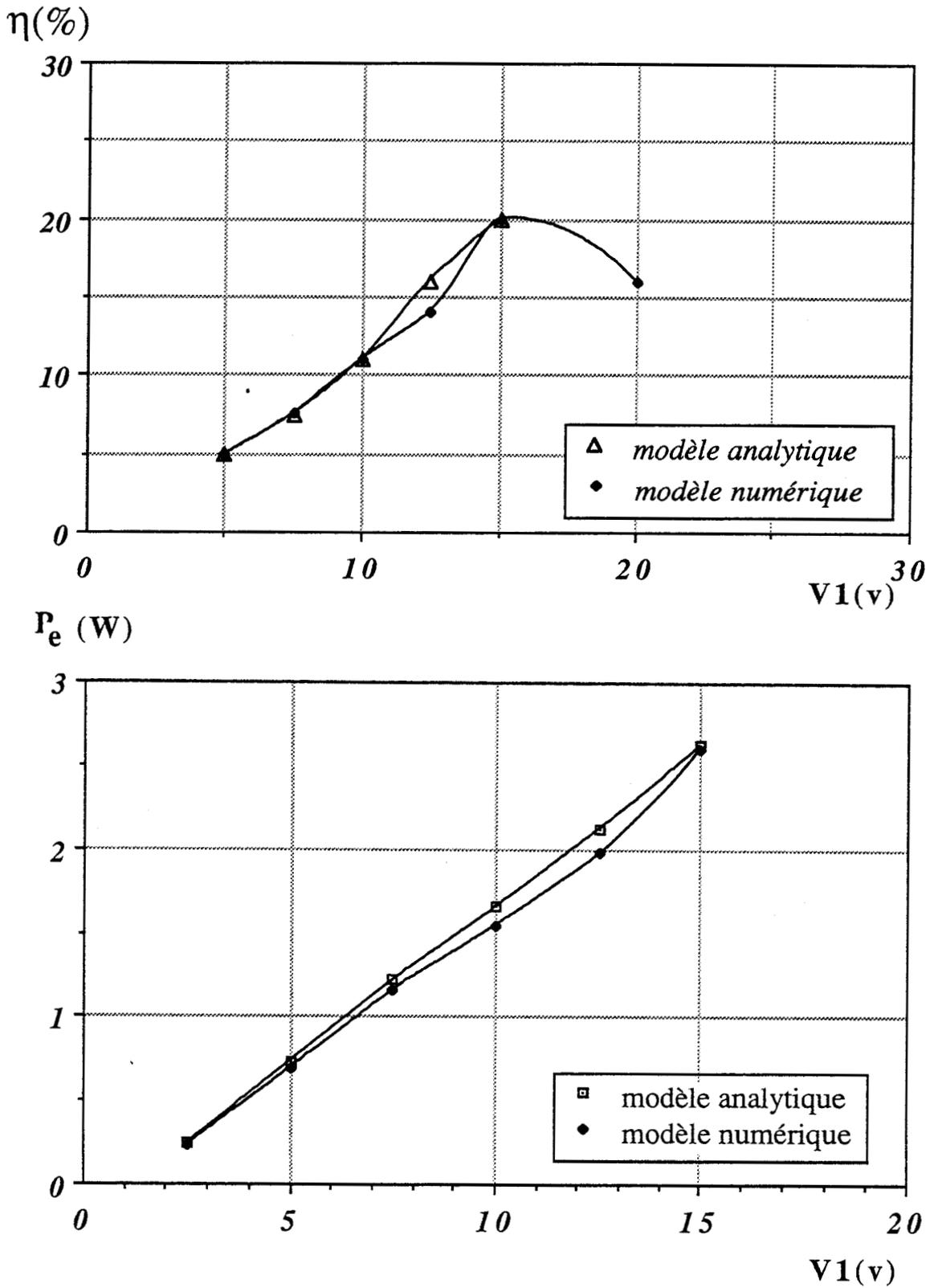


Figure 2.20 : Evolutions du rendement et de la puissance émise par le composant en fonction de la tension hyperfréquence appliquée à ses bornes.

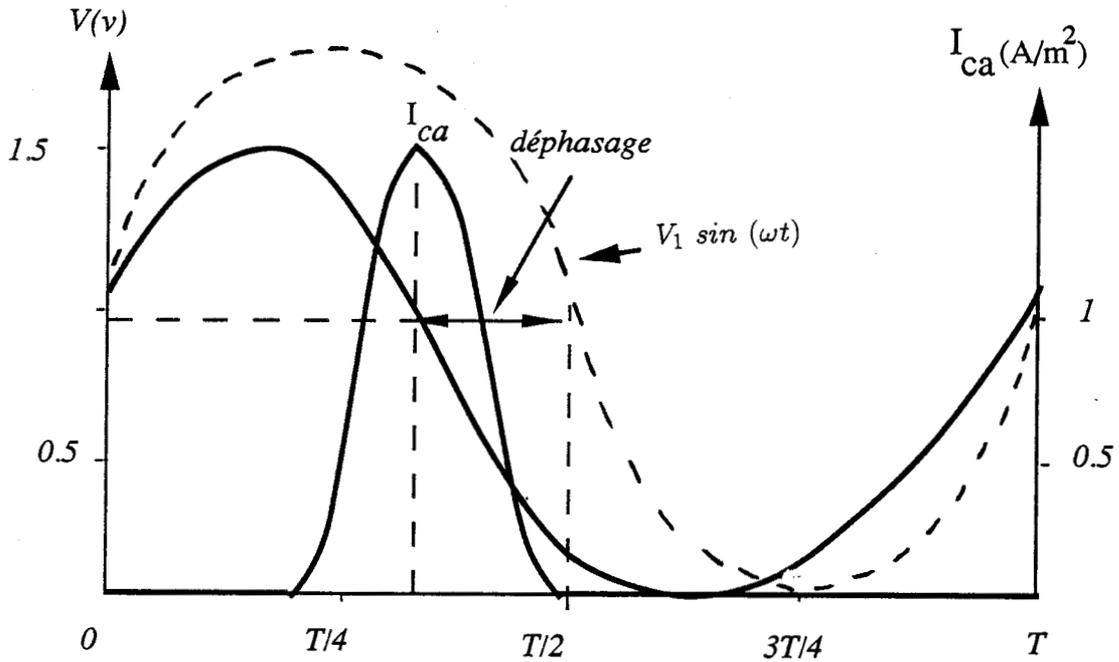


Figure 2.21 : Evolution temporelle de la tension aux bornes de la zone d'avalanche pendant une période du signal appliqué aux bornes de la diode.

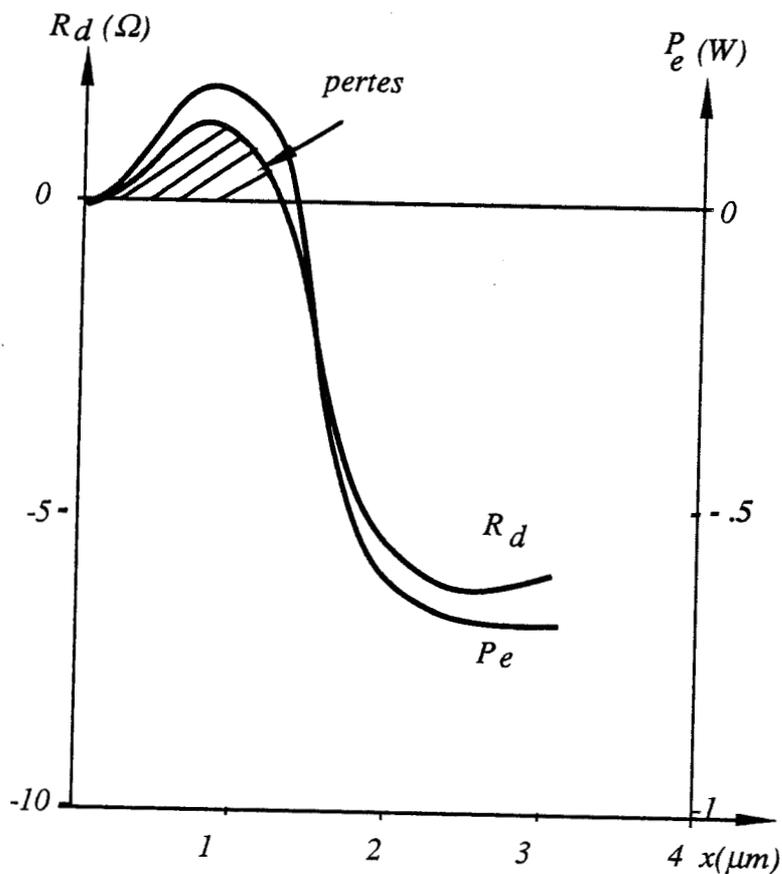


Figure 2.22 : Evolution spatiale de la puissance hyperfréquence cumulée dans la structure.

2.5 Problèmes spécifiques liés au fonctionnement complexe des diodes ATT

Des travaux antérieurs développés par M. Berbineau sur les diodes ATT de forte puissance en bande Ku, à l'AsGa et à simple zone de dérive, avaient montré que les zones d'avalanche et de transit étaient fortement couplées par le phénomène non linéaire de réaction de charge d'espace [24]. Ce couplage résulte de deux effets principaux :

- la concentration en porteurs libres dérivant dans la zone de transit atteint localement des valeurs importantes largement supérieures au dixième de la concentration en impuretés dans la zone de dérive ;
- ces porteurs initialement créés par ionisation par chocs dans la zone d'avalanche quittent cette zone bien avant la fin de la demi période de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode.

De ces effets résulte une forte réaction de charge d'espace qui a tendance à éteindre prématurément le phénomène d'avalanche comme le montre l'évolution temporelle de la tension aux bornes de la zone d'avalanche pendant une période de la tension hyperfréquence sinusoïdale appliquée aux bornes du composant (figure 2.21). Nous constatons que, contrairement au fonctionnement idéal, la tension aux bornes de la zone d'avalanche est fortement déphasée par rapport à la tension totale appliquée aux bornes de la structure. Cet effet ne peut être expliqué par le seul phénomène d'autopolarisation, qui est de faible amplitude dans ce type de structures. Le courant de conduction passe toujours par un maximum lorsque la tension hyperfréquence aux bornes de la zone d'avalanche s'annule. En conséquence, il présente un déphasage par rapport à la tension totale aux bornes de la diode très inférieur à 90° . Ceci se traduit par une longueur de transit qui n'est plus optimale et des pertes au niveau de la zone d'avalanche comme le montre la figure 2.22 où nous avons représenté la puissance hyperfréquence cumulée du contact P^+ au contact N^+ ; il en résulte un niveau de performances sérieusement

dégradé. La forme d'onde de la tension aux bornes de la zone d'avalanche décrite figure 2.21 montre clairement la présence de composantes harmoniques se traduisant par un déphasage φ_{a1} de la composante fondamentale V_{a1} de cette tension par rapport à la tension sinusoïdale $V(t)$ appliquée aux bornes de la diode :

$$V(t) = V_o \left(1 + m \sin(\omega t) \right) \quad (2.27)$$

$$V_a(t) = V_{ao} + V_{a1} \sin(\omega t + \varphi_{a1}) + V_{a2} \sin(2\omega t + \varphi_{a2}) + \dots \quad (2.28)$$

L'apparition de ces composantes harmoniques, principalement celle à fréquence double, s'explique par le comportement non linéaire de la réaction de charge d'espace. Il est donc naturel que même si l'on applique une tension sinusoïdale aux bornes de la diode, la tension locale dans le composant soit périodique mais non sinusoïdale. Le déphasage φ_{a1} présenté par la composante fondamentale de la tension aux bornes de la zone d'avalanche est fortement dépendant de l'amplitude de la tension hyperfréquence sinusoïdale appliquée aux bornes de la diode comme le montre la figure 2.23. Plus cette amplitude augmente et plus la composante fondamentale de la tension aux bornes de la zone d'avalanche tend à revenir en phase avec la tension sinusoïdale terminale. Ceci peut s'expliquer par l'influence bénéfique croissante de la composante harmonique deux de la tension développée aux bornes de la zone de transit par l'effet varactor lié à la modulation de l'épaisseur de la zone désertée comme illustré sur la figure 2.24.

Notons par ailleurs que si l'on ne s'intéresse qu'à la puissance délivrée par la diode à la fréquence fondamentale, seul ce déphasage φ_{a1} est à prendre en compte, l'amplitude et la phase de la composante harmonique deux aux bornes de la zone d'avalanche pouvant être négligées. Ceci est illustré figure 2.25. On peut donc se limiter à une formulation simple de la tension aux bornes de la zone d'avalanche :

$$V_a(t) = V_{ao} \left(1 + m_a \sin(\omega t + \varphi_{a1}) \right) \quad (2.29)$$

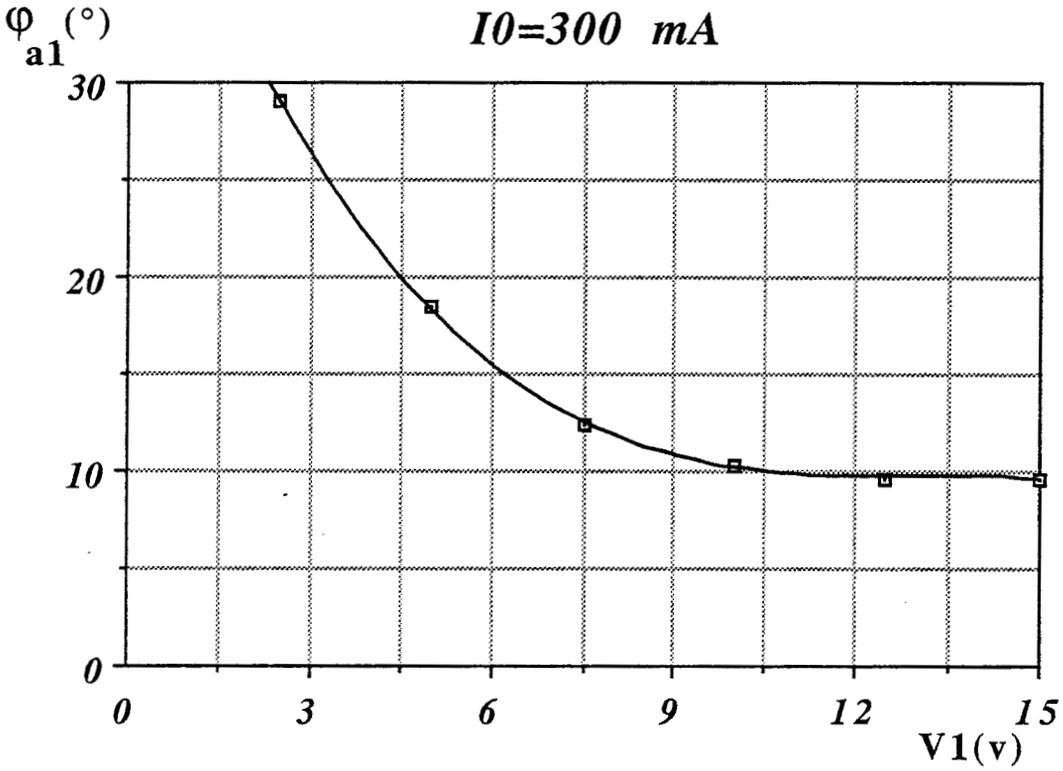


Figure 2.23 : Evolution du déphasage φ_{a1} de la tension d'avalanche en fonction de la tension hyperfréquence.

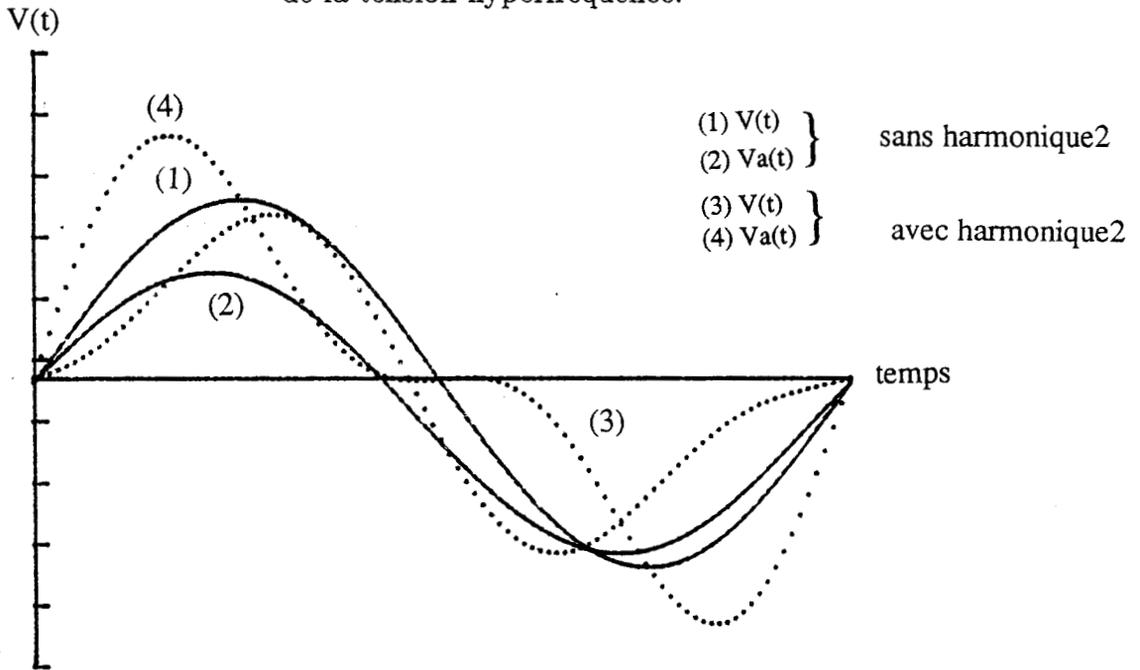


Figure 2.24 : Conséquence théorique de la présence d'une composante harmonique deux de la tension aux bornes de la zone d'avalanche.

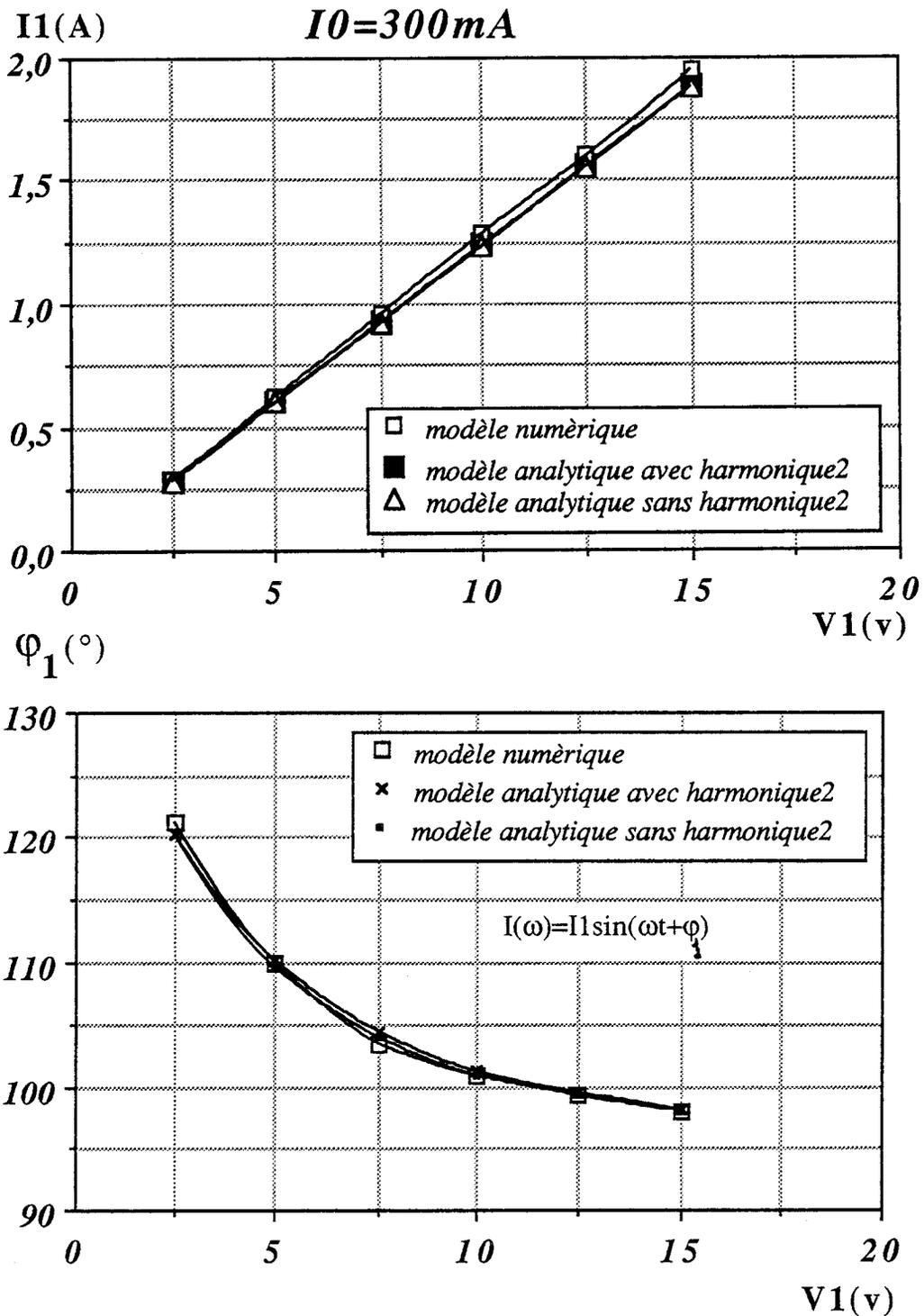


Figure 2.25: Evolutions de la composante fondamentale du courant terminal en fonction de l'amplitude de la tension sinusoïdale appliquée aux bornes de la diode avec ou sans prise en compte de la composante harmonique 2 de la tension d'avalanche $v_a(t)$

Bien que ce déphasage φ_{a1} diminue avec l'amplitude de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode, son influence néfaste est cependant encore significative à fort taux de modulation, comme le montre la figure 2.26. On peut voir sur cette figure que si les pertes de puissance occasionnées par ce déphasage diminuent en valeur relative lorsque la profondeur de modulation augmente, elles sont encore de l'ordre de 25% dans les conditions de puissance maximale.

P1(w)

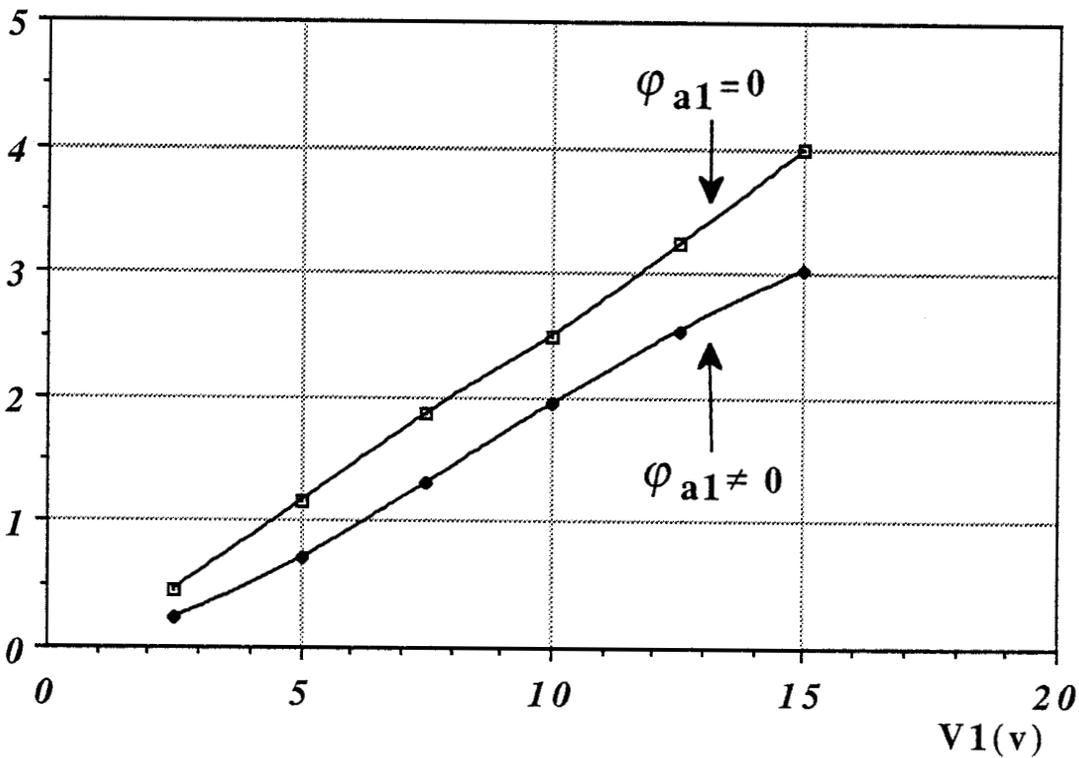


Figure 2.26 : Effet du déphasage φ_{a1} de la tension d'avalanche sur la puissance émise par le composant.

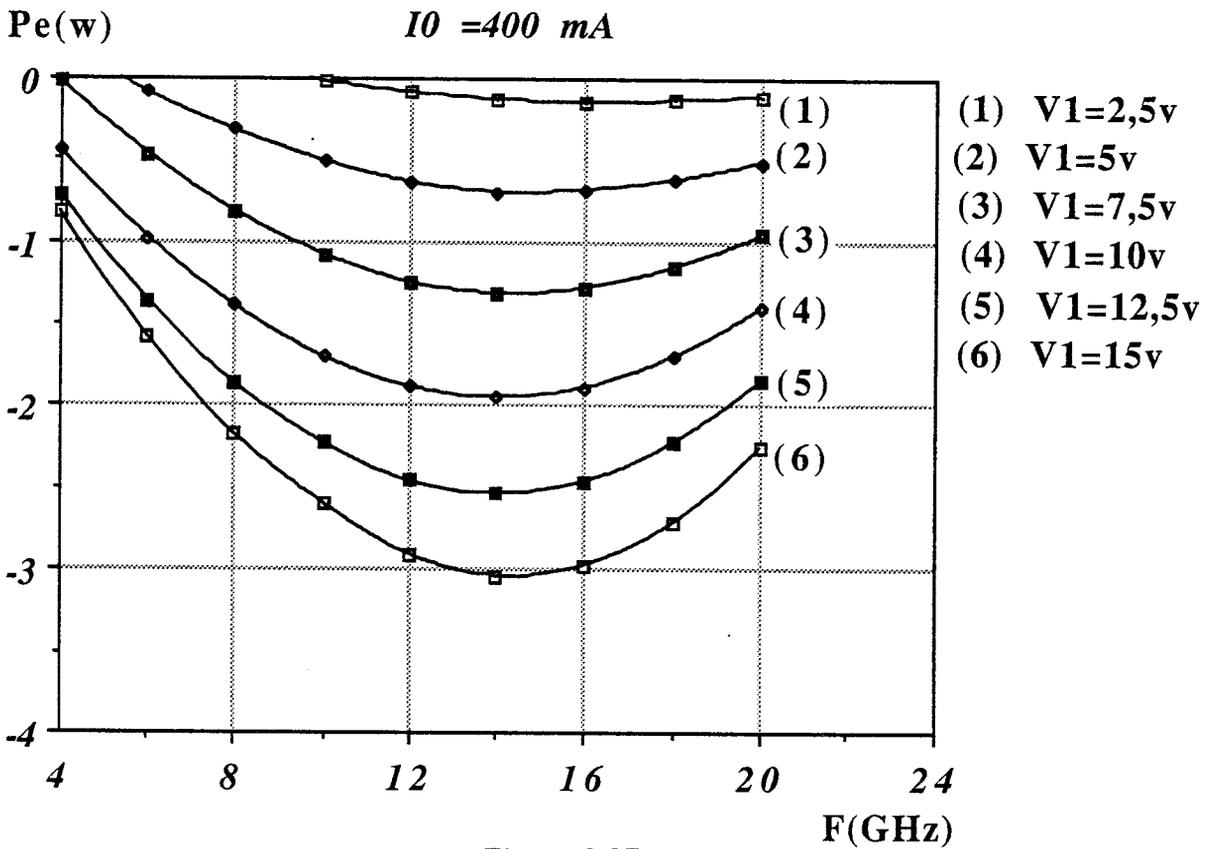
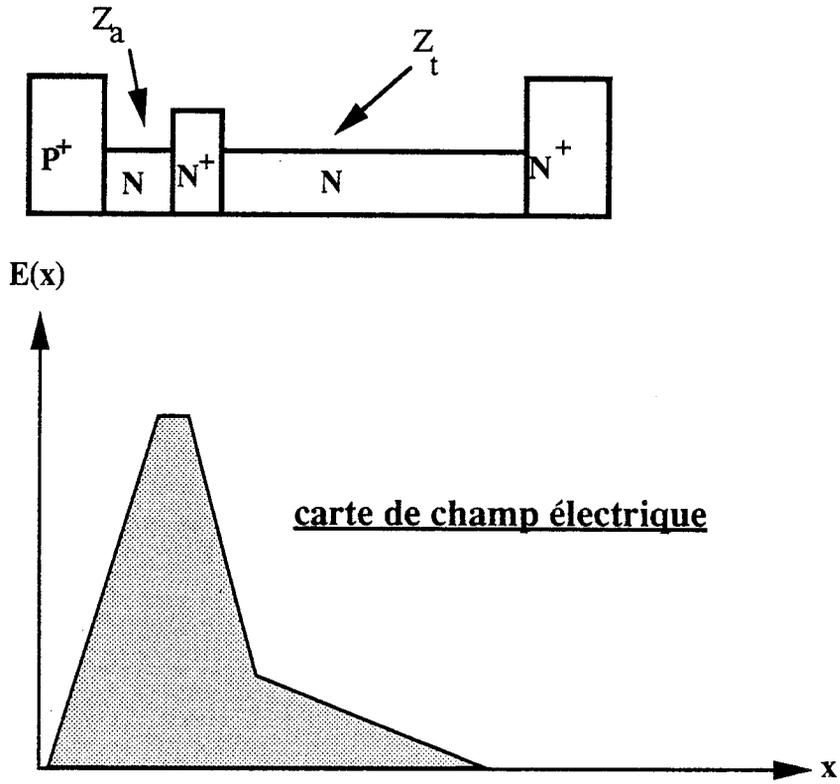


Figure 2.27

2.6 Influence de la composante harmonique deux de la tension aux bornes du composant

Nous avons déjà mentionné et illustré figure 2.24 l'influence bénéfique d'une composante harmonique deux de la tension aux bornes de la diode qui tend à retarder le phénomène d'avalanche et permet ainsi de se rapprocher du cas où le courant de conduction dans la zone d'avalanche et la tension totale sont en quadrature. Pour quantifier l'amélioration des performances en présence de composante harmonique deux, nous avons tracé sur la figure 2.27 l'évolution de la puissance émise par la structure décrite et illustrée figure 2.13, optimisée à 14 GHz, en fonction de la fréquence d'oscillation et pour différents niveaux de la tension hyperfréquence aux bornes de la diode. Les courbes tiennent compte du déphasage φ_{a1} de la composante fondamentale de la tension aux bornes de la zone d'avalanche. La figure 2.28 montre clairement l'influence bénéfique d'une composante harmonique deux si l'accord du circuit est correctement réalisé. Une amélioration de plus de 30% de la puissance de sortie est réalisable par un tel accord. On notera par ailleurs que le niveau de puissance maximal ainsi obtenu est très voisin de celui que l'on obtiendrait sans l'effet de réaction de charge d'espace ($\varphi_{a1} = 0$ et pas de contenu harmonique de la forme d'onde de tension).

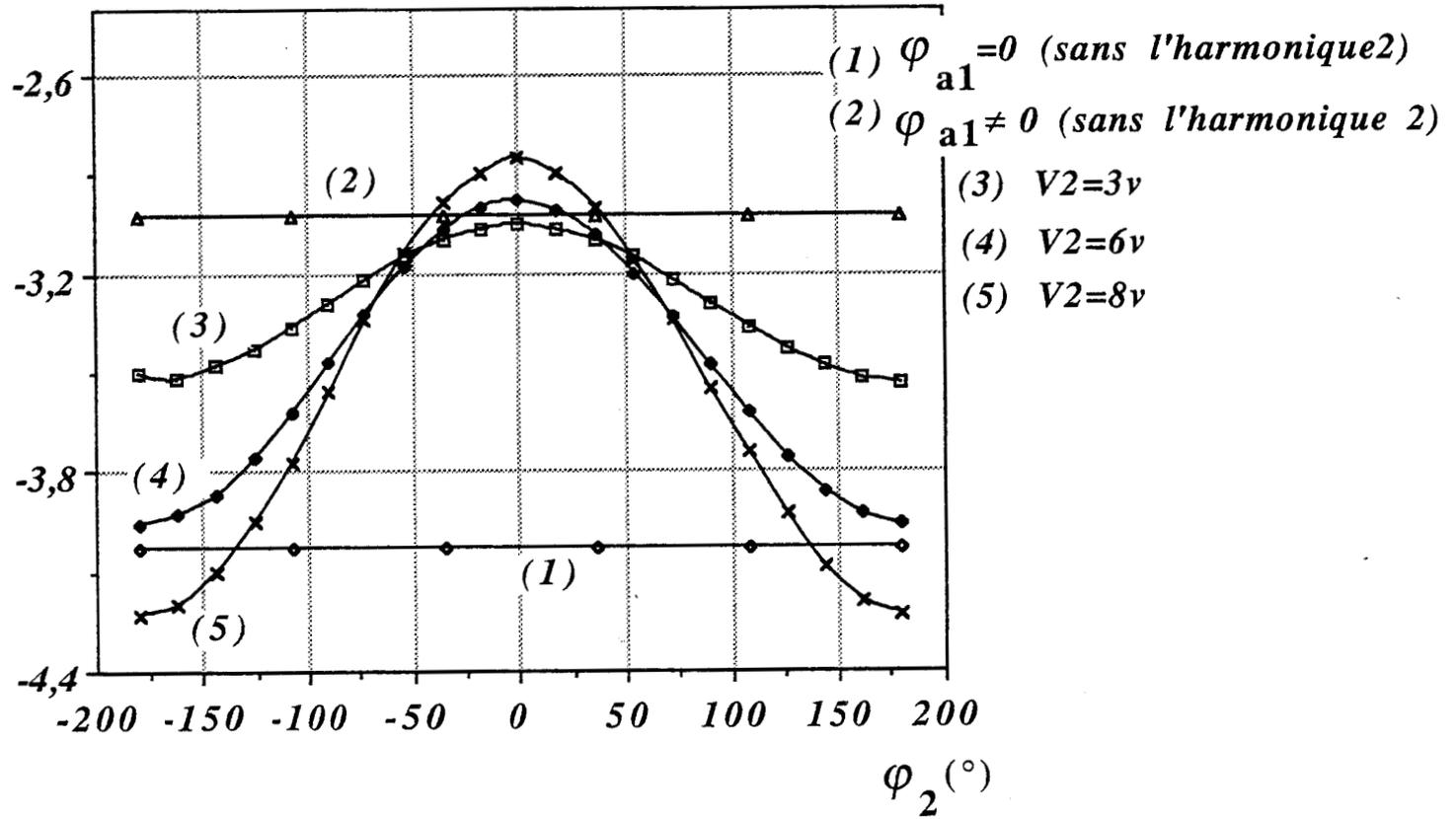
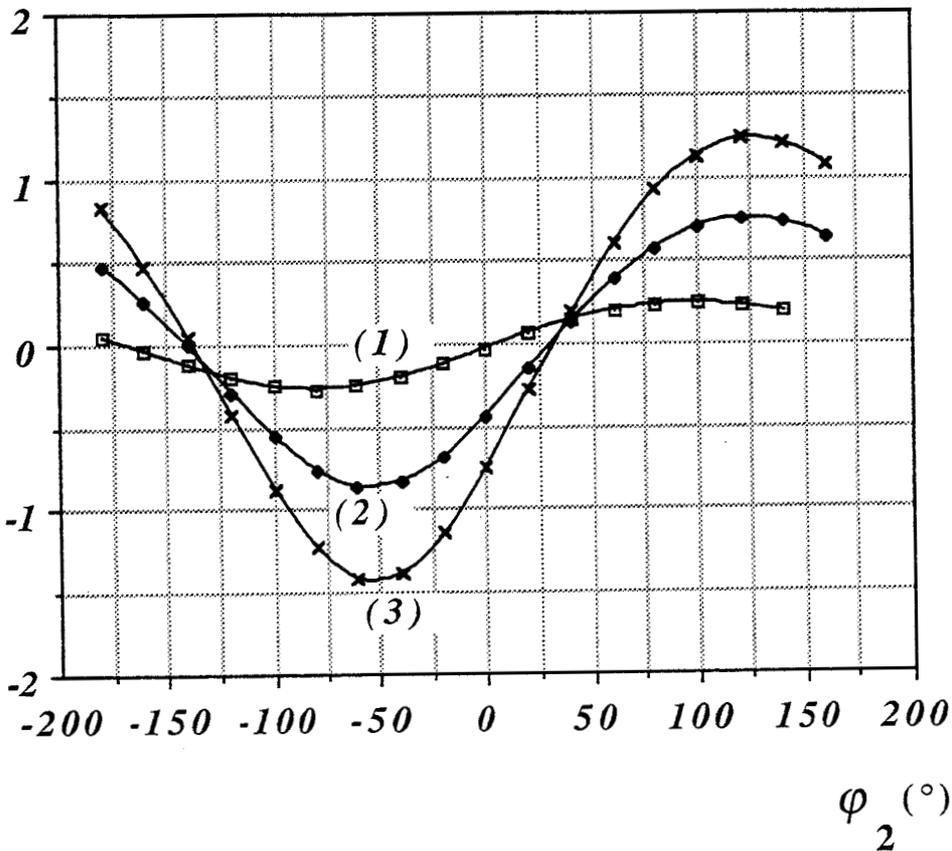
$P1(w)$ $V1 = 15\text{v}$  $P2(w)$ 

Figure 2.28

2.7 Validation finale du modèle analytique

Pour valider la modélisation analytique des diodes ATT que nous venons de décrire rapidement, nous avons effectué deux comparaisons significatives. Dans le premier cas, nous avons comparé les résultats obtenus par le modèle numérique et ceux déduits du modèle de Van der Pol présenté au premier chapitre. L'impédance de charge prise en compte correspond à celle de l'oscillateur de base, le composant étant simplement chargé par $Z_L = -Z_d$ comme indiqué sur la figure 2.29a, Z_d étant l'impédance terminale de la diode calculée par le modèle numérique pour le point de fonctionnement optimal. On peut noter sur la figure 2.29b que la description du comportement non linéaire de la diode n'est pas totalement rigoureux si l'on se contente d'une représentation simplifiée du générateur de conduction équivalent de la diode du type $v = -ai + bi^3$. Par contre si l'on choisi un développement polynomial d'ordre supérieur, les résultats obtenus par les deux méthodes coïncident presque exactement.

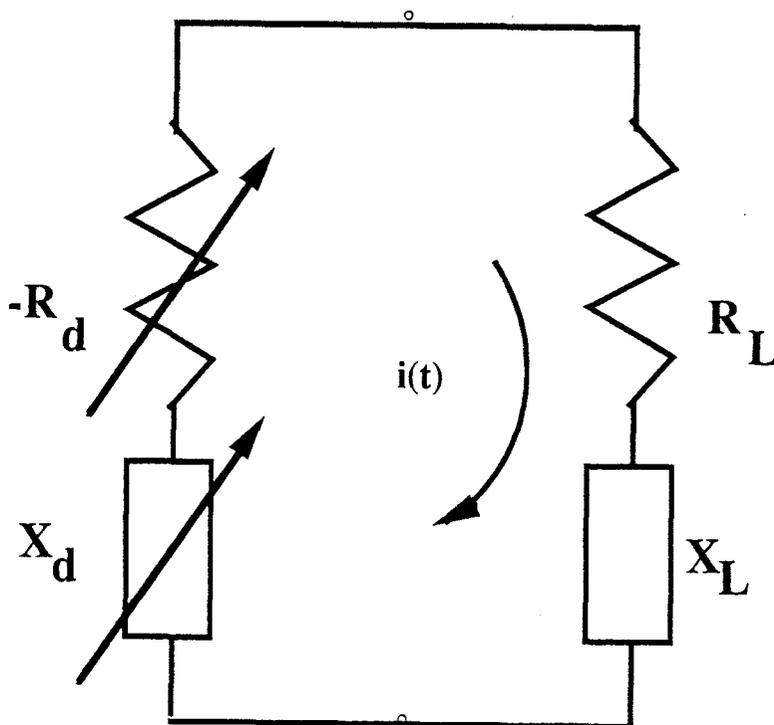


Figure 2.29a

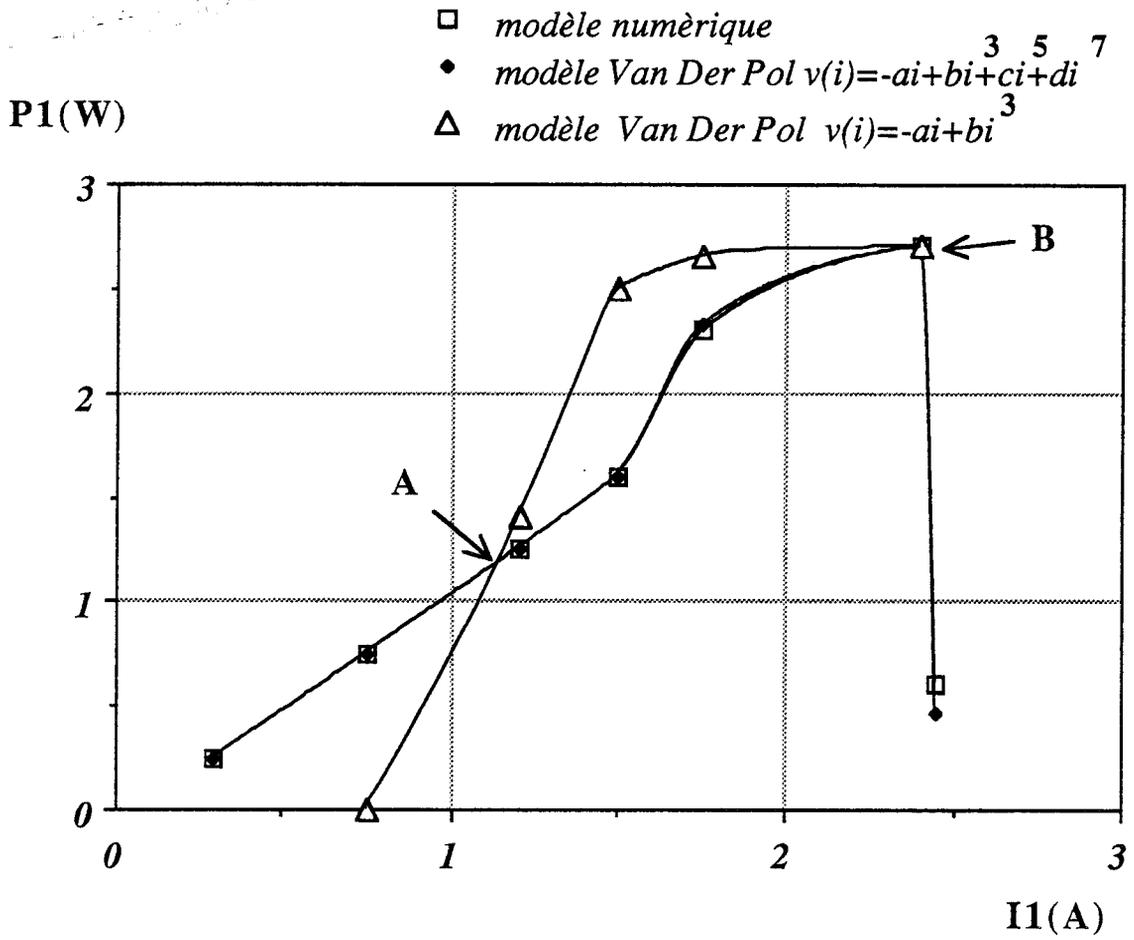


Figure 2.29

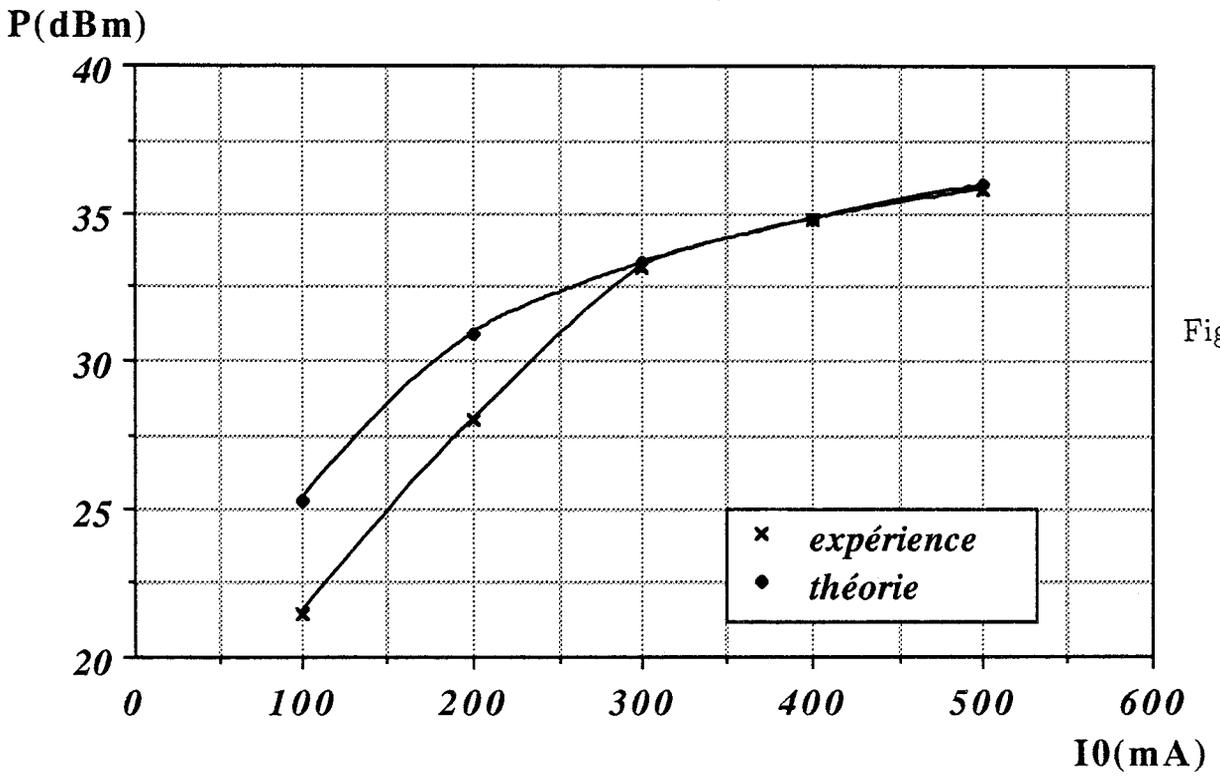


Figure 2.30

Dans le deuxième cas, nous avons comparé les résultats obtenus par le modèle analytique de Read avec ceux issus de mesures expérimentales utilisant le circuit d'oscillateur de structure coaxiale-guide d'onde développé par N. Haese [31]. Les diodes utilisées et simulées présentent les caractéristiques décrites sur la figure 2.30. Ici encore la concordance des résultats analytiques et expérimentaux est très satisfaisante. Notons cependant que contrairement au modèle numérique rigoureux, cette approche analytique ne permet pas de décrire la saturation puis la chute de puissance à très fort taux de modulation due à la réaction de charge d'espace, puisque cet effet est négligé dans cette approche simplifiée.

2.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé brièvement les phénomènes physiques de base intervenant dans le fonctionnement d'une diode Avalanche Temps de Transit. Puis nous avons présenté un modèle analytique simple de ce type de composant permettant une prise en compte réaliste des principaux effets physiques en un temps de calcul compatible avec une exploitation systématique dans un logiciel de CAO. Les résultats de ce modèle analytique ont été validés par comparaison avec ceux obtenus par un modèle numérique rigoureux d'une part et par des mesures expérimentales d'autre part.

Ce modèle a enfin été intégré dans une procédure de type Van der Pol décrite au chapitre 1 permettant ainsi l'analyse temporelle non linéaire du comportement d'un oscillateur de puissance à diode ATT conformément à l'organigramme présenté figure 2.31. Les principaux résultats de cette étude sont présentés chapitre 3.

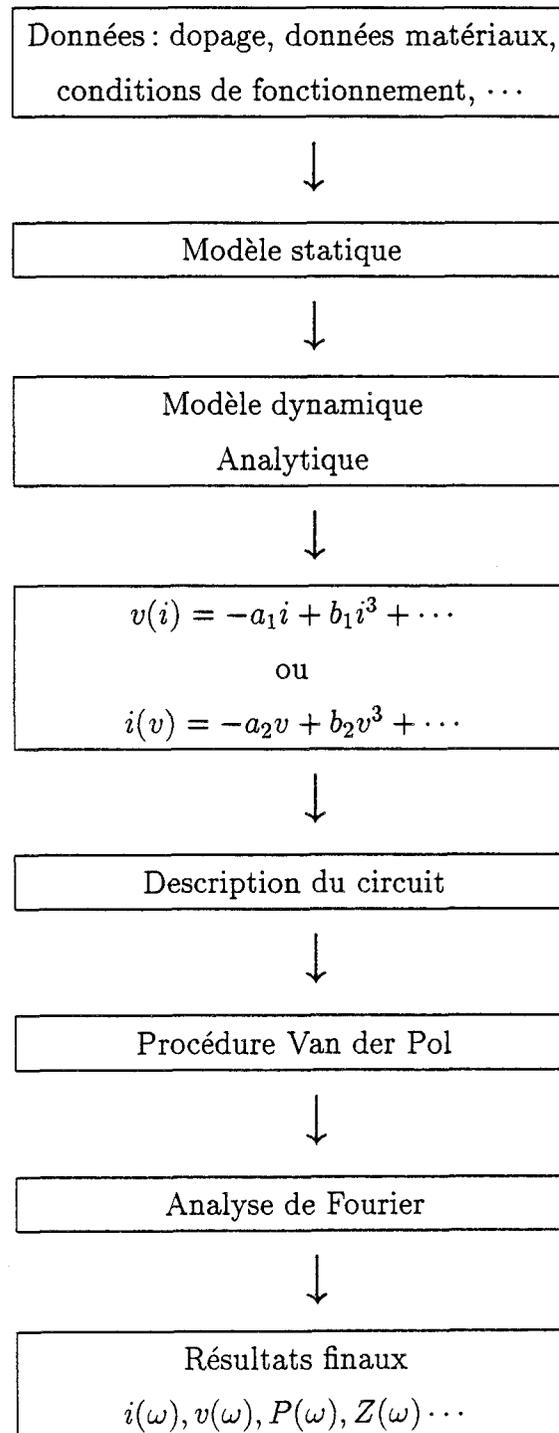


Figure 2.31 : Organigramme final du modèle d'analyse temporelle des oscillateurs ATT.

Chapitre 3

Applications à l'étude de quelques sources de puissance
dans le domaine microonde et millimétrique

Chapitre 3

Applications à l'étude de quelques sources de puissance dans le domaine microonde et millimétrique

3.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les principaux résultats obtenus sur la simulation des sources microondes utilisant le logiciel décrit dans le premier chapitre.

Nous analysons tout d'abord le comportement d'oscillateurs à diode Gunn à commande en tension en gamme millimétrique sur la base de deux exemples significatifs.

Puis nous étudions un circuit planaire proche de l'optimum pour la réalisation d'un oscillateur à diode ATT de forte puissance en bande Ku.

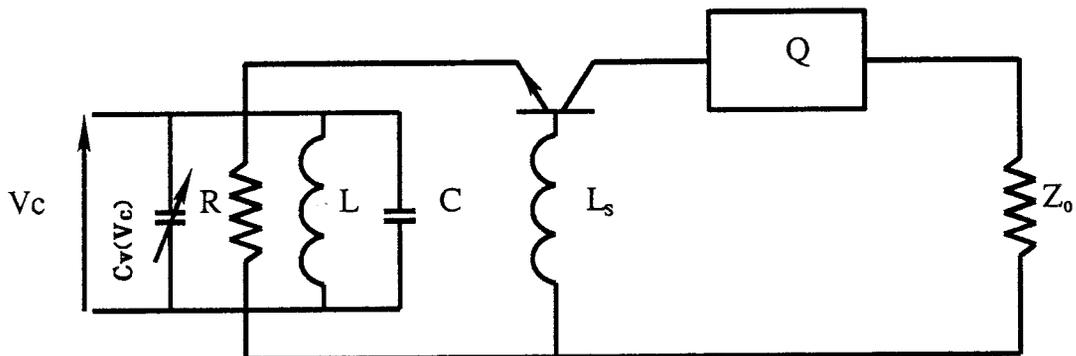


Figure 3.1 : Exemple de VCO.

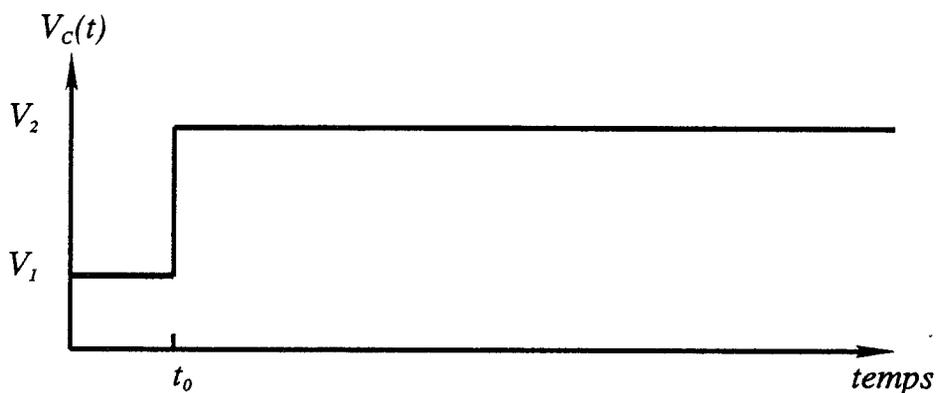


Figure 3.2a : Application d'un échelon de tension aux bornes de la diode varactor.

fréquence du VCO

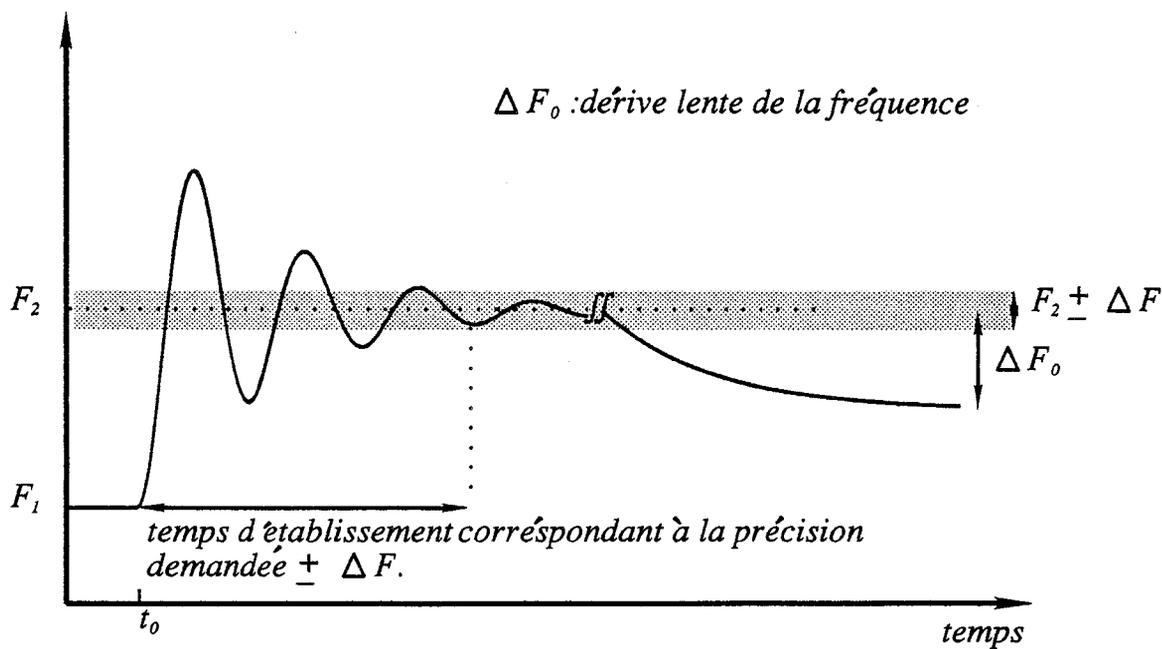


Figure 3.2b : Régime transitoire et dérives thermiques de la fréquence de l'oscillateur.

3.2 Application à l'étude du comportement d'oscillateurs dipolaires à commande en tension en gamme millimétrique

Un oscillateur à commande en tension (VCO) est un composant qui génère un signal périodique dont la fréquence est une fonction instantanée d'une tension de commande. Un tel oscillateur est illustré figure 3.1. L'accord électronique de la fréquence d'oscillation est obtenu par couplage d'une diode varactor au circuit fixant les conditions d'oscillation stable. La capacité $C_V(V_c)$ de la diode varactor est une fonction de la tension de commande $V_c(t)$ appliquée à ses bornes.

Les caractéristiques fondamentales d'un tel oscillateur à commande en tension sont :

- La plage fréquentielle d'accord électronique et les variations de la puissance de sortie associées.
- Le temps d'établissement qui est défini par le temps nécessaire au VCO pour atteindre une nouvelle valeur de fréquence d'oscillation avec une précision donnée comme illustré figure 3.2.
- La dérive fréquentielle lente apparaissant après le temps d'établissement (Post Tuning Drift) également illustrée figure 3.2. Cette dernière est essentiellement liée à des phénomènes thermiques.

Nous allons développer ce dernier point en prenant l'exemple théorique d'un VCO à diode Gunn en bande Ku (26-40 GHz), et nous tenterons d'analyser de façon plus quantitative le comportement d'un VCO à diode Gunn dans la bande des 60 GHz réalisé au laboratoire pour une application de type communication à courte portée.

3.2.1 Origines des dérives fréquentielles lentes d'un oscillateur à commande en tension (VCO) apparaissant après la phase d'établissement

Les dérives fréquentielles lentes d'un VCO peuvent avoir plusieurs origines :

- Comme pour tout oscillateur, la fréquence d'un VCO sera sensible aux variations de température ambiante, aux fluctuations des valeurs de tension ou courant de polarisation (Pushing) et aux fluctuations de la charge (Load Pulling). Ces effets sont bien sûr à prendre en compte dans la conception de ce dernier mais ils sont essentiellement liés au couplage du VCO avec son environnement externe et non uniquement au fonctionnement interne de ce dernier.
- Le champ électrique au voisinage immédiat de la jonction P-N peut atteindre des valeurs élevées en polarisation inverse ce qui se traduit par un fort gradient de tension qui tend à faire migrer les porteurs de charge à travers la jonction. La distribution de ces charges va affecter la valeur de la capacité de jonction. Cependant les constantes de temps associées à ce phénomène sont très importantes de l'ordre de quelques secondes à plusieurs heures et nous ne les prendrons pas en compte pour des problèmes évidents de temps de calcul.
- Enfin le dernier phénomène, dont l'effet est prépondérant, est lié à la variation de température de la diode varactor après application de la commande en tension à ses bornes. Cette variation de température va avoir une influence sur le potentiel de diffusion $\phi(T)$ de la jonction P-N qui intervient directement dans la loi de variation de la capacité de zone désertée :

$$C(V, T) \# \frac{C_0}{(V + \phi(T))^S} \quad (3.1)$$

$$\phi(T) = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_{n0}(T) \cdot p_{p0}(T)}{n_i^2(T)} \right) \# \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2(T)} \right) \quad [40] \quad (3.2)$$

- avec k : la constante de Boltzmann.
 q : la charge électrique.
 n_{n0}, p_{p0} : les densités de porteurs majoritaires (électrons et trous) à l'équilibre thermodynamique.
 n_i : la densité intrinsèque de porteurs.
 C_0 : la capacité de la diode varactor à $V = 0$
 V : la tension aux bornes de la diode varactor.
 T : la température de la diode varactor.
 S : la sensibilité de la diode varactor.

D'après cette relation, on voit que la capacité de la diode varactor dépend de la température par l'intermédiaire du potentiel de diffusion de la jonction P-N. Cette variation de capacité liée au phénomène thermique ne pourra pas se manifester instantanément car elle sera pondérée par la constante de temps thermique du composant (τ_{th}). La diode varactor peut être représentée par le schéma électrique de la figure 3.3 où les résistances r_{sn} et r_{sp} traduisent l'influence des substrats N^+ et P^+ et où la résistance variable $R(V_c)$ couplée à la capacité $C(V_c)$ traduisent la modulation de la zone désertée.

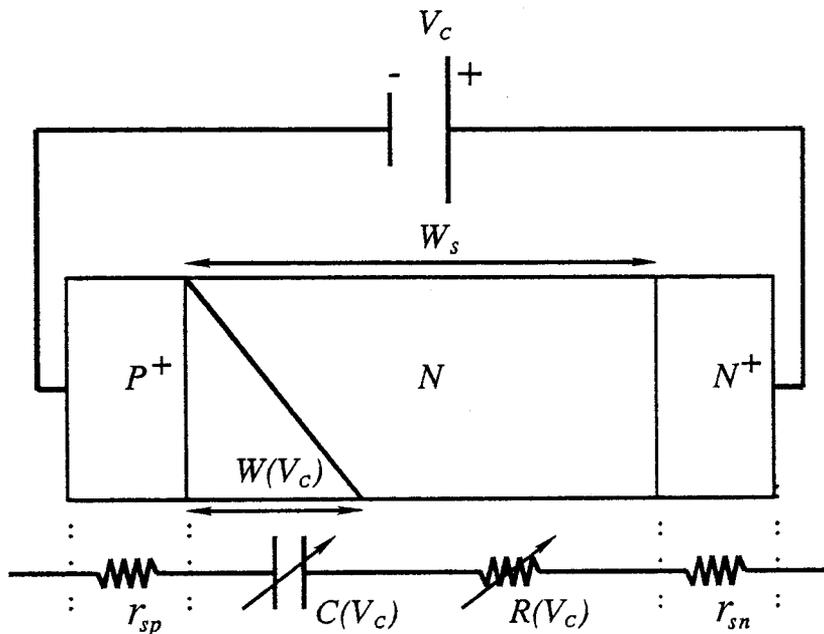


Figure 3.3 : Schéma équivalent d'une diode varactor.

La puissance dissipée dans la diode par effet Joule est :

$$P_{dv} = \frac{1}{2} \left([r_{sn} + r_{sp} + R(V_c)] i_{RF}^2 \right) \quad (3.3)$$

où : $I_{RF}(t) = I_{RF} \sin(\omega t)$: le courant hyperfréquence circulant dans la diode.

La présence d'une résistance non linéaire $R(V_c)$ indique que même en présence d'un courant hyperfréquence d'amplitude constante circulant dans le composant il apparaîtra une variation de puissance dissipée dans la zone non désertée à chaque fois que la tension de commande V_c variera. Cette variation de puissance dissipée va se traduire par une variation de température de la jonction donnée par [32][33][34][35] :

$$\Delta T = \Delta P_{dv} \cdot R_{th} \left(1 - e^{-t/\tau_{th}} \right) \quad (3.4)$$

d'où :

$$T(t) = T_0 + R_{th} \Delta P_{dv} \left(1 - e^{-t/\tau_{th}} \right) \quad (3.5)$$

où T_0 : température ambiante.

ΔP_{dv} : variation de puissance dissipée dans la diode varactor.

τ_{th} : constante de temps thermique de la diode.

R_{th} : la résistance thermique du composant.

Les constantes de temps thermiques des différentes couches épitaxiées intervenant dans la structure de la diode varactor sont inférieures à 10 ns. Le temps d'établissement d'un VCO peut difficilement descendre en-dessous de 20 ns (typiquement 50 à 100 ns). Les dérives lentes dues à la variation de température de la jonction auront donc une évolution temporelle liée à la constante de temps thermique globale de l'ensemble, diode varactor - embase métallique. Ces constantes de temps sont typiquement supérieures à la microseconde. Une telle étude nécessiterait donc des temps de simulation très longs pour des circuits de VCO complexes. Pour analyser et minimiser ce "Post Tuning Drift" en un temps de calcul raisonnable, nous considérerons un circuit de commande de diode varactor idéalisé conduisant à un temps d'établissement très court ($< 1ns$) et des constantes de temps thermiques inférieures à 20 ns. Ce changement d'échelle temporelle ne

modifie pas le comportement électrique de la diode varactor et va nous permettre d'analyser l'influence du profil de dopage de la diode sur l'amplitude de ces dérives lentes.

3.3 Influence des caractéristiques électriques de la diode varactor sur le comportement temporel à court et moyen terme d'un VCO en bande Ka

Considérons le circuit simple de la figure 3.4. Pour prendre en compte les fluctuations de température de la diode varactor, nous calculons à chaque période du signal hyperfréquence la puissance dissipée dans cette dernière conformément à la relation (3.3). L'importance de la prise en compte de ces effets thermiques est illustrée figure 3.5 sur laquelle nous avons représenté l'évolution temporelle de la fréquence du VCO après application d'un signal de commande en échelon.

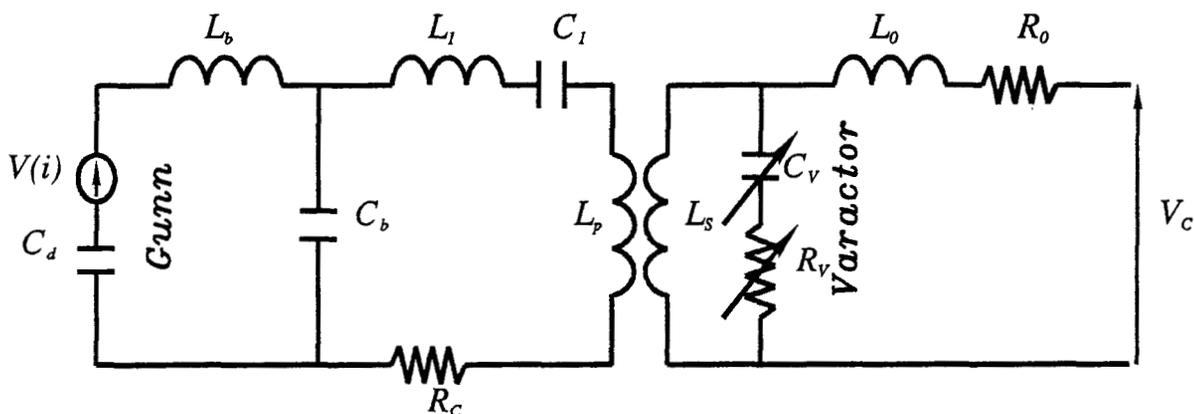


Figure 3.4 : Schéma d'un oscillateur VCO.

Fréquence(Ghz)

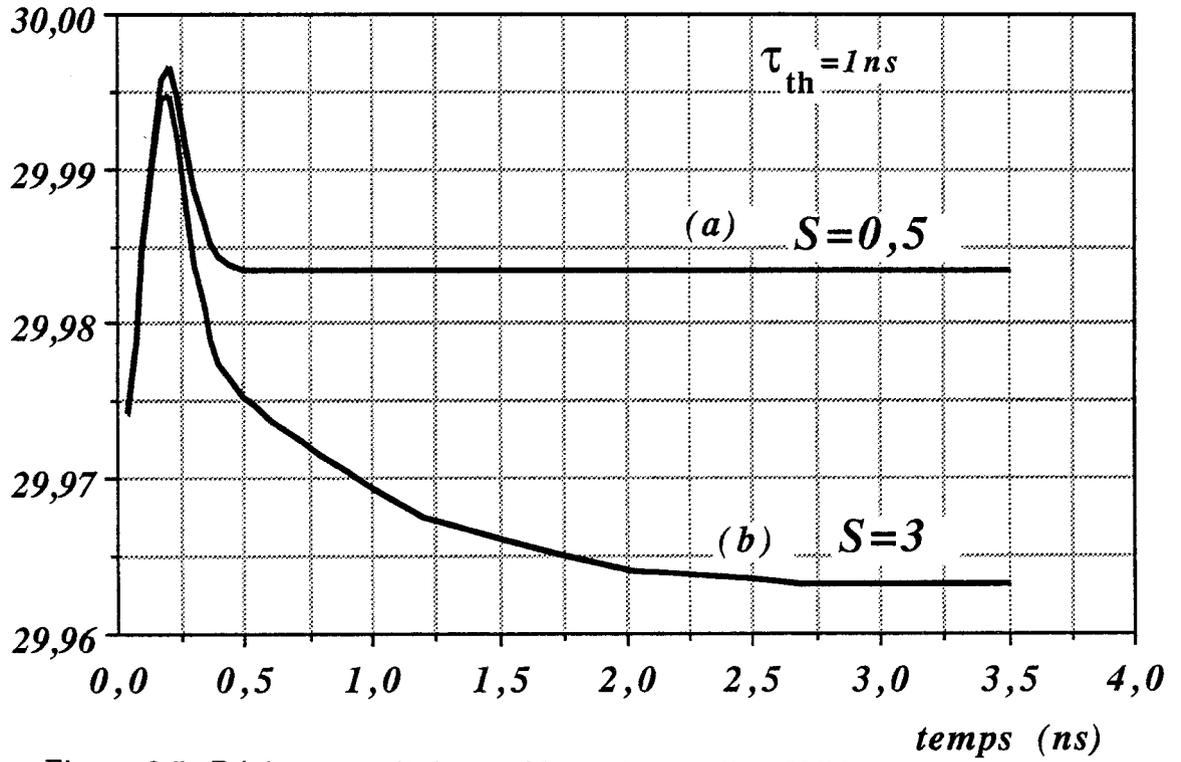
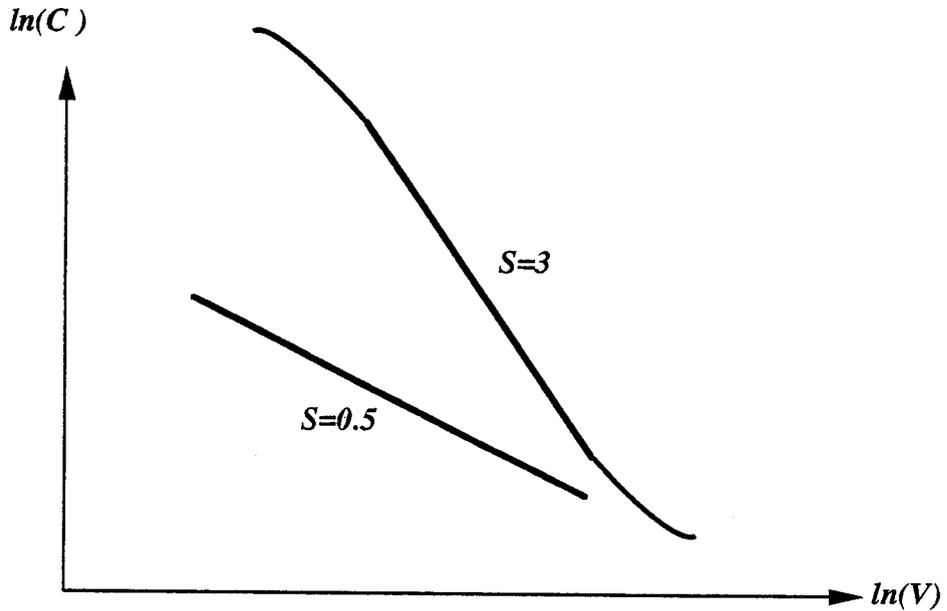


Figure 3.5 : Régime transitoire et dérivés lentes d'un VCO

(a) "PTD" négligé ; (b) "PTD" pris en compte.



$$C(V) = \frac{C_0}{(V + \Phi)^S} \quad \text{pente } S = - \frac{dC}{C} \frac{dV}{V}$$

Figure 3.6 : Définition de la sensibilité S d'une diode varactor.

L'algorithme utilisé présente une grande originalité par rapport aux logiciels non linéaires commerciaux de type SPICE par exemple, parce qu'il permet l'introduction de procédures de convergence autocohérentes dans la mesure où tous les paramètres sont modifiables à chaque incrément temporel ou à chaque période du signal hyperfréquence.

Pour analyser plus finement l'origine de ces dérives thermiques introduisons la sensibilité S de la diode varactor définie par les relations classiques données ci-dessous et illustrée figure 3.6 :

$$S = - \frac{dC(V)}{C(V)} \frac{V}{dV} \quad ; \quad C(V) \# \frac{C_0}{(V + \phi(T))^S} \quad (3.6)$$

où $C(V)$: capacité de la diode varactor.

V : tension aux bornes de la diode.

S : sensibilité de la diode varactor.

Définissons par ailleurs le coefficient thermique de la diode varactor :

$$T_{cc} = \frac{1}{C} \frac{dC}{dT} = - \frac{S}{(V + \phi(T))} \frac{d\phi(T)}{dT} \quad (3.7)$$

De ces relations, on peut tirer une formulation très simple de la variation de la fréquence en fonction de la variation de la température.

$$\Delta F = \frac{\Delta F}{\Delta C} \cdot \frac{\Delta C}{\Delta T} \cdot \Delta T \quad (3.8)$$

$$\text{soit} \quad : \Delta F = \frac{\Delta F}{\Delta C} \cdot C \cdot T_{cc} \cdot \Delta T \quad (3.9)$$

avec ΔF : variation de la fréquence.

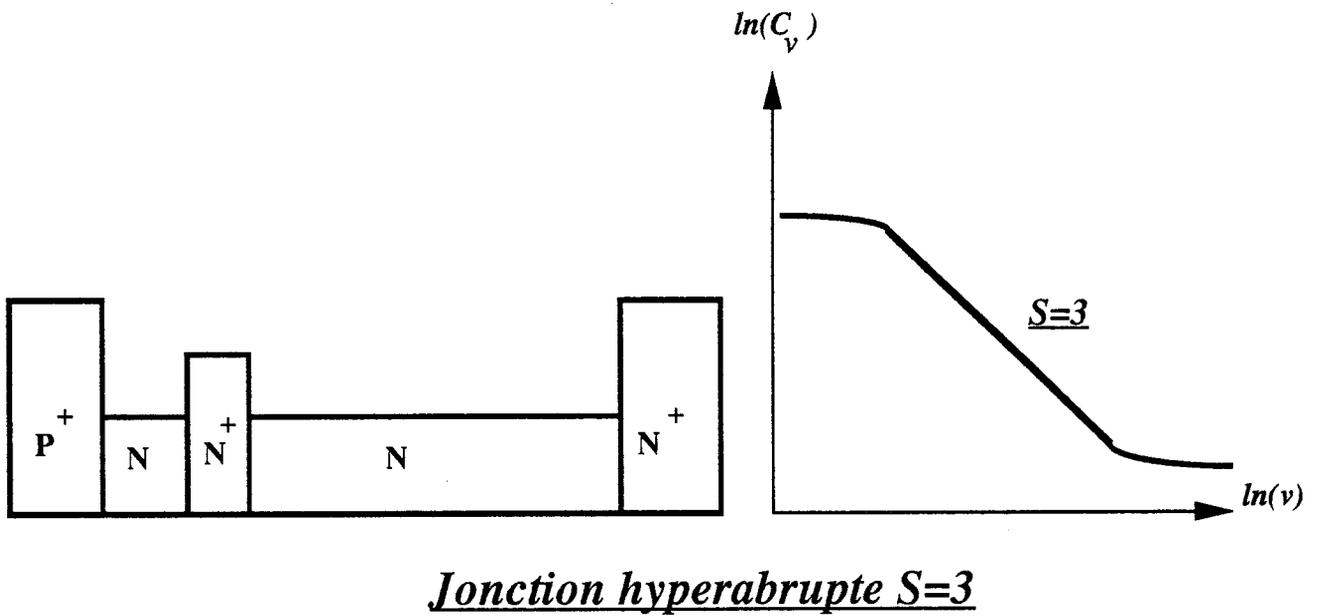
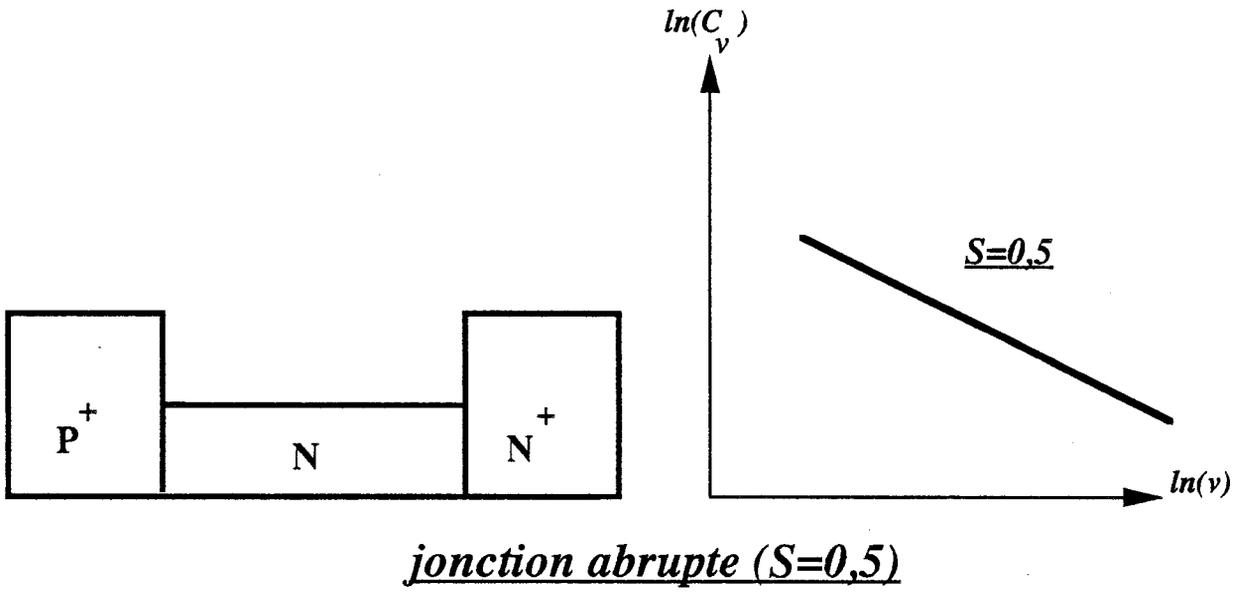
ΔT : variation de la température.

ΔC : variation de la capacité.

T_{cc} : coefficient thermique de la diode.

C : capacité de la diode.

profils de dopage



$$C(V) = \frac{C_0}{(V + \Phi)^S}$$

$$S = - \frac{dC}{C} \frac{V}{dV}$$

Figure 3.7

Le terme $\left(\frac{\Delta F}{\Delta C}\right)$ traduit la sensibilité de modulation du modulateur FM qui, en général sera imposée par le circuit.

L'expression précédente montre que les dérivés fréquentielles sont proportionnelles à la variation de température (ΔT), à la capacité $C(V)$, au coefficient de température T_{cc} , donc à la sensibilité S et enfin au rapport $\frac{\Delta F}{\Delta C}$.

Donc pour minimiser les dérivés fréquentielles, il conviendra de jouer sur tous ces paramètres ainsi que sur la puissance dissipée dans la diode varactor et bien entendu sur la résistance thermique R_{th} du composant. Parmi toutes ces grandeurs, certaines présentent des évolutions antagonistes. Nous insisterons plus particulièrement sur l'importance du profil de dopage de la diode varactor et nous distinguerons deux structures typiques illustrées figure 3.7, plus connues sous les noms de diode à jonction abrupte ou hyperabrupte.

Les principaux résultats de cette étude sont résumés figure 3.8. On retrouve l'avantage des structures hyperabruptes permettant d'obtenir une plus grande sensibilité de modulation $\left(\frac{\Delta F}{\Delta V}\right)$ ou $\left(\frac{\Delta F}{\Delta C}\right)$ dans leur zone de fonctionnement optimal, donc une plus grande excursion de fréquence du VCO pour une même amplitude de commande en tension (Figure 3.8a). Cependant cette plus grande sensibilité de modulation se traduit par une augmentation du coefficient thermique de la diode et donc par une plus grande sensibilité aux fluctuations thermiques toutes choses étant égales par ailleurs (3.7). Ceci conduit naturellement à des dérivés fréquentielles plus importantes après l'obtention du régime d'oscillation stable dans le cas d'un VCO à diode varactor hyperabrupte (Figure 3.8b).

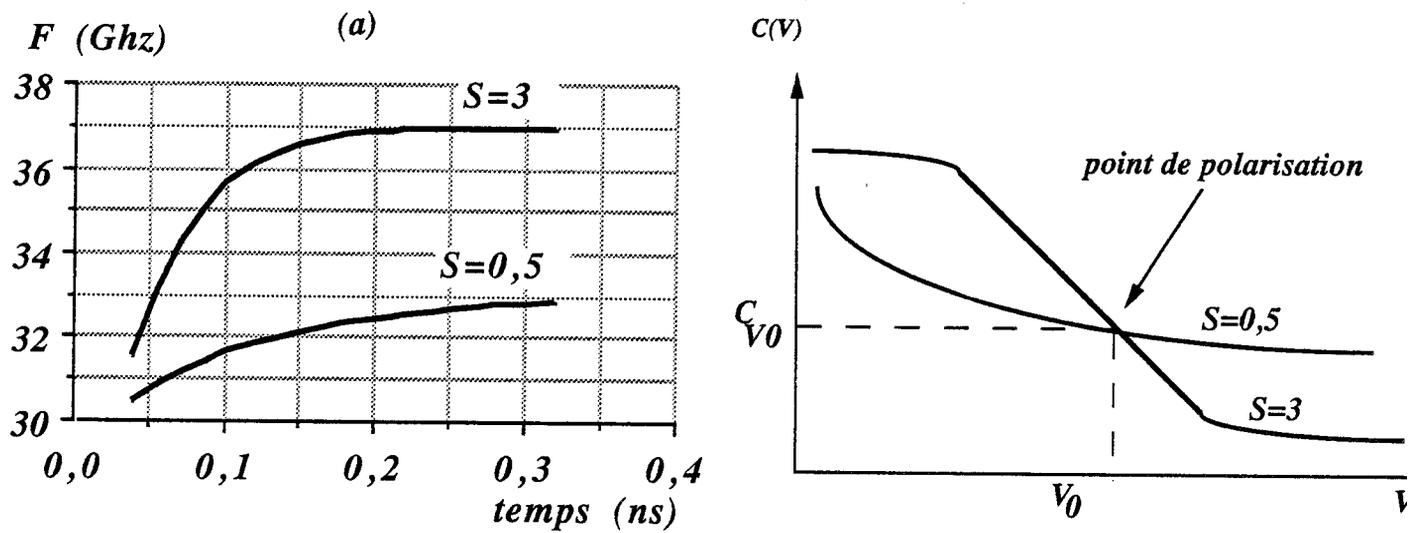


Figure 3.8a : Réponse à un échelon de tension.

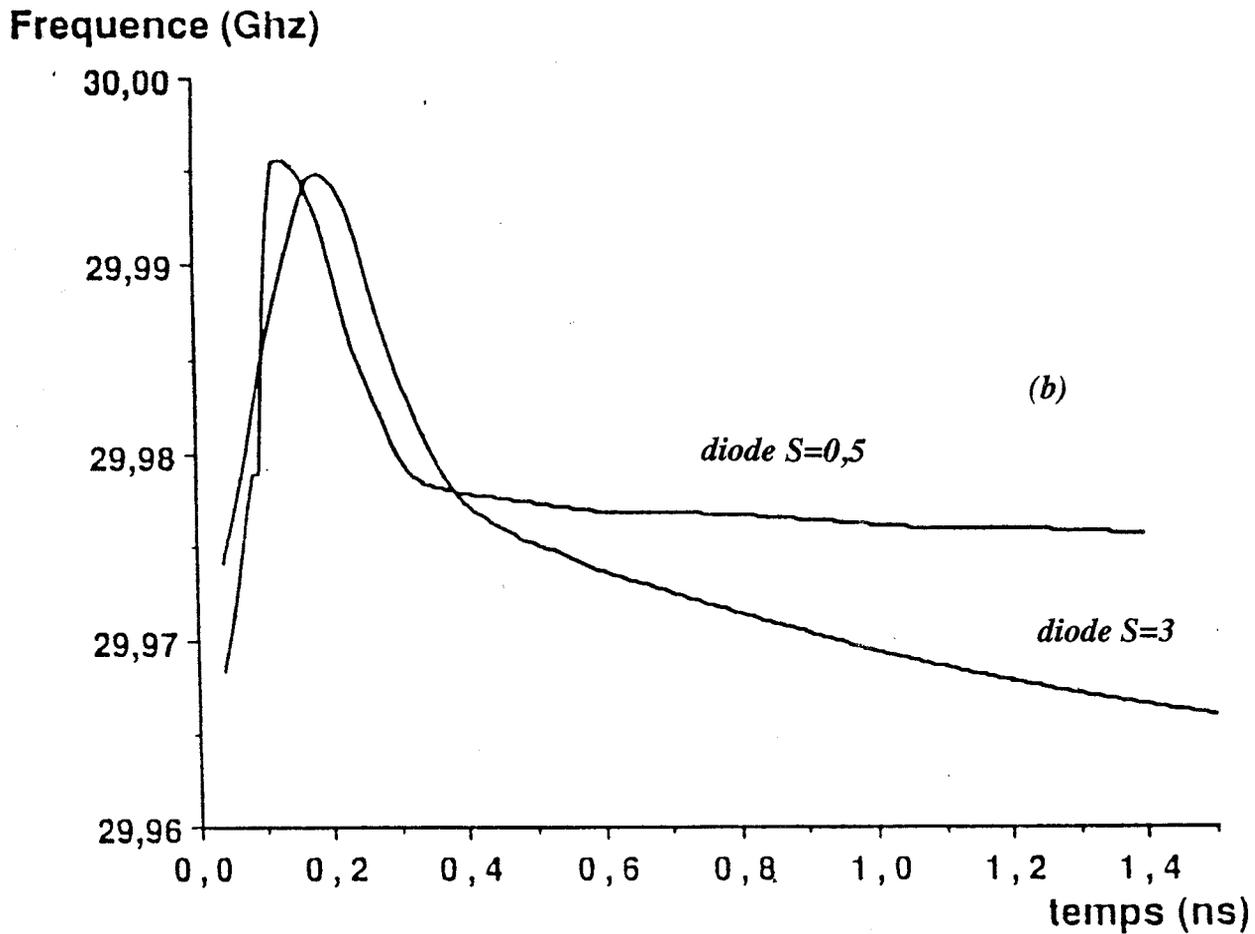
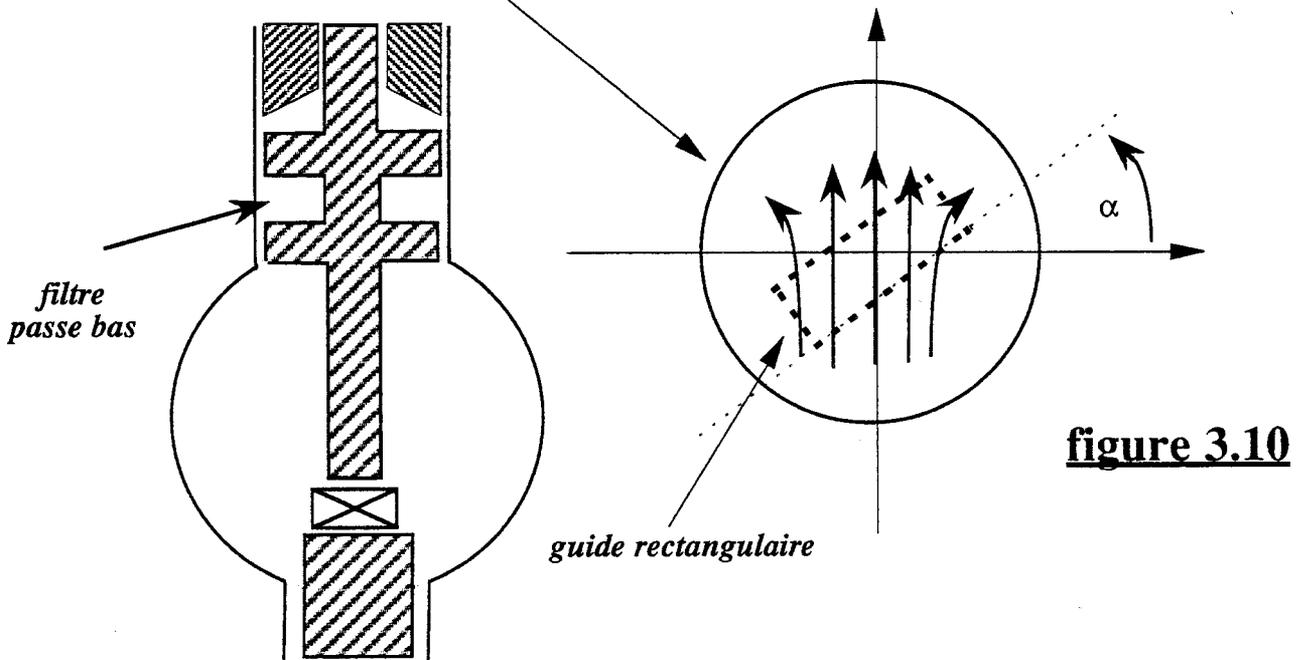
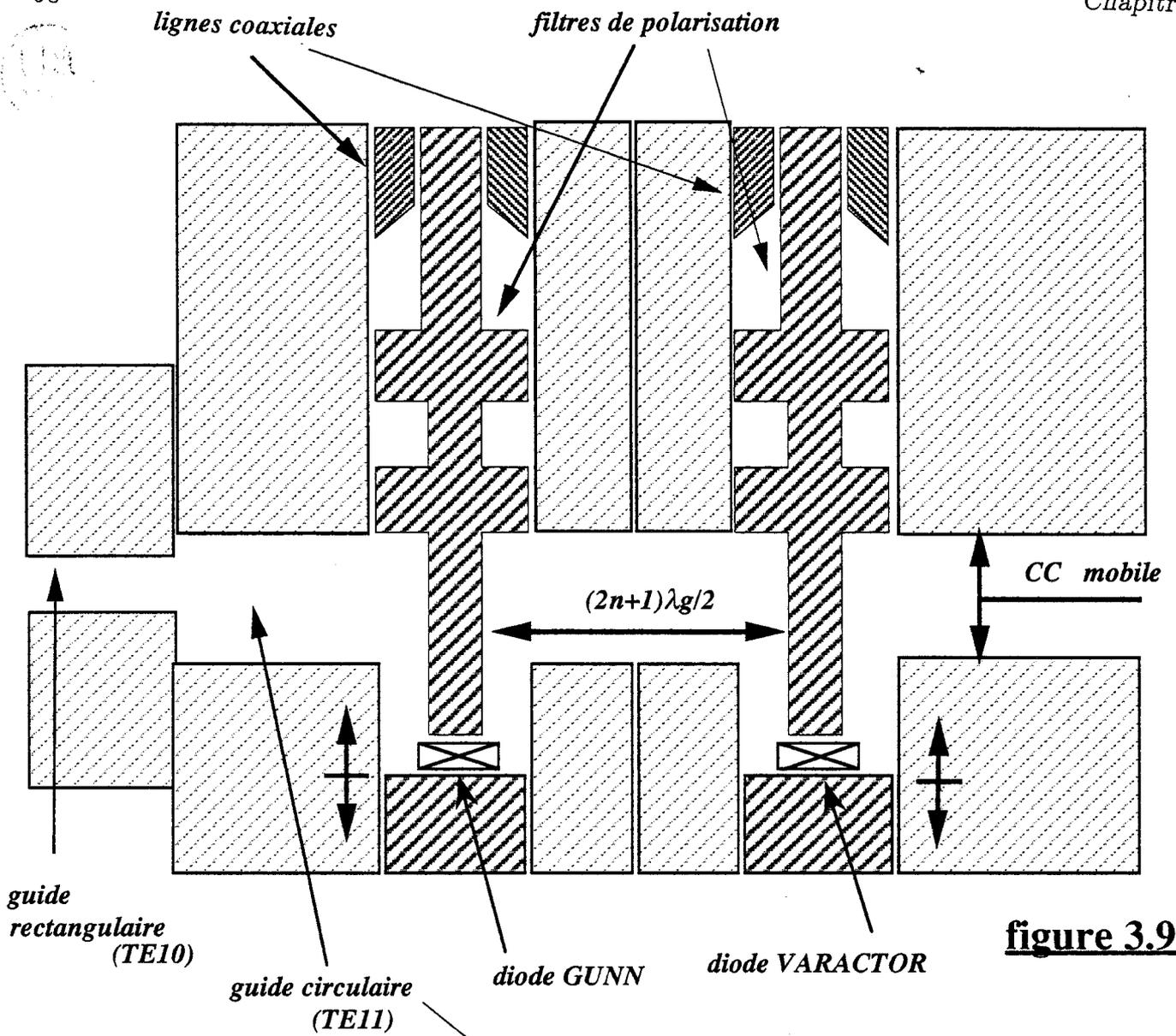


Figure 3.8b : Régime transitoire et dérives lentes d'un VCO.

3.4 Etude et réalisation d'un oscillateur à commande en tension à diode Gunn dans la bande des 60 GHz

Cette étude s'inscrit dans le cadre de la conception et la réalisation d'émetteurs-récepteurs pour des applications de communication à courte distance au voisinage de 60 GHz. Le choix de cette fréquence est lié à la forte absorption atmosphérique correspondant à la résonance de la molécule d'oxygène qui permet de limiter la portée des émetteurs et donc la pollution hertzienne. Nous ne nous sommes intéressés qu'à l'émetteur constitué d'un VCO à diode Gunn et diode varactor, réalisé en structure guide d'onde conformément au schéma décrit figure 3.9. Ce circuit est constitué fondamentalement d'une cavité résonnante en mode TE_{11n} , réalisée en guide circulaire, à laquelle sont couplées deux lignes coaxiales au bout desquelles sont insérées les diodes Gunn et varactor. Ces deux lignes coaxiales sont distantes de trois demi-longueurs d'onde et traversent le guide circulaire en son milieu. Ces lignes coaxiales sont par ailleurs terminées du côté opposé aux diodes par un filtre de polarisation masquant la charge absorbante au signal hyperfréquence. Ces filtres sont soit des filtres passe-bas du type L-C, soit des filtres réjecteurs de type radial. La position des diodes dans la ligne coaxiale est ajustable mécaniquement. L'accord fréquentiel de la cavité est obtenu par un court-circuit mobile et le couplage de sortie est ajusté par rotation du guide rectangulaire en mode fondamental, comme illustré figure 3.10. Le schéma électrique équivalent à ce circuit de type cavité Kurokawa [6][36][37] est donné figure 3.11. Signalons que les dimensions du circuit et les valeurs des différents couplages ont été déduites des résultats théoriques et expérimentaux précédemment effectués sur ce type de cavité en bande Ku (12-18 GHz) [31].



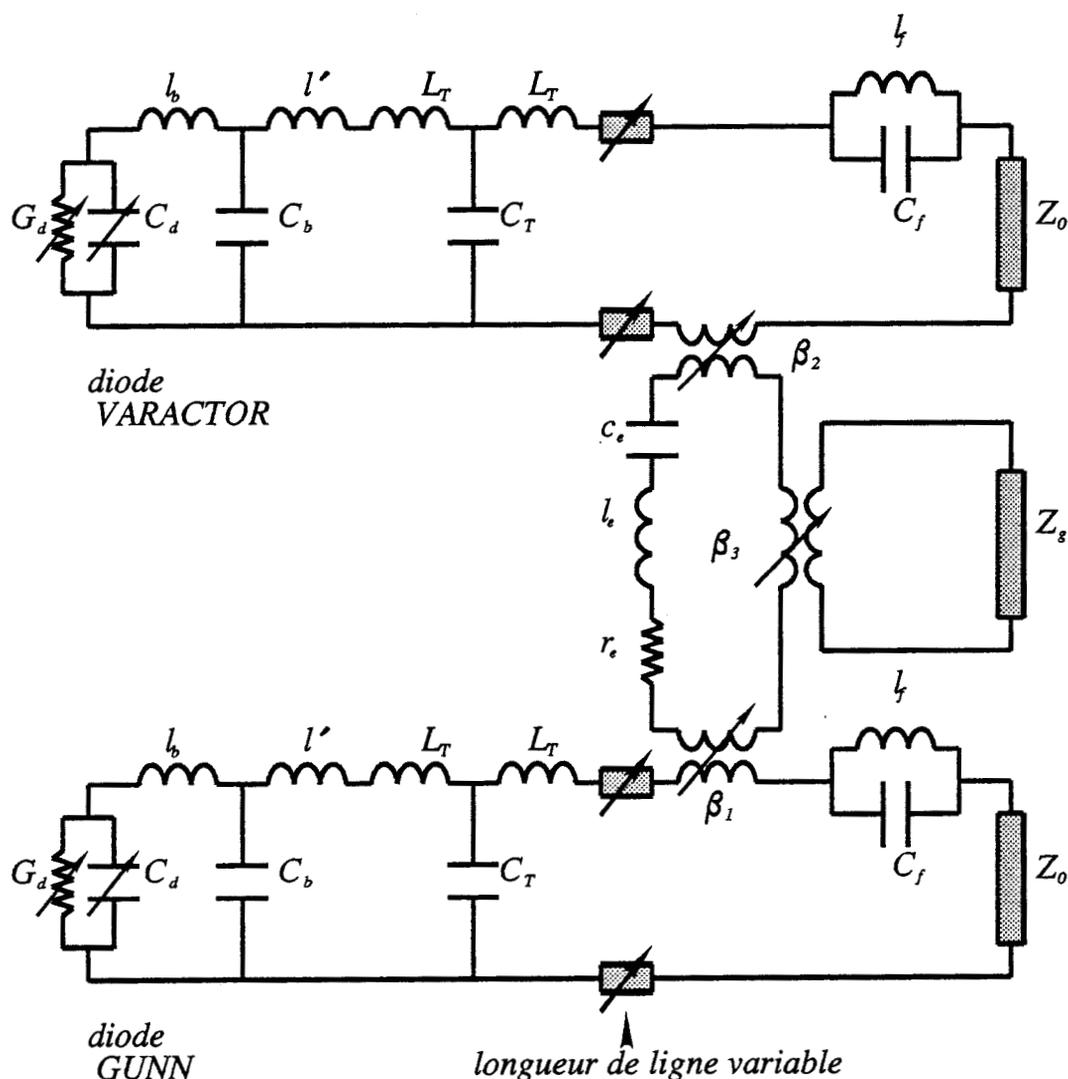


Figure 3.11

Les diodes Gunn utilisées sont des diodes Gunn AsGa fonctionnant en mode fondamental (diodes TCM AH 620). Ces composants sont susceptibles de fournir une puissance maximale de 100 mW à 60 GHz. Le schéma électrique non linéaire de ces diodes a été obtenu comme indiqué chapitre 1 après comparaison avec les résultats théoriques obtenus par modélisation physique du composant [38].

Conformément au résultat obtenu en 3.2, nous avons utilisé des diodes varactor à profil abrupt (TCM AH 152) de façon à minimiser les dérives thermiques du VCO. La variation de capacité instantanée de ces diodes est en effet largement suffisante pour la réalisation d'une modulation de fréquence numérique (FSK) envisagée pour cette application : $\Delta F \leq 200$ MHz.

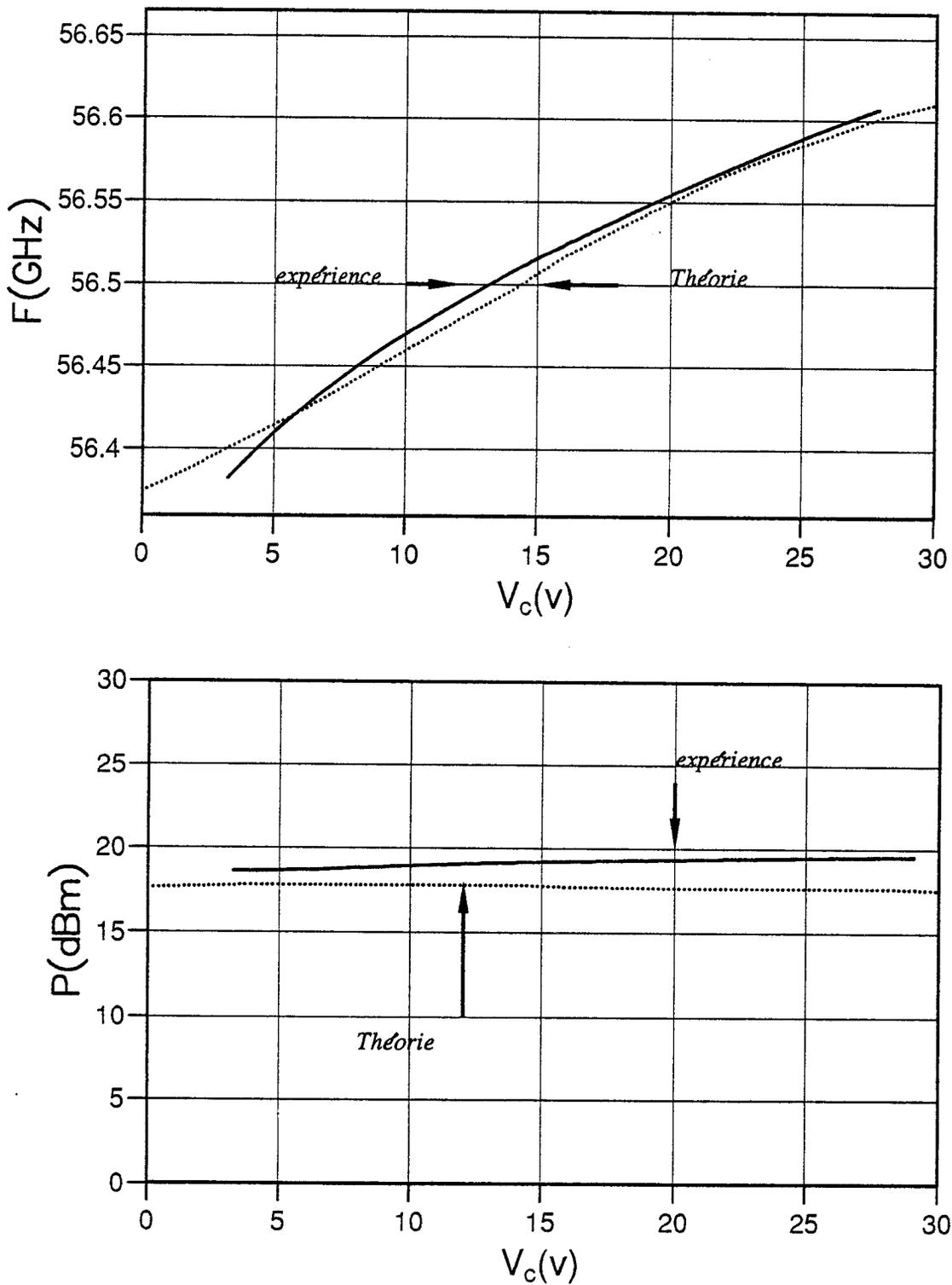


Figure 3.12: Evolutions théoriques et expérimentales de la fréquence et de la puissance de sortie du VCO en fonction de la tension de commande de la diode varactor.

Les principaux résultats de cette étude théorique sont donnés figure 3.12 qui présente les évolutions de la fréquence et de la puissance de sortie du VCO en fonction de la tension de commande appliquée à la diode varactor pour les valeurs des éléments du circuit de la figure données ci-dessous :

$$\begin{array}{llll}
 R_d = - 5 \Omega & Z_T = 53 \Omega & l_e = 0.53 nH & C_v = 0.4 \text{ pF} \\
 C_d = 0.53 \text{ pF} & L_T = 0.14 \text{ nH} & C_e = 0.014 \text{ pF} & r_v = 0.6 \Omega \\
 l_b = 0.2 \text{ nH} & C_T = 0.05 \text{ pF} & \beta_2 = 6 & r_0 = 50 \Omega \\
 C_b = 0.2 \text{ pF} & \beta_1 = 15 & Z_0 = 400 \Omega & l_0 = 1 \text{ nH} \\
 l' = 0.25 \text{ nH} & r_e = 0.2 \Omega & \beta_3 = 3 & C_c = 2 \text{ pF}
 \end{array}$$

Ces courbes sont en bon accord avec les résultats expérimentaux également représentés sur cette figure. Ceci peut s'expliquer par le fait que, comme nous l'avons mentionné précédemment, les valeurs des différents éléments du circuit sont extrapolées de calculs et de mesures effectuées sur des circuits similaires à plus basse fréquence.

La figure 3.13 illustre le temps d'établissement de la fréquence du VCO pour un échelon de tension maximal (0 - 30 V) correspondant à l'excursion de fréquence maximale et pour des valeurs intermédiaires de la tension de commande (V_c). On peut constater que la fréquence se stabilise en moins de 30 ns pour cette excursion maximale de fréquence ici de l'ordre de 300 MHz. Ceci permet d'envisager des débits binaires supérieurs à 10 Mbits/s. Ces résultats ont été confirmés par des mesures effectuées avec le dispositif décrit figure 3.14 [39]. Les débits maximaux obtenus expérimentalement étaient de l'ordre de 20 Mbits/s et essentiellement limités par la carte de remise en forme du signal détecté. Un tel oscillateur à commande en tension permet donc d'effectuer des liaisons hertziennes à haut débit.

Signalons cependant que jusqu'à présent nous avons négligé les dérives lentes de cet oscillateur (PTD). Ces dérives sont loin d'être négligeables puisqu'elles peuvent atteindre typiquement quelques centaines de kHz. Comme précédemment, pour chiffrer ces dérives nous avons artificiellement contracté et décalé l'échelle

des temps de façon à s'affranchir du temps d'établissement et à faire apparaître ces dérives lentes en un temps de calcul raisonnable comme illustré figure 3.15. Une telle dérive peut poser des problèmes de démodulation dans le cas de la transmission d'une longue série de "0" ou de "1" si un code NRZ est utilisé.

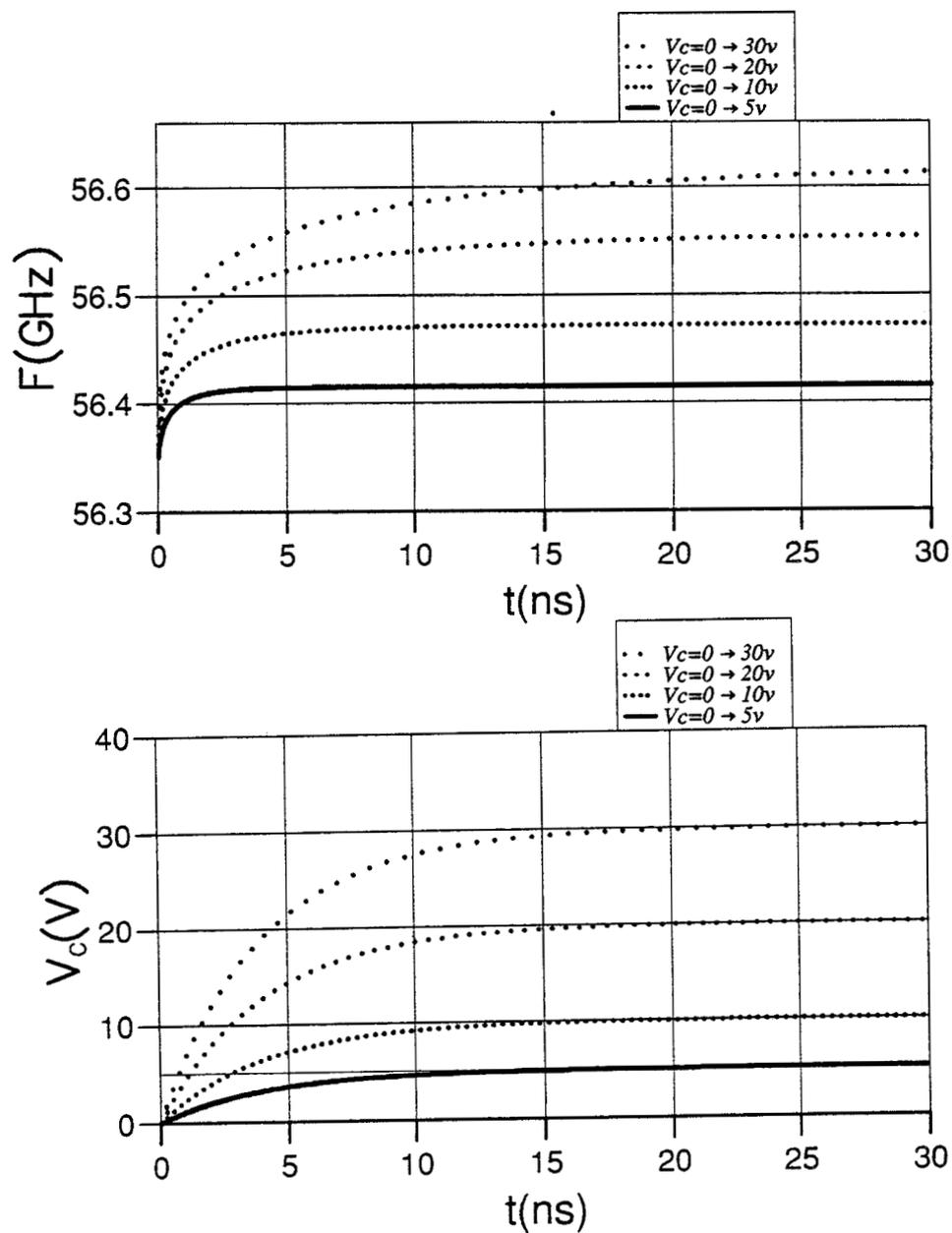


Figure 3.13 :

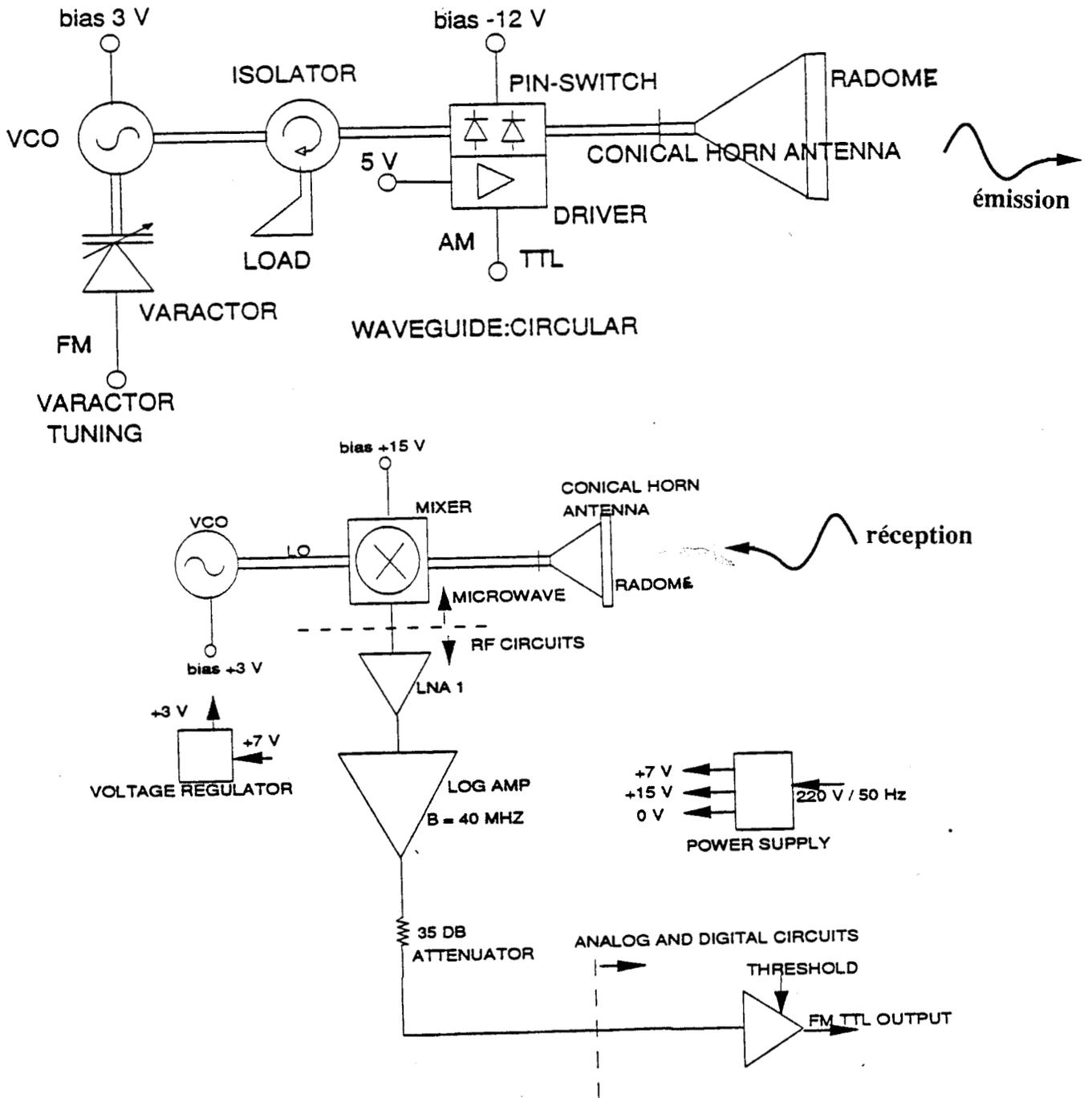


Figure 3.14 :

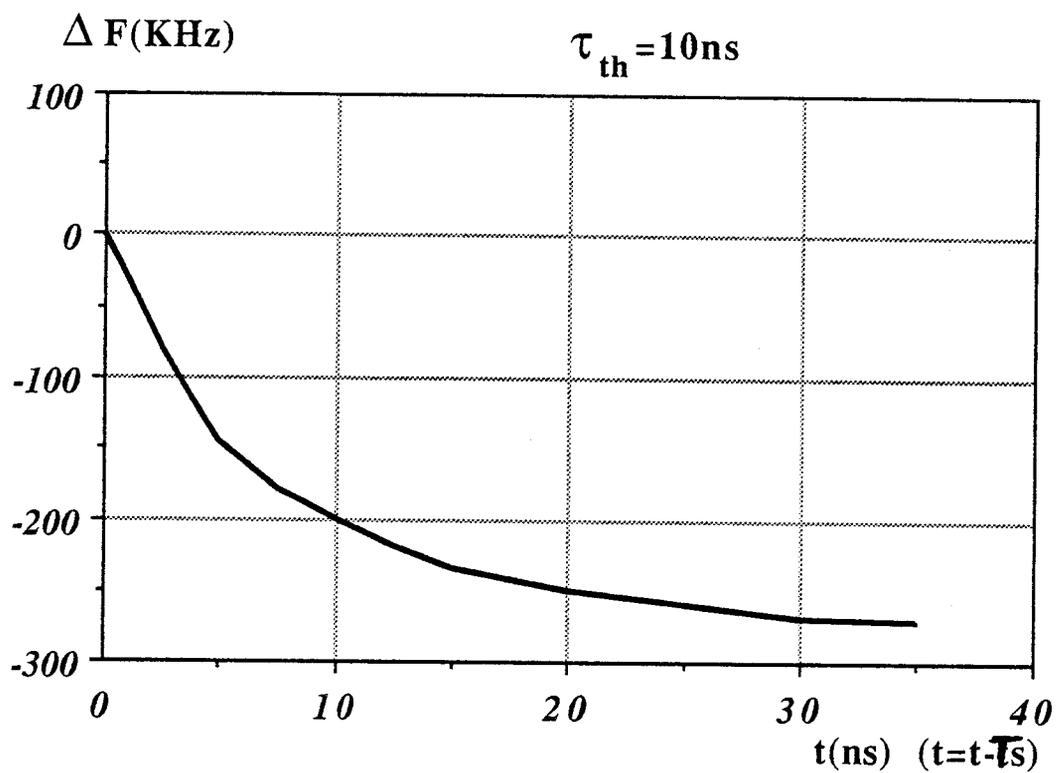


Figure 3.15a

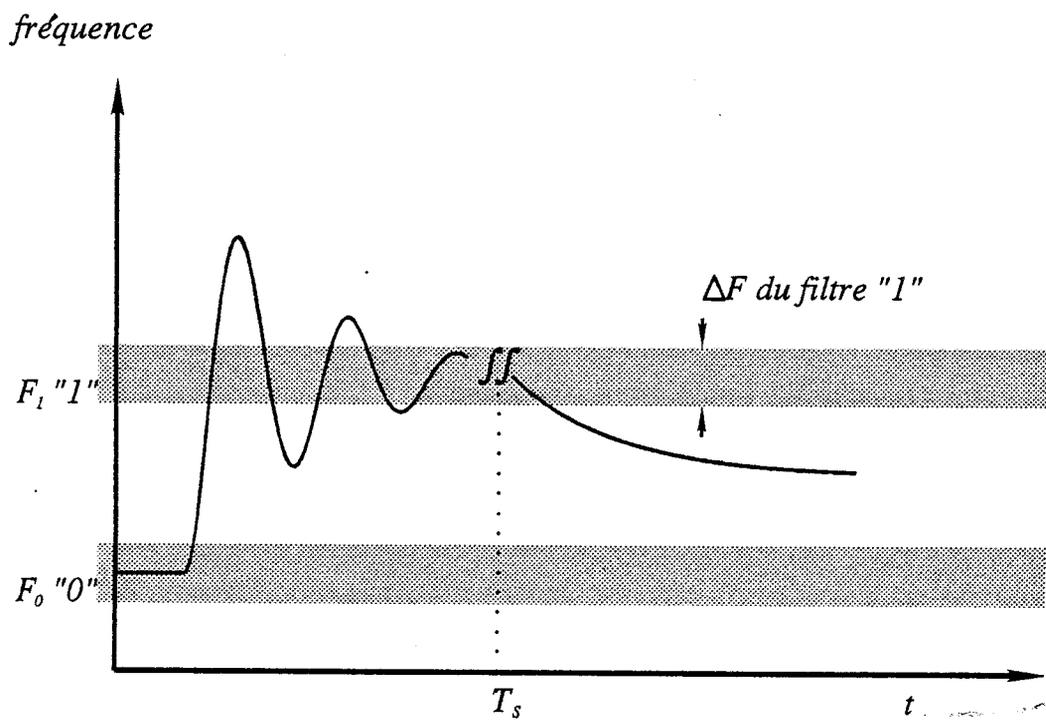


Figure 3.15b

3.5 Application à l'étude d'un oscillateur de forte puissance à diodes ATT en bande Ku (12-18 GHz)

Nous avons validé dans le chapitre 2 le modèle analytique des diodes avalanche et temps de transit à l'AsGa et à profil de dopage différencié par comparaison des résultats théoriques et expérimentaux obtenus pour des oscillateurs de forte puissance en bande Ku. Les résultats expérimentaux avaient été obtenus en utilisant un circuit en structure guide d'onde développé par N. Haese [31]. L'objet de cette étude est la conception d'un circuit simple en structure planaire permettant d'obtenir le même niveau de puissance de sortie mais présentant un coefficient de qualité externe plus faible permettant un verrouillage par injection de l'oscillateur pour une plage de fréquence plus large. Nous nous sommes tournés vers une technologie hybride à base de lignes microruban.

La topologie du circuit de base est donnée figure 3.16a et son schéma équivalent à éléments localisés figure 3.16b.

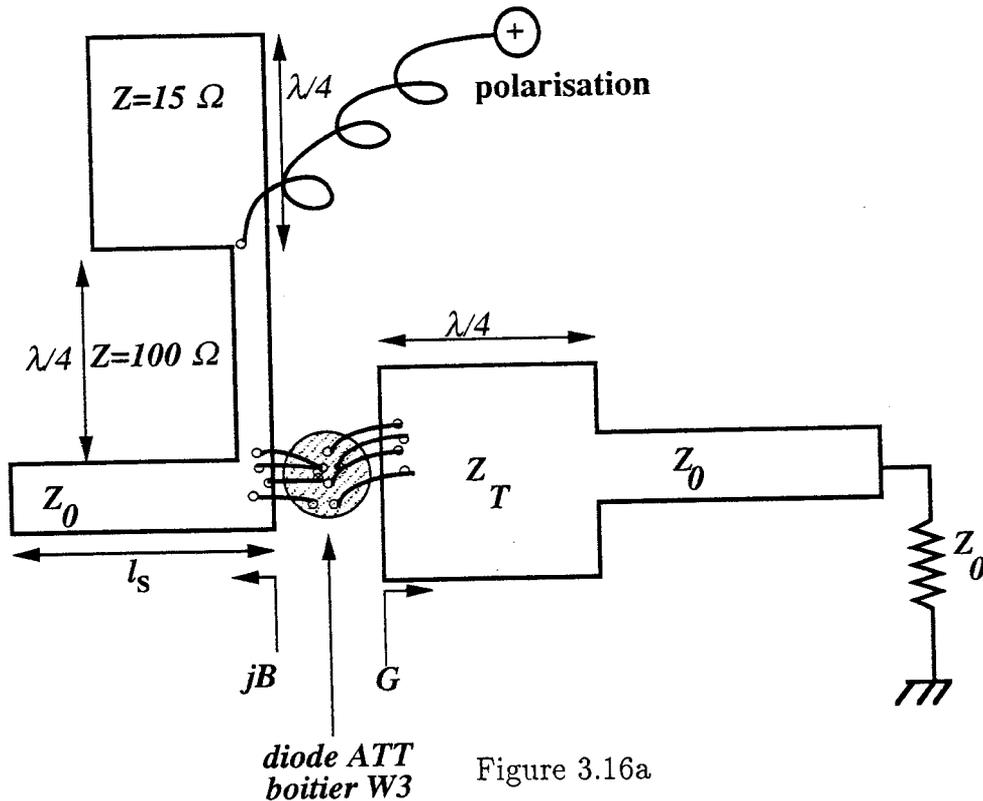


Figure 3.16a

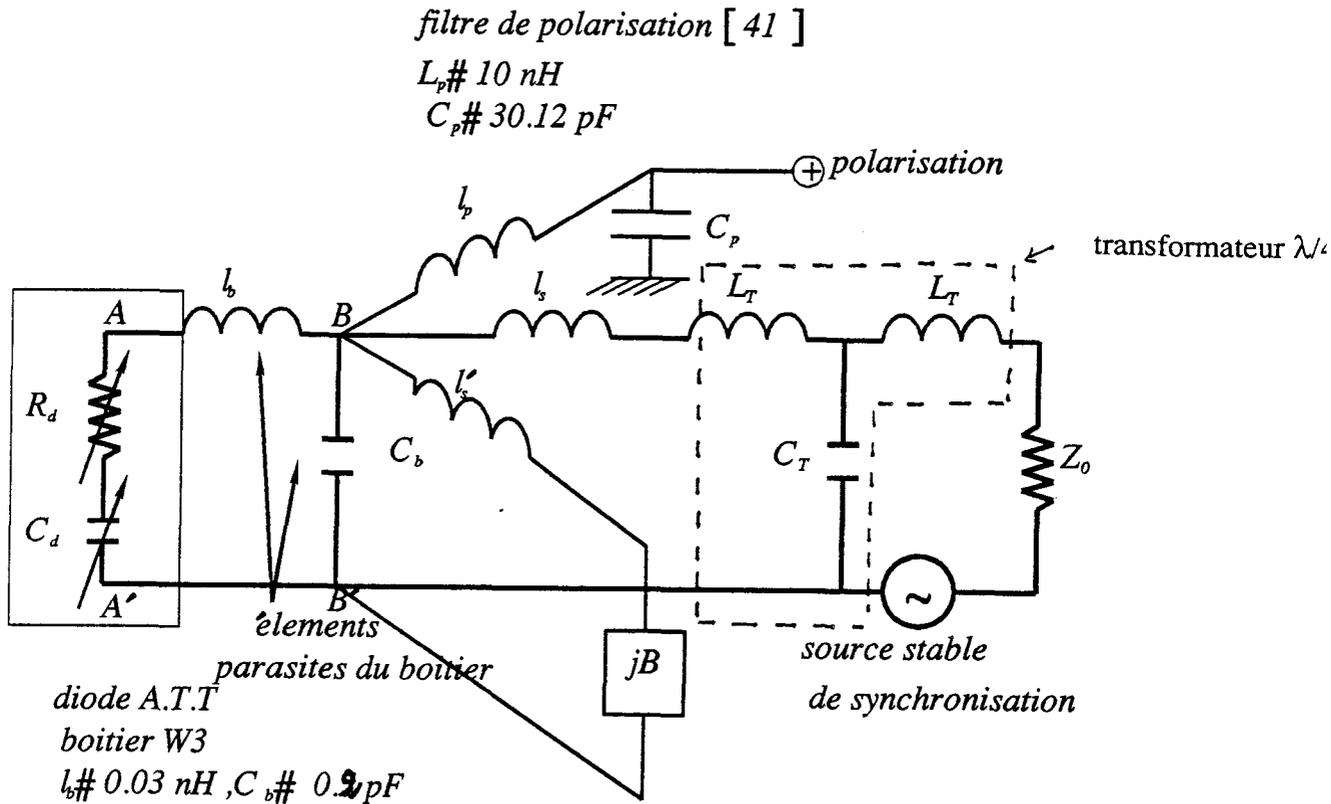


Figure 3.16b

La zone semiconductrice de la diode ATT est électriquement schématisée par deux éléments non linéaires comme présenté au chapitre 1. Le boîtier de la diode est pris en compte par les éléments parasites l_b et C_b . La ligne en circuit ouvert de longueur l_s ramène dans le plan de la diode (BB') une susceptance jB qui, conjuguée à l'inductance l'_s des fils de connexion, adapte la susceptance de la diode en régime d'oscillation stable. Si le nombre de fils (ou ruban) de connexion est suffisant les inductances l_s et l'_s peuvent être de valeur négligeable. A droite du plan BB' la conductance de la diode est adaptée à la charge par un transformateur quart d'onde à la fréquence fondamentale d'oscillation et d'impédance caractéristique Z_T . L'alimentation continue de la diode s'effectue par l'intermédiaire d'un filtre de polarisation classique constitué de deux lignes quart d'onde à la fréquence d'oscillation, l'une de haute impédance ($\# 100 \Omega$), l'autre de basse impédance ($\# 15 \Omega$), schématisées par un circuit LC.

3.5.1 Influence de l'impédance caractéristique du transformateur Z_T

Dans un premier stade, nous avons cherché la valeur optimale de l'impédance caractéristique du transformateur quart d'onde de sortie. L'évolution de la puissance de sortie à 14 GHz en fonction de cette valeur est donnée figure 3.17 pour deux valeurs du courant de polarisation de la diode ATT (300 et 400 mA). Il apparaît qu'une impédance caractéristique voisine de 50 Ω est sensiblement optimale. Ceci est dû à la transformation d'impédance réalisée par les éléments parasites du boîtier qui fait que la conductance de la diode vue en sortie du boîtier W3 est proche de 0,02 mho. L'utilisation d'un transformateur d'impédance en sortie n'est donc pas indispensable au voisinage de cette fréquence d'oscillation. Signalons cependant que la présence d'un transformateur d'impédance caractéristique optimale de valeur $Z_T = 46 \Omega$ permet d'améliorer la stabilité de l'oscillateur.

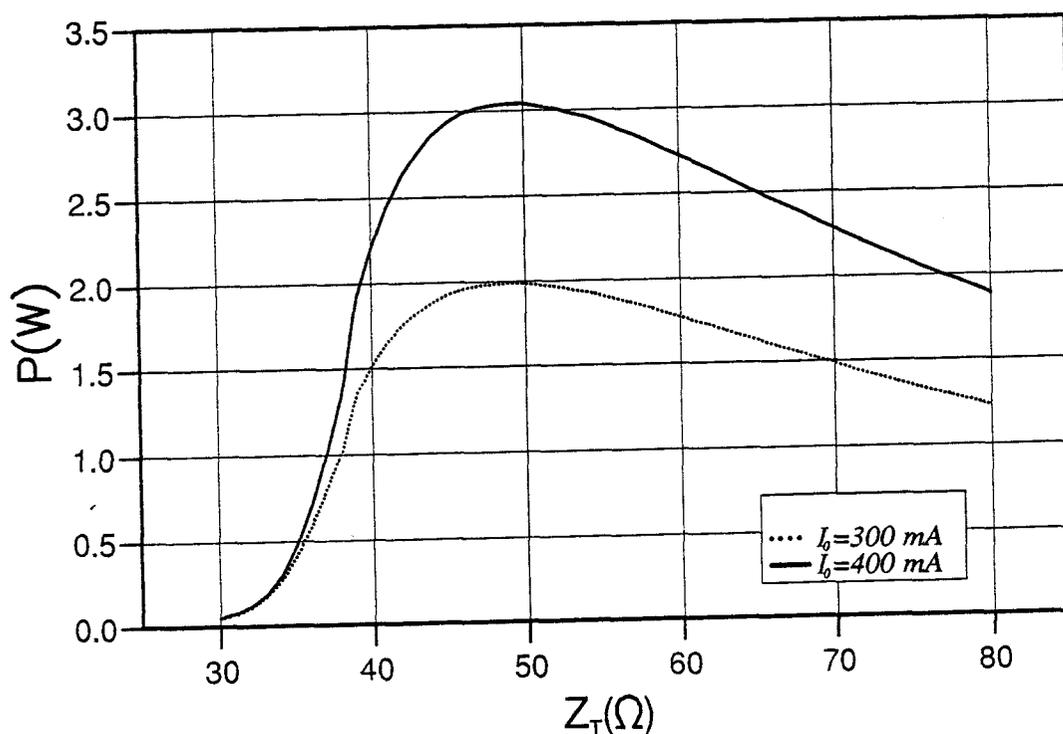


Figure 3.17 : Puissance de sortie de l'oscillateur ATT décrit figure 3.16b en fonction de l'impédance caractéristique Z_T du transformateur quart d'onde de sortie.

En effet, la figure 3.18 montre l'évolution fréquentielle de l'impédance de charge vue par le composant (incluant les éléments parasites du boîtier l_b, C_b) dans le plan AA' et pour les deux configurations de circuit, avec ou sans transformateur d'impédance. On peut constater que pour le circuit incluant un transformateur l'intersection de ce lieu d'impédance à 14 GHz avec celui décrivant l'évolution de l'impédance de la diode en fonction du niveau du signal hyperfréquence s'effectue sensiblement à angle droit ce qui garantit une stabilité optimale de l'oscillateur [7] et donc un bruit de modulation de phase minimal.

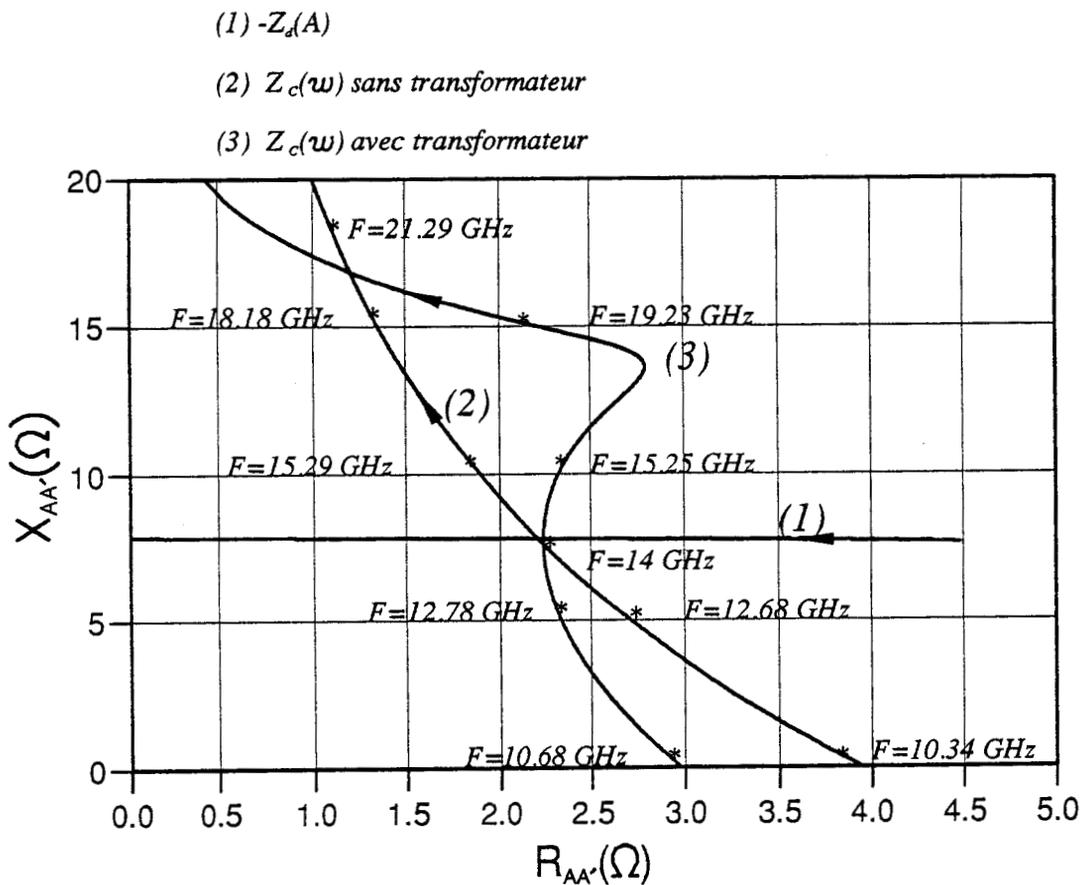


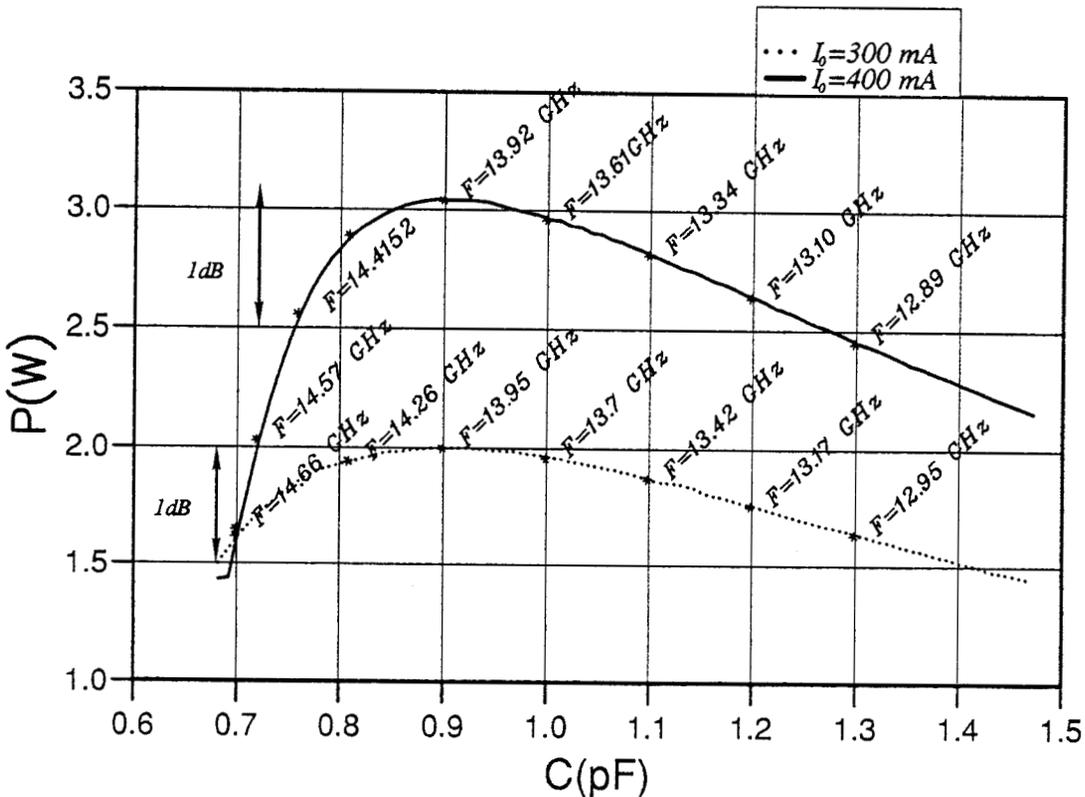
Figure 3.18 : Lieu d'impédance de la diode ATT à 14 GHz et du circuit décrit figure 3.16b.

3.5.2 Bande d'accord mécanique

Par conception la fréquence de cet oscillateur est imposée par la valeur de la susceptance jB ramenée dans le plan de la diode par le stub en circuit ouvert ou en d'autres termes par la longueur l_s de cette ligne. La figure 3.19 montre que la bande passante à 1 dB est obtenue pour des variations de cet élément d'accord supérieures à $\pm 25\%$ indiquant un coefficient de qualité faible pour le circuit de cet oscillateur. En effet ce coefficient peut s'exprimer par :

$$Q_{ext} = \frac{F_0}{2R_c} \left. \frac{\partial X(w)}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} \quad (3.10)$$

et d'après la figure 3.18 il est voisin de $Q_{ext} \approx 7$. La plage fréquentielle d'accord mécanique à 1 dB est de l'ordre de 1 GHz. Ceci permet d'envisager la réalisation d'un VCO en couplant une diode varactor à l'extrémité de la ligne assurant l'accord fréquentiel. Néanmoins vu la faible valeur du coefficient de qualité externe du circuit de charge il est préférable d'envisager la réalisation d'un oscillateur verrouillé par injection d'un signal de synchronisation de faible amplitude pour améliorer sa pureté spectrale.



$l_s (\times \lambda)$ 0,192 0,2 0,206 0,21 0,214 0,218 0,22 0,222 0,224 0,225

Figure 3.19

3.5.3 Bande d'accord électronique

La bande fréquentielle de verrouillage par injection de cet oscillateur peut être obtenue analytiquement par la formule (1.42) donnée chapitre 1 et est en bon accord avec celle obtenue par notre simulation qui est illustrée figure 3.20. Cette figure montre la bande fréquentielle de verrouillage par injection obtenue pour une puissance de source de synchronisation de l'ordre de 10 mW. Une bande de 200 MHz peut être réalisée avec un gain de 25 dB.

Ce circuit simple en structure planaire permet donc d'obtenir des niveaux de puissance en sortie de l'ordre de 3W à 14 GHz tout en garantissant une bande d'accord fréquentielle intéressante vu le faible niveau de coefficient de qualité externe du circuit.

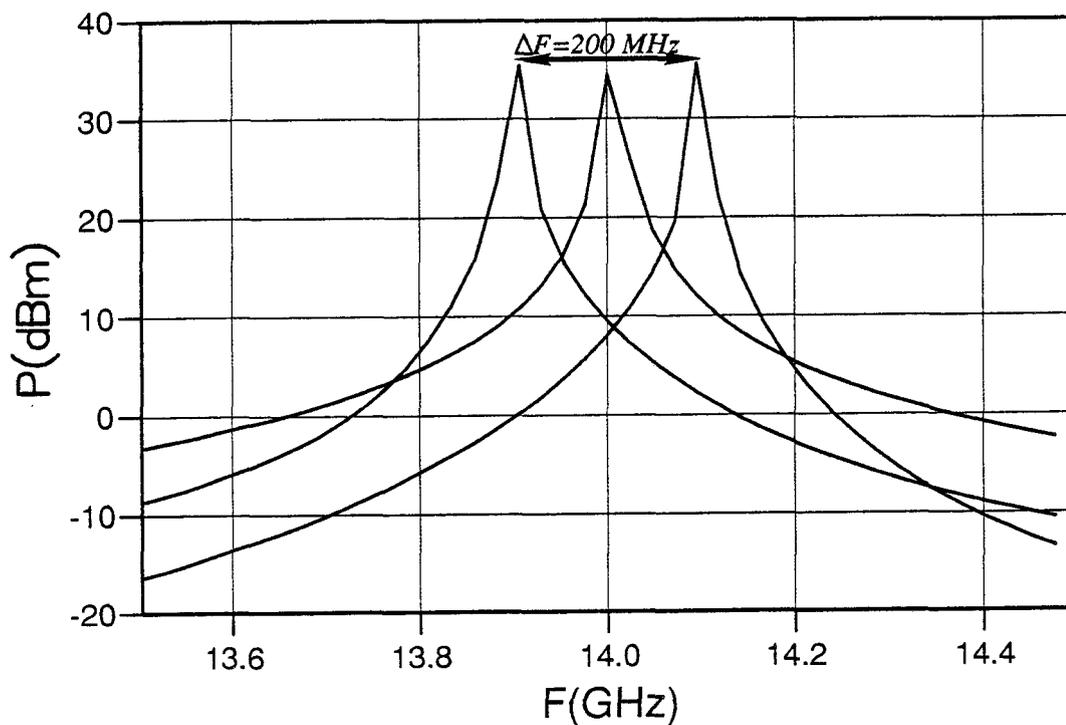


Figure 3.20

3.5.4 Amélioration des performances par introduction d'un accord réactif à la fréquence harmonique 2

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre deux, la puissance de sortie de la diode ATT à la fréquence fondamentale peut être améliorée par un accord réactif à la fréquence harmonique 2. C'est ce que nous avons envisagé sur le circuit planaire de l'oscillateur en le modifiant comme indiqué figure 3.21 par introduction de deux filtres L-C de type circuit bouchon, l'un accordé à la fréquence fondamentale, l'autre à la fréquence harmonique 2. Cette configuration permet de s'approcher du cas idéal où la tension développée à la fréquence harmonique 2 aux bornes de la diode est sensiblement déphasée de -180° par rapport à la composante fondamentale de cette tension. La cellule L_2C_2 présente idéalement un circuit ouvert à la fréquence harmonique 2 empêchant le signal à cette fréquence de passer dans le circuit de charge. La capacité C_3 permet de rendre l'ensemble $L_2C_2C_3$ résonnant en série à la fréquence fondamentale et donc transparent à cette fréquence. De même la cellule L_1C_1 présente idéalement un circuit ouvert à la fréquence fondamentale et est située à une distance du stub telle qu'elle ne perturbe pas l'action de ce dernier. L'inductance l_3 est calculée pour rendre l'ensemble L_1, C_1, l_3 résonnant en série à la fréquence harmonique 2 de façon à présenter un court-circuit à cette fréquence. La composante de tension à la fréquence harmonique 2 ω_0 est donc sensiblement déphasée de -180° par rapport à la composante fondamentale. La simulation du circuit complet confirme cette approche qualitative comme illustré figure 3.22.

Les éléments du circuit sont :

$$\begin{array}{lllll}
 R_d = -2,24 \ \Omega & C_d = 1,5 \ \text{pF} & l_b = 0,2 \ \text{nH} & C_b = 0,1 \ \text{pF} & l_s = 0,01 \ \text{nH} \\
 l_p = 10 \ \text{nH} & C_p = 30,12 \ \text{pF} & l'_s = 0,01 \ \text{nH} & L_1 = 0,1 \ \text{nH} & C_1 = 1,3 \ \text{pF} \\
 L_2 = 0,1 \ \text{nH} & C_2 = 0,32 \ \text{pF} & L_T = 0,56 \ \text{nH} & C_T = 0,22 \ \text{pF} & Z_0 = 50 \ \Omega \\
 L_3 = 0,03 \ \text{nH} & C_3 = 0,28 \ \text{pF} & & &
 \end{array}$$

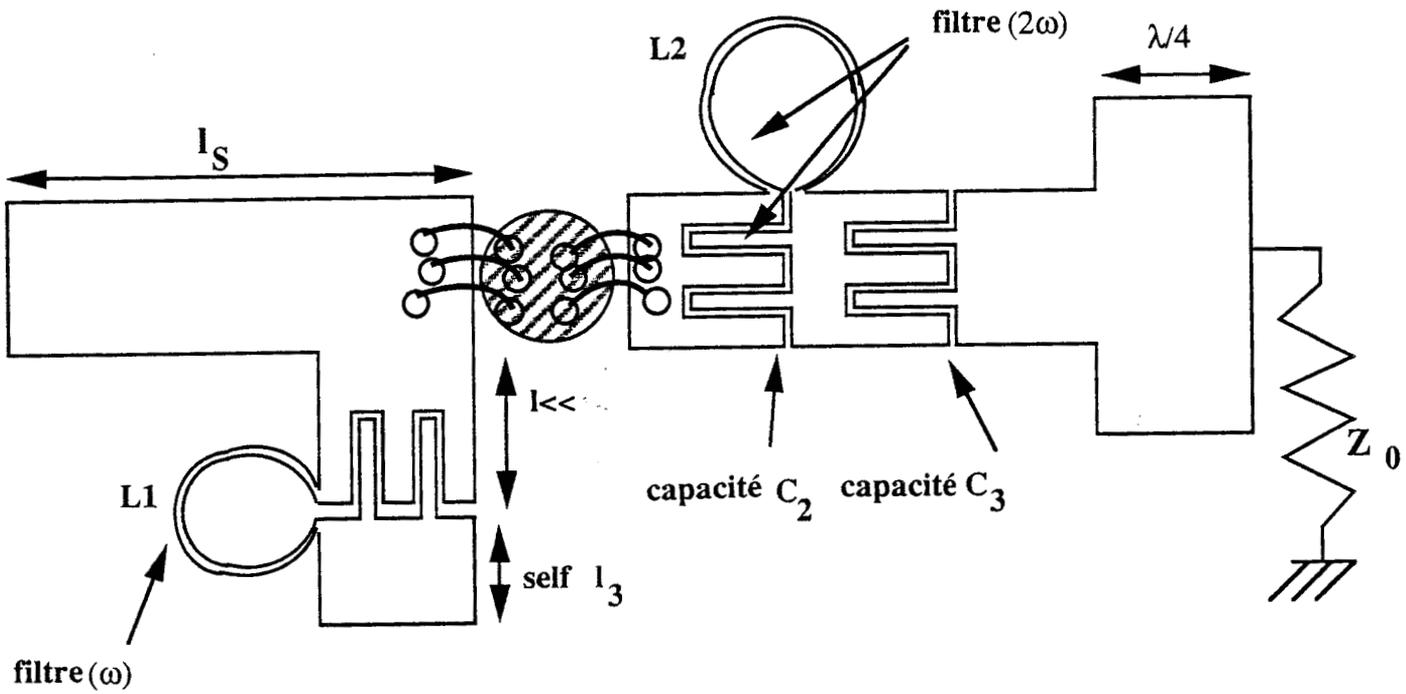
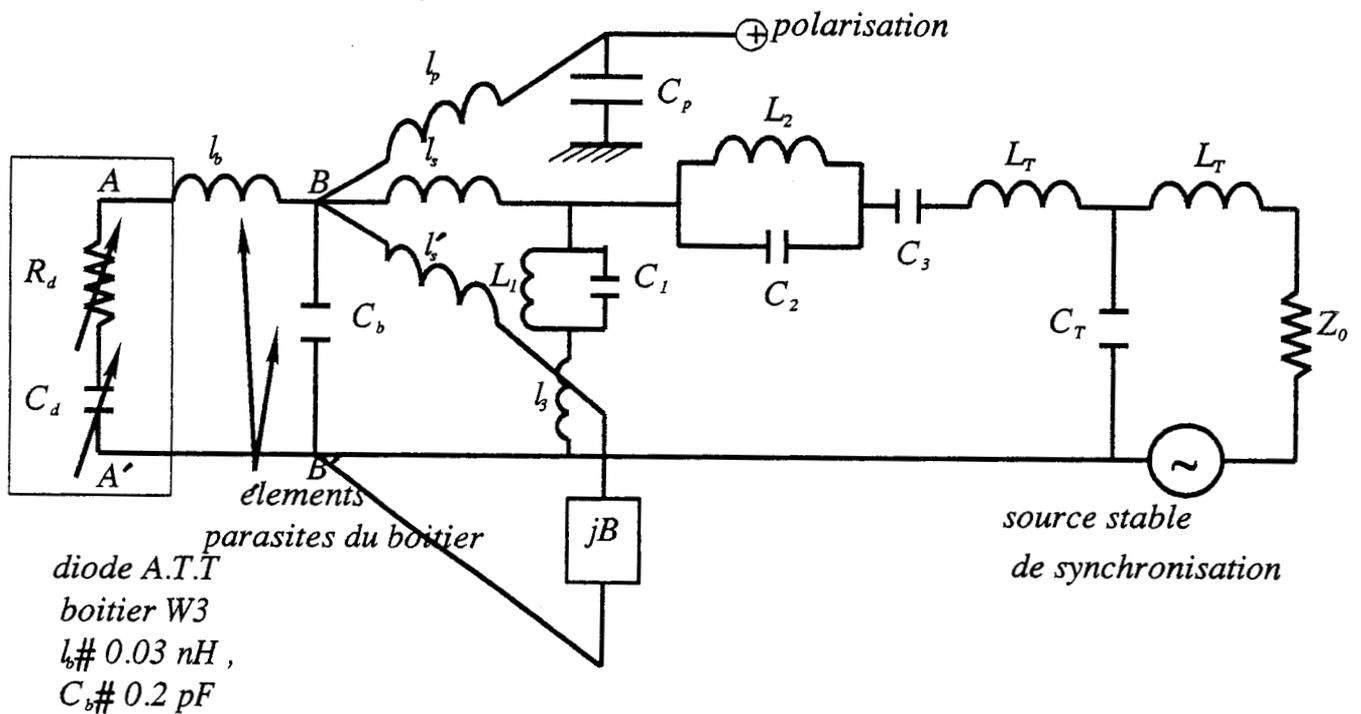


Figure 3.21a

filtre de polarisation [41]

$L_p \# 10 \text{ nH}$
 $C_p \# 30.12 \text{ pF}$



diode A.T.T
boitier W3
 $l_b \# 0.03 \text{ nH}$,
 $C_b \# 0.2 \text{ pF}$

Figure 3.21b

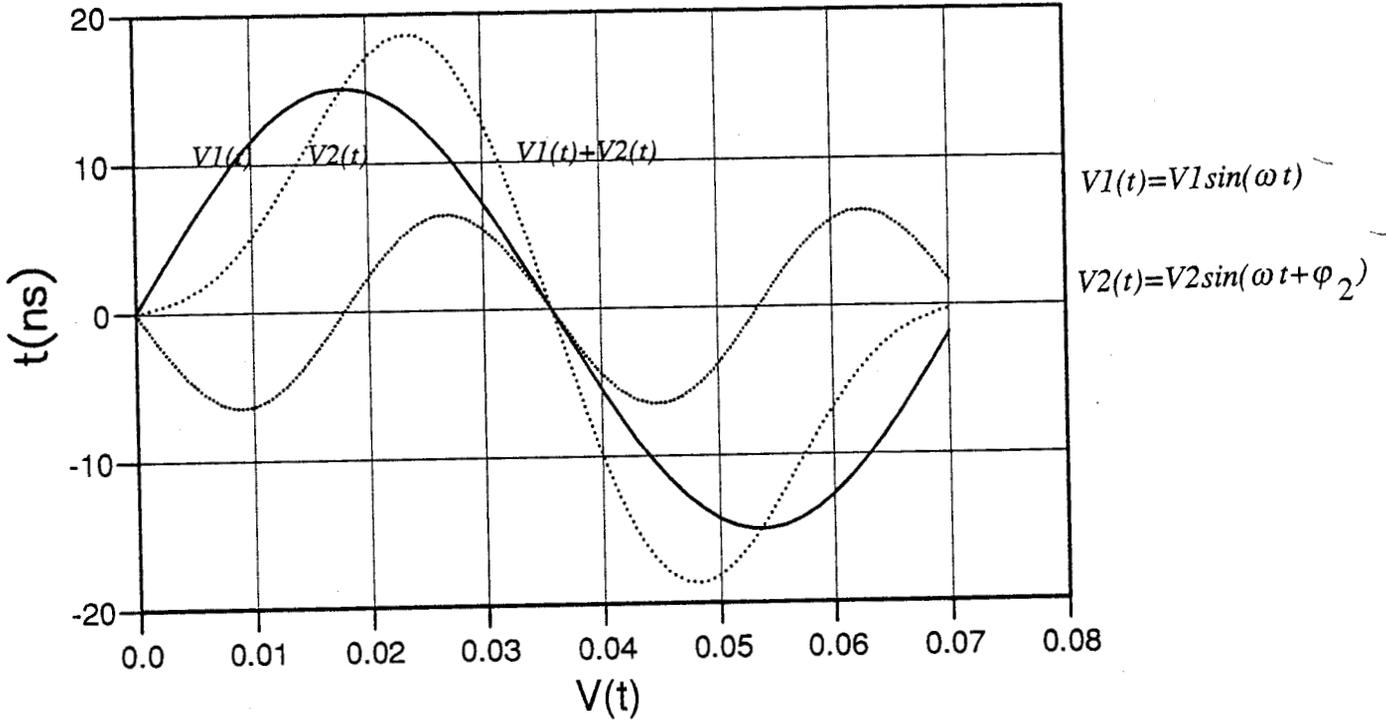


Figure 3.22 : Evolutions temporelles des différentes composantes de tension aux bornes de la diode obtenues par la simulation de type Van Der Pol.

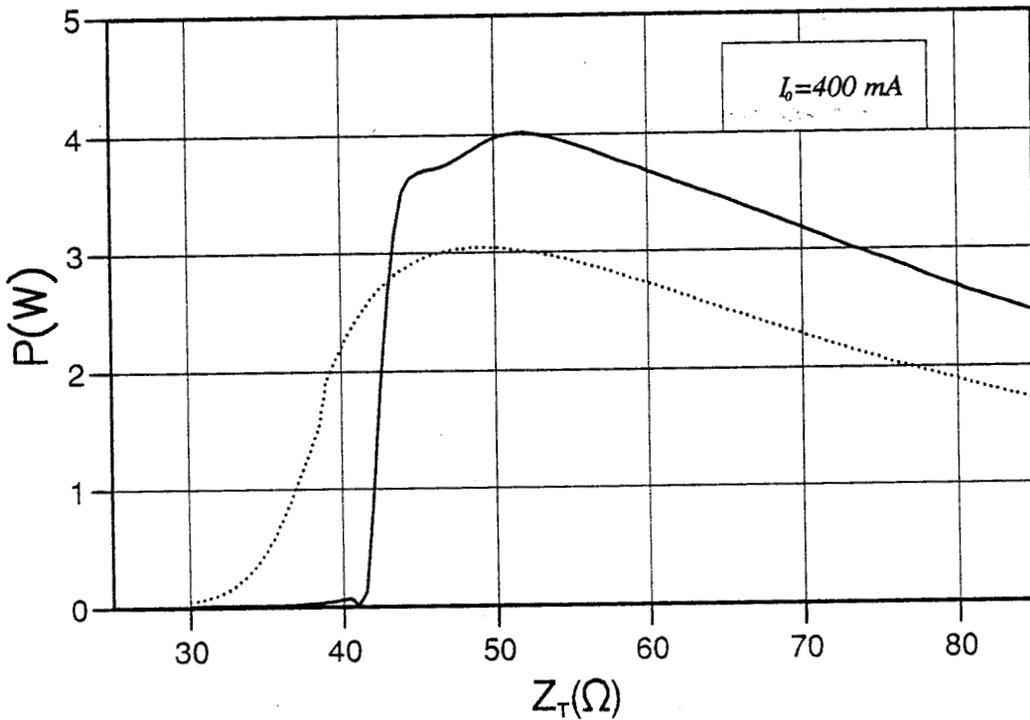


Figure 3.23 : Puissance de sortie de l'oscillateur ATT décrit figure 3.21b en fonction de l'impédance caractéristique Z_T du transformateur quart d'onde de sortie.

De même que pour le circuit précédent la valeur optimale de l'impédance caractéristique du transformateur quart d'onde à la fréquence fondamentale est proche de 50Ω , ce qui permet de le supprimer pour simplifier le circuit. Ceci est illustré figure 3.23. Notons par ailleurs sur cette figure la nette amélioration de la puissance de sortie à la fréquence fondamentale apportée par cet accord réactif à la fréquence harmonique 2. Le gain est d'environ 1W et conforme aux résultats théoriques présentés chapitre 2. L'introduction de cet accord réactif augmente le coefficient de qualité externe du circuit comme le montre la figure 3.24. Ce dernier atteint une valeur d'environ 50, ce qui limitera la bande fréquentielle de verrouillage par injection par rapport au circuit précédent pour le même niveau de signal injecté. Un avantage de ce montage avec accord "idler" par rapport au circuit plus simple schématisé figure 3.16 est illustré figure 3.25 où est tracée la densité spectrale de puissance au niveau de la charge. On constate une nette diminution de la distorsion harmonique dans le cas du circuit avec accord à la fréquence harmonique deux dans la mesure où ce signal est réjecté de plus de 40 dB par le filtre L_2C_2 .

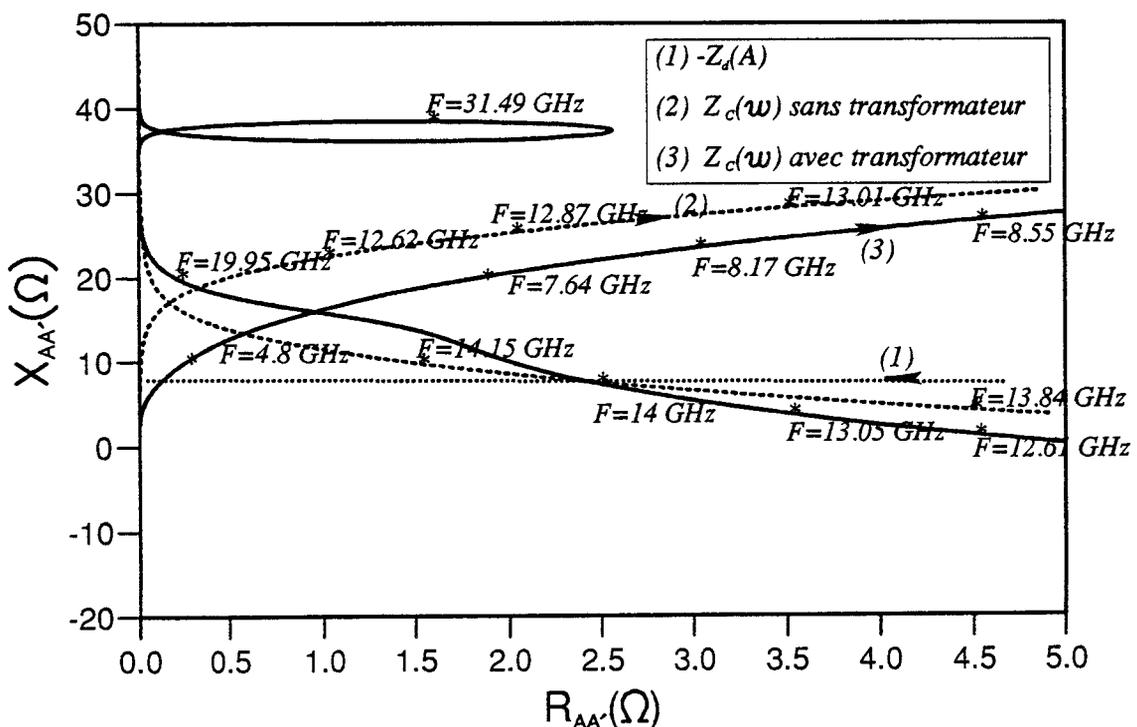


Figure 3.24: Lieu d'impédance de la diode ATT à 14 GHz et du circuit décrit figure 3.21b.

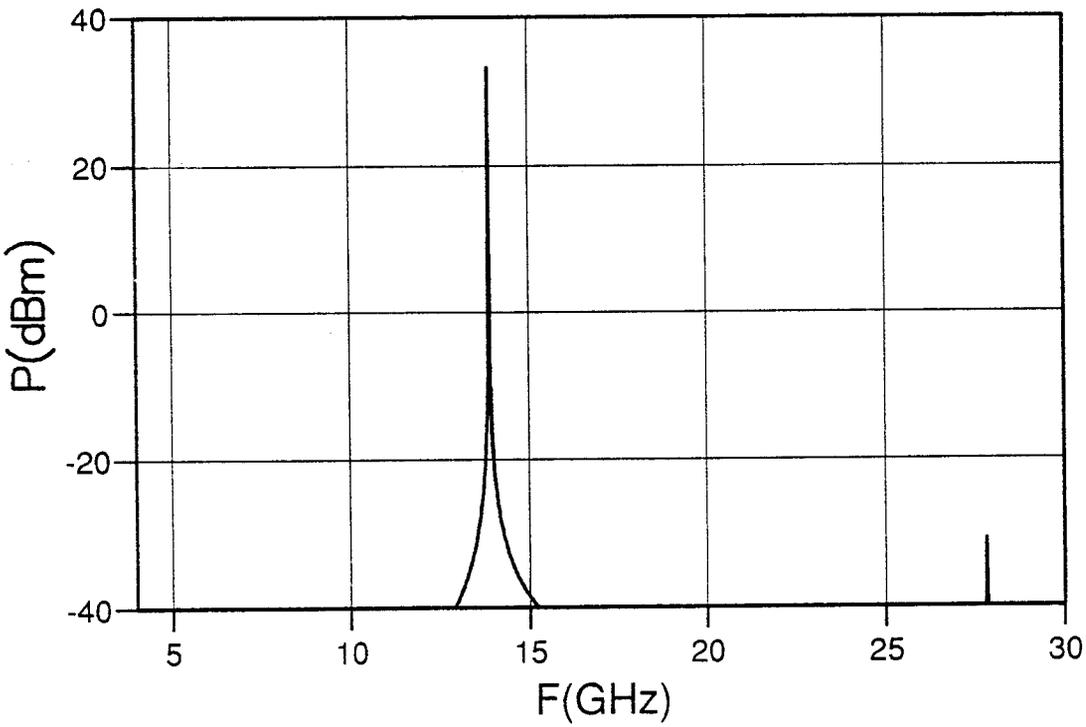
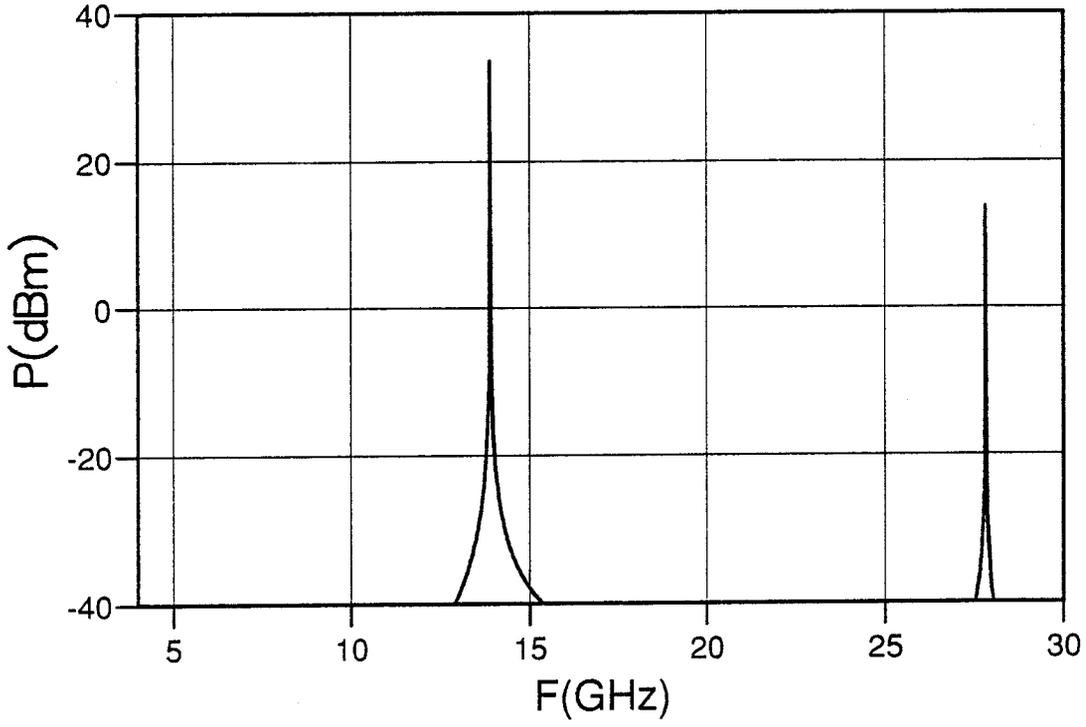


Figure 3.25

3.6 Conclusion

Nous avons dans un premier stade étudié l'influence du profil de dopage de la diode varactor permettant la commande en tension d'un oscillateur à diode Gunn en bande Ka sur les dérives lentes apparaissant après le temps d'établissement du VCO. Nous avons montré l'intérêt d'utiliser des diodes à profil abrupt pour minimiser ces dérives.

Dans un deuxième stade, nous avons étendu cette étude au cas d'un VCO à diode Gunn développé au voisinage de 60 GHz pour des applications de type communication à haut débit à courtes distances. Les résultats des simulations se sont avérés être en très bon accord avec les relevés expérimentaux.

Enfin nous avons optimisé le circuit d'un oscillateur de forte puissance à diode ATT en bande Ku utilisant une technologie de type microruban. L'introduction d'un accord réactif à la fréquence harmonique 2 permet de retrouver les résultats expérimentaux obtenus avec des circuits conventionnels en structure coaxiale guide d'onde.

Conclusion générale

Conclusion Générale

Au cours de ce travail nous avons développé un modèle temporel d'analyse non linéaire du comportement d'oscillateurs dipolaires.

Dans le cas des diodes ATT, nous avons réussi à mettre au point un modèle analytique simplifié, négligeant les gradients spatiaux, mais permettant une description réaliste du comportement dynamique du composant.

Ce modèle peut être inséré directement dans le logiciel de C.A.O. développé ou utilisé pour déterminer les générateurs de courant de conduction et de déplacement équivalents au composant. Les deux approches donnant des résultats similaires, nous avons surtout utilisé la seconde plus rapide à mettre en oeuvre. Dans le cas des diodes à effet de Transfert Electronique, il nous a été impossible d'aboutir à un modèle analytique simple permettant la prise en compte des effets liés à la dynamique électronique non stationnaire et à la réaction de charge d'espace, fondamentaux dans ce type de composant. Nous avons donc extrait les générateurs de conduction ou de déplacement des résultats obtenus par des modélisations physiques lourdes disponibles au laboratoire. Néanmoins une fois déterminés, ces générateurs équivalents la procédure mise en oeuvre permet l'optimisation du circuit complet de l'oscillateur en un temps très court.

Ce logiciel permet l'analyse et la conception sensiblement optimale de circuits complexes comme des VCO's ou des sources de forte puissance. Il est très souple d'utilisation et totalement ouvert, ce qui permettra de le compléter ou de l'améliorer dans le futur par l'introduction de modèles électriques de composants plus sophistiqués.

Bibliographie

- [1] HALL G. and WATT J.M. (Eds)
Modern Numerical Methods for ordinary differential Equations.
Oxford University Press, 1976.

- [2] GLAWELL I. and SAYERS D.K. (Eds)
Computational Techniques for ordinary differential Equations.
Academic. Press, London, 1980.

- [3] CHILDS B., SCOTT M., DANIEL J.W., DENMAN E. and NELSON P.
(Eds)
Codes for Boundary-Value Problems in ordinary differential Equations.
Springer-Verlag Lecture Notes in computer Science, 76, Berlin, 1979.

- [4] GLADWELL I.
Initial Value Routines in the Nag Library.
A.C.M. Trans. Math. Software, 5, App. 486-400, 1979.

- [5] SHUI-SHENG QIU and IGOR M. FILANOVSKY
"Periodic solutions of the Van der Pol Equation with Moderate value of
damping coefficient"
IEEE, Vol. Cas-34, n ° 8, pp. 913-918, August 1987.

- [6] MAGALHAES F.M. and KUROKAWA K.
"A single-tuned oscillator for IMPATT Characterisations"
Proc, IEEE, 58, pp. 831-832, May 1970.

- [7] KUROKAWA K.
Microwave Devices (Device circuit interactions)
Edited by M.J. Howes et D.V. Morgan.
- [8] HOBSON G.S. and WARNER F.L.
"Loaded Q Factor Measurements on Gunn Oscillators"
Microwave Journal, pp. 46-53, Fev. 1970.
- [9] EDSON W.A.
"Noise in oscillators", Proc. IRE, 48, 1454-1466, 1960.
- [10] RUCKER C.T.
"A multiple diode high-average-power avalanche-diode oscillator"
IEEE Trans. MTT-17, pp. 1156-1158, 1969.
- [11] ADLER R.
"A study of locking phenomena in oscillators"
Proc. IRE, 34, 351-357, 1946.
- [12] OBREGON J.
Journées thématiques sur les oscillateurs microondes.
Limoges, 20-21, Janvier 1983.
- [13] ROLLAND P.A.
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semiconducteur"
Thèse de doctorat d'Etat, Lille, 1978.
- [14] ROLLAND P.A., FRISCOURT M.R., LIPPENS D., DALLE C.,
NIEURUCHALSKI J.L.
"Millimeter Wave solid state power sources"
IEEE International workshop on millimeter waves, April 2-4 th, Rome, 1986.

- [15] LIPPENS D.
"Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques"
Thèse de doctorat d'Etat, Lille 1984.
- [16] PRIBETICH J.
"Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'Arséniure de Gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement"
Thèse de doctorat d'Etat, Lille, 1979.
- [17] KUVAS R.L., SHROEDER W.E.
"Premature collection mode in IMPATT diodes"
IEEE Trans. Electron devices, Vol. ED-22, n ° 8, pp. 549-558, 1975.
- [18] CULSHAW B., GIBLIN R.A.
"Effect of velocity-field characteristics on the operation of avalanche diode oscillators"
Electronics Letters, Vol. 10, n ° 14, pp. 285-286, 1974.
- [19] BLAKEY A., CULSHAW B., GIBLIN R.A.
"Efficiency enhancement in avalanche diode by depletion-region width modulation"
Electronics Letters, Vol. 10, n ° 21, pp. 435-436, 1974.
- [20] KUVAS R.
"Carrier transport in the drift region of Read-type diodes"
IEEE Transactions on Electronic Devices, Vol. ED-25, n ° 6, June 1978.
- [21] VAN IPEREN B.B., IJASSENS H.
"Influence of carrier velocity saturation in the unswept layer on the efficiency of avalanche transit time diodes"
Proc. IEE, Vol. 59, n ° 6, pp. 1032-1033, 1971.

- [22] HIRACHI Y., KOBAYACHI K., OGASAWARA K., TOYAMA Y.
"A new concept for high-efficiency operation of high-low type GaAs IMPATT diodes"
IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED-25, n ° 6, 1978.
- [23] CONSTANT E., MIRCEA A., PRIBETICH J., FARRAYRE A.
"Effect of transferred-electron velocity modulation in high efficiency GaAs IMPATT diodes"
J. App. Phys., Vol. 46, n ° 9, pp. 3934-3940, 1975.
- [24] BERBINEAU-BARRE M.
"Modélisation des dispositifs à jonction P-N. Application aux oscillateurs A.T.T. de forte puissance en bande Ku et à l'étude des régimes transitoires des limiteurs à diode PIN"
Thèse de docteur de l'Université, Lille 1989.
- [25] GOEDBLOED J.J.
"Determination of the intrinsic response time of semiconductor avalanche by microwave measurements"
S.S.E. Vol. 15, pp. 635-647, 1972.
- [26] GOEDBLOED J.J.
"Noise in IMPATT diode oscillators"
Thesis, Eindhoven, Nov. 1973.
- [27] KUVAS R., LEE C.A.
"A quasistatic approximation for semiconductor avalanche"
J. Appl. Phys. Vol. 41, n ° 4, pp. 1743-1755, March 1970.
- [28] CULSHAW B., GIBLIN R.A., BLAKEY P.A.
"Avalanche diode oscillators"
Int. J. Electronics Vol. 37, n ° 5, pp. 577-632, 1974.

- [29] DALLE C.
"Contribution à l'étude des dispositifs à jonction P-N en gamme millimétrique. Application aux diodes avalanche en régime de génération directe et harmonique"
Thèse de doctorat d'Université, Lille, 1986.
- [30] SHOCKLEY W.
1938, J. Appl. Phys., 9, 635 RAMO S. 1939. Proc. Inst. Radio. Engrs. 27, 584
- [31] HAESE N.
"Modélisation des circuits en guide d'onde rectangulaire pour la réalisation de fonctions électroniques en gamme millimétrique. Approche quasi-optique d'une tête d'émission-réception pour la réalisation de radars à courte portée".
Thèse de doctorat d'université, Lille 1989.
- [32] KENNETH R. SHONIGER
"Evaluating Tuning Response"
MSN : July 45-54, 1977.
- [33] MORTENSON K.E.
"Transistor Junction Temperature as a fonction of Time"
Proc IRE Volt. 45, pp. 504-513, 1957
- [34] MORTENSON K.E.
"Analysis of the Temperature Rise in PIN Diodes Caused by Microwave Pulse dissipation"
IRE Transactions on Electronic Devices, Vol. ED-13, n° 3, pp. 305-315, March 1966.
- [35] CLORFEINE A.S.
"Power Dissipation in solid state Oscillator Diodes"
Microwave Journal, pp. 93-97, March 1968.

- [36] KUROKAWA K.
"The Single-Cavity multiple device oscillator"
IEEE Trans. On Microwave Theory Tech, Vol. MTT-19, pp. 793-801, Oct.
1971
- [37] TJASSENS H.
"Circuit analysis of a stable and low noise IMPATT oscillator for X-band,
Proc 1973, European Microwave Conf.
- [38] FRISCOURT M.R.
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
Thèse d'état, Lille, Mai 1985.
- [39] "Drive V1102 - SMILER WP7"
Experimental feasibility evaluation for vehicle roadside communication at millimetric frequency.
Final Report.
- [40] SZE S.M.
"Physics of semi-conductor Devices"
A Wiley-Interscience publication 1981.
- [41] DEGRUGILLIER D.
"Conception de sources stables utilisant la multiplication de fréquence par diode à avalanche en gamme millimétrique"
Thèse de docteur de 3ème cycle, Lille, Février 1986.



Résumé

L'objet de ce travail a consisté en la modélisation non linéaire d'oscillateurs dipolaires en gamme centimétrique et millimétrique. Cette étude basée sur une approche de type Van der Pol visait à la mise en oeuvre d'un logiciel de CAO permettant l'optimisation du circuit de sources de puissance hyperfréquence utilisant des dipôles à résistance négative (diodes Gunn ou ATT).

La première partie est consacrée à la présentation de la procédure numérique utilisée. Après la description du modèle électrique du composant et du circuit de charge associé, l'algorithme de résolution du système d'équations différentielles couplées est illustré sur un exemple.

Dans la deuxième partie nous développons un modèle analytique des diodes Avalanche Temps de Transit. Le but de ce modèle est de permettre une prise en compte suffisamment précise des phénomènes physiques complexes mis en jeu dans des structures ATT à modulation de dopage tout en limitant les temps de calcul à des durées compatibles avec son intégration dans le logiciel de CAO précédemment décrit. Ce modèle est validé par des comparaisons rigoureuses avec les résultats obtenus par modélisation physique lourde d'une part et expérimentale d'autre part.

Enfin la dernière partie concerne l'application de ce logiciel à l'étude de quelques sources dipolaires en gamme centimétrique et millimétrique. L'effet de dérive fréquentielle lente après accord (PTD) d'oscillateurs à commande en tension est analysé ainsi que la vitesse de modulation de tels VCO en gamme millimétrique en vue de la réalisation d'émetteurs pour communications à courtes distances. Par ailleurs l'influence bénéfique d'un circuit d'accord réactif à la fréquence harmonique 2 est confirmée dans le cadre de l'optimisation du circuit planaire d'un oscillateur ATT de forte puissance en bande Ku utilisant des diodes à l'AsGa.

Mots clés

- logiciel C.A.O.
- modélisation non linéaire.
- équation de Van Der Pol.
- oscillateurs à dipôle.
- V.C.O. hyperfréquence.