

Jan 2003 193

50376
1997
431

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

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

par

Stéphane BEAUSSART



**Contribution à l'étude du fonctionnement et à l'optimisation des
oscillateurs A.T.T. au silicium de forte puissance en régime
d'impulsions courtes à 94 GHz**

Soutenu le 10 Décembre 1997 devant la commission d'examen.

Membres du Jury : *M. G. SALMER*
M. R. QUERE
M. C. RUMELHARD
M. C. DALLE
M. P.A. ROLLAND
M. O. PERRIN
M. L. MALIER

Président
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Examineur



Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN), à l'université des sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur E. Constant.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur G. Salmer, responsable du DHS qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

La direction de ce travail a été assurée par Monsieur C. Dalle, chargé de recherche au CNRS, à qui j'exprime ma plus vive reconnaissance. Ses compétences scientifiques et sa grande disponibilité m'ont permis de mener à bien ce travail.

Monsieur C. Rumelhard, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM) de Paris et Monsieur R. Quéré, Professeur à l'université de Limoges (IRCOM), me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Je leur exprime toute ma reconnaissance.

Mes remerciements vont également à Messieurs

P. A. Rolland, Professeur à l'université de Lille;

O. Perrin, docteur, ingénieur d'étude à Thomson RCM à Elancourt;

L. Malier, ingénieur à la Délégation Générale pour l'Armement qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen.

Je tiens à remercier Marie-Renée Friscourt pour sa disponibilité, sa gentillesse et ses compétences, qui m'ont beaucoup aidé dans ce travail.

Remerciements

Tout ce travail a été fait en collaboration avec la Division Radar et contre-mesures de la société Thomson CSF à Elancourt et je tiens à remercier, plus particulièrement

Madame C. Peignet, chef du service hyperfréquence à Elancourt;

Monsieur C. Joussemet, adjoint au responsable du département hyperfréquence de Thomson RCM;

Messieurs F. D' Hayer, ingénieur d'étude à Thomson RCM et E. Desjardin technicien à Elancourt pour leur soutien et leur qualité humaine.

Je remercie Mesdames E. Delos et S. Lepillet de la centrale de caractérisation pour leur aide précieuse et efficace durant mes campagnes de mesures.

J'adresse mes remerciements à Messieurs J C Andries, P Michon, J C Jennequin de l'atelier mécanique et J Lemaire pour leur sympathie et leur bonne humeur, ainsi qu'à Monsieur J P Dehorter qui a assuré la reproduction de mon mémoire.

Je ne peux oublier de remercier Madame Nathalie Castelein du secrétariat qui a toujours fait preuve d'une grande disponibilité, et également mes collègues du deuxième étage.

Enfin, je ne saurais oublier mes camarades et amis J.M. Belquin; E. Bourcier; L. Lelaurin; P. Panier; S. Robillart, avec qui j'ai passé de bons et agréables moments.



A Sophie,

à mes parents,

à Sabine et Cédric,

à la mémoire de mes grands-parents.

- TABLE DES MATIERES -

INTRODUCTION GENERALE.....	1
 CHAPITRE 1 <i>Description des différents modèles</i>	
<hr/>	
I Introduction.....	7
II Position du problème.....	7
III Modélisation physique temporelle du composant.....	9
III.1 Modèle macroscopique bipolaire unidimensionnel du type "dérive-diffusion"	10
III.1.1 Formulation analytique du modèle : variables et équations de base.....	11
III.1.2 Méthode de résolution numérique.....	14
III.1.3 Schéma numérique relatif à un noeud.....	15
III.1.4 Algorithme de résolution.....	18
IV Modélisation électrique temporelle du circuit.....	19
IV.1 Méthode de résolution.....	21
IV.2 Modèle temporel en régime purement sinusoïdal.....	24
IV.3 Modélisation électrique temporelle isotherme de l'oscillateur.....	26
IV.3.1 Circuit passif défini de façon localisée.....	27
IV.3.2 Circuit passif défini par sa réponse impulsionnelle.....	33
V Modélisation électrothermique temporelle de l'oscillateur.....	41
V.1 Modèle thermique.....	44
V.1.1 Modèle numérique.....	45
V.2 Algorithme de résolution.....	45
Références bibliographiques du chapitre I.....	47
Annexe du chapitre I.....	50

CHAPITRE 2

Etude théorique du fonctionnement de l'oscillateur

Introduction.....	55
I Optimisation de la structure de la diode à 94 GHz.....	56
I.1 Fonctionnement intrinsèque de la diode.....	56
I.2 Profil de dopage des diodes.....	58
II Optimisation du niveau d'impédance de charge à 94 GHz.....	65
II.1 Mise en évidence d'un fonctionnement paramétrique.....	66
II.2 Optimisation du niveau d'impédance de charge à 94 GHz dans le cas de la diode courte.....	70
II.3 Influence de la température de fonctionnement.....	72
III Fonctionnement en régime impulsionnel: optimisation de la forme de l'impulsion de courant.....	75
III.1 Premières comparaisons théorie expérience.....	80
Conclusions	86
Références bibliographiques du chapitre II.....	88

CHAPITRE 3

Etude théorique et expérimentale de l'influence du circuit passif de charge de l'oscillateur A.T.T

I Introduction.....	91
II Structure du circuit passif de charge de l'oscillateur.....	92
III Modélisation du circuit passif de l'oscillateur dans le domaine fréquentiel.....	93
III.1 Modèle purement analytique du circuit passif.....	94
III.1.1 Modélisation analytique de la cavité.....	94
III.1.2 Modélisation analytique du boîtier de la diode.....	98
III.1.3 Couplage des modèles analytiques de la cavité et du boîtier.....	100
III.2 Modélisation physique numérique du circuit passif.....	104
III.2.1 Calcul des champs électrique et magnétique.....	105
III.3 Modèle hybride.....	108
III.4 Choix du modèle théorique du circuit passif.....	108
III.4.1 Modélisations analytique et numérique limitées à la cavité.....	108
III.4.2 Comparaison entre les modélisations numérique et analytique du boîtier.....	110
III.4.2.a Circuit utilisé pour étudier le boîtier de diode à l'aide du logiciel HFSS.....	110
III.4.2.b Modélisation analytique du boîtier de diode.....	111
III.4.3 Modélisation numérique et hybride du circuit passif de charge.....	116
III.4.4 Conclusion: choix du modèle du circuit passif.....	116
III.5 Validation expérimentale du modèle théorique du circuit passif.....	119
III.5.1 Description de la cellule de mesure.....	119
III.5.2 Modélisation physique électromagnétique globale de la cellule et du boîtier de la diode.....	124
III.5.3 Comparaison théorie - expérience.....	126
III-5.4 Influence des conditions de mesures sur l'évaluation expérimentale du coefficient de réflexion à la sortie de l'oscillateur.....	132
III-5.4.a Influence des jeux mécaniques et des conditions de serrage de la cavité sur la reproductibilité des mesures.....	132
III-5.4.b Influence du centrage de la tige de polarisation par rapport au boîtier de la diode.....	132
III-5.4.c Influence du centrage du boîtier de la diode.....	134
III-5.4.d Influence des valeurs des caractéristiques physiques du filtre RF sur le calcul théorique de l'impédance du circuit ramenée aux bornes de la diode.....	138

III-5.4.d.1 Remarques en ce qui concerne les mesures.....	139
III.6 Influence de la préforme sur la transformation d'impédance effectuée par le boîtier de la diode	145
III.7 Influence des paramètres de réglage de la cavité.....	151
III.8 Deuxième comparaison théorie expérience.....	153
Conclusion.....	161
Références bibliographiques du chapitre III.....	163
CONCLUSION GENERALE.....	167

- INTRODUCTION GENERALE -

En dépit des progrès des performances des transistors microondes, la diode à avalanche et temps de transit (A.T.T.) demeure le composant semiconducteur potentiellement le plus puissant pour la réalisation de sources à l'état solide de forte puissance en régime périodique d'impulsions courtes dans la gamme des longueurs d'ondes millimétriques. Les oscillateurs A.T.T. peuvent donc être considérés comme l'un des circuits élémentaires des systèmes d'émission-réception à 94 GHz et présentent donc un caractère stratégique. Ces circuits ont fait l'objet, depuis leur apparition dans les années soixante, de nombreux travaux de recherche et de développement dans la plupart des sociétés industrielles travaillant dans ce domaine tant en France, avec en particulier THOMSON, qu'à l'étranger avec HUGHES, TRW aux Etats Unis et DAIMLER BENZ en Allemagne. Ainsi HUGHES et THOMSON proposent actuellement des diodes délivrant des niveaux de puissance supérieurs à 20 W. Le laboratoire de recherche de DAIMLER BENZ détient aujourd'hui la meilleure performance mondiale en ce qui concerne les niveaux de puissance délivrée avec 42 W à 94 GHz en régime périodique d'impulsions courtes (durée de 70 ns).

Cependant, la conception et la mise en oeuvre pratique de ces oscillateurs restent encore à ce jour délicates et coûteuses parce qu'encore trop souvent empiriques vu la complexité des phénomènes physiques mis en jeu et la difficulté de modéliser de façon réaliste le fonctionnement transitoire complexe, à la fois électrique et thermique, de ces circuits. C'est pourquoi nous avons mené, dans le cadre de nos travaux de thèse, une étude à la fois théorique et expérimentale portant sur le fonctionnement des oscillateurs A.T.T. au silicium en régime périodique d'impulsions courtes à 94 GHz. Celle-ci a été menée en collaboration avec THOMSON CSF radars et contre-mesures et a bénéficié du soutien contractuel de la Délégation Générale pour l'Armement.

Le premier chapitre est ainsi consacré à la description des différents modèles de l'oscillateur A.T.T. mis en oeuvre dans notre étude. Ces modèles de type électrique temporel ont pour point commun l'utilisation d'une modélisation physique numérique macroscopique de la diode, de type "dérive-diffusion", permettant de prendre en compte de façon réaliste les données technologiques et géométriques du composant semiconducteur. Trois modèles d'oscillateur, de complexité croissante, sont ainsi successivement présentés de façon détaillée. Le plus simple est un modèle permettant l'étude du fonctionnement idéal de l'oscillateur en régime purement sinusoïdal. Le second est un modèle temporel permettant l'étude du fonctionnement du circuit

en régime quelconque à une température fixée. Dans ce modèle plus général, deux approches de modélisation du circuit passif de charge sont considérées. Le troisième modèle est celui permettant l'approche la plus réaliste du fonctionnement instantané de l'oscillateur en régime périodique d'impulsions. En effet, dans ce modèle, les effets électriques non-linéaires liés au régime grand signal et les effets thermiques liés à l'échauffement progressif de la diode sont décrits de façon cohérente.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude théorique du fonctionnement de l'oscillateur A.T.T en régime périodique d'impulsions courtes à 94 GHz. Cette étude est limitée aux diodes A.T.T au silicium à double zone de transit à profil de dopage uniforme réalisées à THOMSON. Une étude du fonctionnement dynamique intrinsèque de la diode à 94 GHz, dans les conditions de fonctionnement idéales propres au régime d'impulsions a été menée. Cette étude a pour but une première définition des performances de la diode et de son impédance à 94 GHz, en fonction des principaux paramètres de fonctionnement. Dans un second temps, nous avons mené, à l'aide du modèle temporel isotherme, une étude comparative des performances de plusieurs structures représentatives de diode. Une optimisation du niveau d'impédance de charge à 94 GHz, ainsi qu'une définition des conditions de polarisation associées, pour un fonctionnement à puissance maximale dans une large gamme de température, a été effectuée. Enfin, une étude d'optimisation de la forme d'onde de l'impulsion de courant de polarisation a été faite avec le profil de la diode THOMSON. Une première comparaison entre des résultats expérimentaux obtenus à THOMSON-CSF et le modèle temporel electrothermique, dans lequel le circuit de charge est décrit sous la forme d'un simple circuit RLC, a été menée.

Le troisième chapitre est plus particulièrement consacré à l'étude du circuit passif de charge de l'oscillateur. Le choix d'un modèle théorique, à la fois réaliste et efficace, permettant le calcul de l'impédance vue aux bornes de la zone active de la diode, est tout d'abord détaillé. Le modèle physique électromagnétique numérique choisi fait ensuite l'objet d'une validation menée à l'aide de comparaisons avec des résultats de mesures expérimentales effectuées sur la cellule utilisée en pratique à THOMSON CSF. Le modèle a notamment été utilisé pour étudier l'influence d'une dispersion de la valeur de certains des paramètres constituant la cavité et le boîtier de la diode sur les conditions d'adaptation de la diode, et leur répercussion sur la procédure de mise en œuvre pratique des oscillateurs. Enfin, les résultats issus du modèle du

circuit passif ont été exploités dans le modèle électrothermique de l'oscillateur lors d'une deuxième comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à THOMSON.

- CHAPITRE I -

DESCRIPTION DES DIFFERENTS MODELES

I Introduction

En dépit du nombre de travaux déjà effectués sur l'optimisation des structures des diodes A.T.T pour la génération de forte puissance en ondes millimétriques et la conception des circuits associés, on note actuellement un regain d'intérêt en ce qui concerne, en particulier, le développement de nouveaux modèles théoriques des oscillateurs A.T.T. fonctionnant en régime périodique d'impulsions. Ces travaux ont pour point commun le souci de décrire l'interaction entre le composant actif et son circuit de charge, en vue d'une description réaliste du fonctionnement transitoire particulièrement complexe de ces oscillateurs. Citons en premier lieu, les travaux de U. C. Ray et A. K. Gupta [1] présentant un modèle électro-thermique approché de l'oscillateur, ainsi que ceux de A. Zemiak [2] basés sur un modèle electro-thermique en régime purement sinusoïdal de l'oscillateur, utilisant une description physique du fonctionnement de la diode. D'autre part, des travaux théoriques sur les propriétés électriques des diode A.T.T. en régime grand signal ont été récemment menés par L. Gaul et M. Claasen [3]. Dans le cadre de cette thèse, nous avons pour notre part, développé une nouvelle modélisation de ces circuits que nous nous proposons maintenant de décrire.

II Position du problème

Le choix d'un modèle numérique pour l'étude exhaustive du fonctionnement et l'optimisation d'un circuit électronique quelconque résulte d'un compromis mettant en jeu d'un côté l'efficacité et donc le coût d'exploitation du modèle, et de l'autre, le réalisme et donc l'intérêt des résultats obtenus. Dans le cas de l'oscillateur ATT fonctionnant en régime impulsionnel, les performances de l'oscillateur dépendent à la fois des caractéristiques intrinsèques de la diode, des conditions instantanées de polarisation et du comportement fréquentiel du circuit passif de charge de l'oscillateur.

En effet, dans ce mode de fonctionnement particulier :

- l'oscillateur ne fonctionne que durant des impulsions de durée très brève (de l'ordre de 100

ns) avec un taux de remplissage faible (de l'ordre de 1%). Ainsi, au cours du fonctionnement, la diode s'échauffe et se refroidit alternativement. Son mode de fonctionnement thermique est donc essentiellement transitoire.

- La diode a un comportement intrinsèque fortement non-linéaire dépendant de sa température. En effet, les coefficients d'ionisation des électrons et des trous qui déterminent le taux de génération des porteurs par ionisation par choc sont à la fois des fonctions exponentielles de l'intensité du champ électrique [A1-3] et des fonctions décroissantes de la température. De même, les vitesses de saturation des porteurs qui déterminent le temps de transit des porteurs dans la zone active (et par conséquent la fréquence d'oscillation) diminuent également avec la température [A1-2].
- La diode A.T.T. est polarisée avec des densités de courant élevées (supérieures à 100 kA/cm²) entraînant des phénomènes de réaction de charge d'espace importants capables d'influer sur le fonctionnement interne du composant et par conséquent sur les performances de l'oscillateur.
- La diode A.T.T. fonctionne en régime grand signal ce qui augmente les effets non-linéaires.
- Durant une impulsion de courant de polarisation, l'impédance de la diode varie dans une large gamme alors que l'impédance du circuit de charge demeure fixe. Ceci explique, d'un point de vue théorique, les effets résultant de l'interaction composant-circuit comme le glissement fréquentiel (frequency chirp) et les variations instantanées de la puissance de sortie de l'oscillateur.

Ainsi, pour effectuer une modélisation réaliste et efficace du fonctionnement complexe de l'oscillateur et tenir compte des effets électriques et thermiques liés à son régime de fonctionnement transitoire particulier, nous avons été amenés à développer un ensemble de trois modèles de complexité croissante :

- un modèle purement sinusoïdal,
- un modèle temporel isotherme,
- un modèle temporel électrothermique.

Ces modèles présentent un point commun fondamental à savoir une modélisation physique numérique macroscopique de la diode de type "dérive-diffusion" [4].

III Modélisation physique temporelle du composant

La modélisation des composants semiconducteurs nécessite idéalement la résolution exacte des équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{E} &= -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} && \text{(loi de Maxwell - Faraday)} \\ \text{rot}\vec{H} &= \vec{J}_c + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} && \text{(loi de Maxwell - Ampère)} \end{aligned}$$

On peut raisonnablement simplifier ce modèle en négligeant l'influence des effets du champ magnétique $\left(\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = 0\right)$. Suivant cette hypothèse, le champ électrique \vec{E} dérive du potentiel scalaire V ($\vec{E} = -\text{grad } V$), lequel peut être calculé par l'équation de Poisson :

$$\text{div}(\vec{E}) = -\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon} = \frac{(N_d - N_a + p - n)}{\epsilon}$$

Il existe différentes méthodes de calcul du courant de conduction \vec{J}_c et de la charge électrique nette ρ .

La méthode macroscopique est basée sur une description du comportement moyen des porteurs libres dans un volume élémentaire du matériau semiconducteur, intégrée ensuite sur l'ensemble du composant. La formulation de ce type de modèle est fondamentalement basée sur l'équation de transport de Boltzmann, dont la variable principale est la fonction de distribution des charges électriques. De cette équation générale, on peut à l'aide de la méthode des moments, par intégration dans l'espace réciproque et suivant les hypothèses relatives notamment à l'influence des effets de relaxation des porteurs, dériver différents systèmes d'équations de conservation [5].

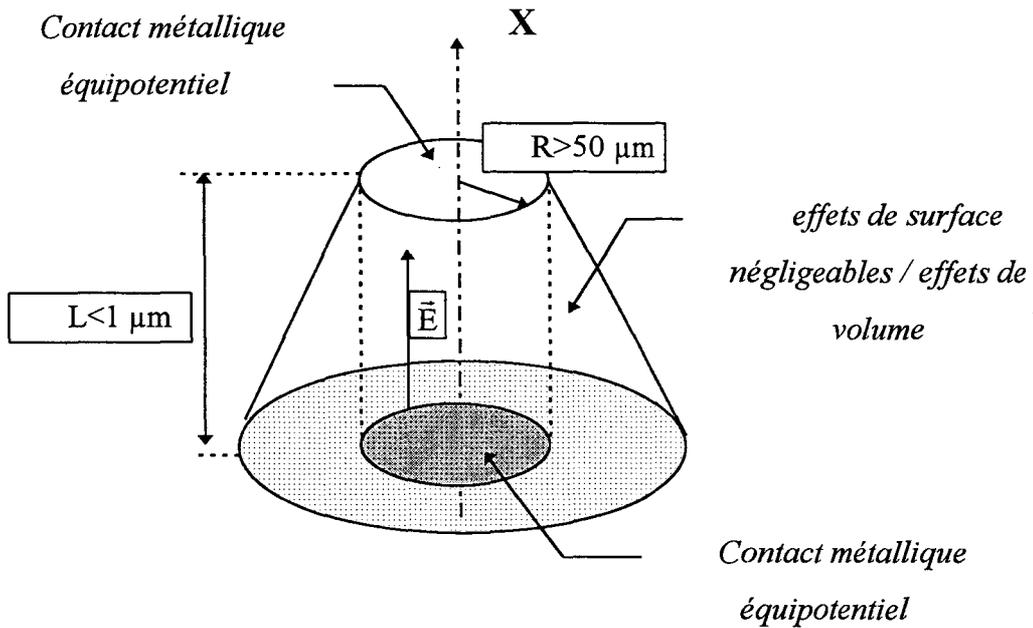
Ainsi dans le cadre de notre étude, nous avons repris le modèle numérique macroscopique bipolaire unidimensionnel de type "dérive-diffusion" développé antérieurement dans notre laboratoire par C. Dalle dans le cadre d'une étude portant sur les diodes A.T.T. au silicium fonctionnant en régime continu d'oscillation dans la gamme des ondes millimétriques [6].

Le choix d'un tel modèle par rapport à un modèle hydrodynamique non-stationnaire de type "énergie" a été justifié par une étude comparative exhaustive qui a permis de montrer le rôle négligeable des effets de relaxation de l'énergie des porteurs dans la description du fonctionnement des diodes A.T.T. au silicium à 94 GHz et la définition de leurs performances [4]. Ce modèle permet de prendre en compte de façon réaliste les données technologiques (profil de dopage) et géométriques (section, longueur de diode) du composant incluant les zones ohmiques des contacts fortement dopés. Ainsi, les conditions aux limites du composant peuvent être imposées de façon rigoureuse car ses extrémités se trouvent constamment dans des zones au comportement ohmique proche des conditions de l'équilibre thermodynamique. De plus, le courant résiduel initialisant le processus d'avalanche au début de chaque cycle hyperfréquence n'est pas imposé a priori mais résulte du fonctionnement dynamique naturel du composant.

III.1 Modèle macroscopique bipolaire unidimensionnel du type "dérive-diffusion"

Les composants objets de notre étude sont des dipôles de structure méssa présentant un diamètre supérieur à 100 μm pour une épaisseur de zone active inférieure à 1 μm . En conséquence, les effets de surface restent négligeables devant les effets de volume. De plus, les contacts métalliques sont considérés comme idéaux. En conséquence le potentiel à un instant t est considéré comme constant sur les électrodes. Le champ électrique est donc uniforme et parallèle à l'axe du méssa. Cette grandeur régit principalement les phénomènes de transport des porteurs libres dans ce type de diode. Nous pouvons donc raisonnablement admettre que la dynamique des porteurs de charge présente un caractère unidimensionnel selon l'axe de symétrie du méssa (figure I-1).

Figure I-1: Composant de structure " mésa " .



III.1.1 Formulation analytique du modèle : variables et équations de base

Les principales variables internes du modèle dérive-diffusion sont le potentiel électrostatique local V_x et les densités d'électrons n et de trous p . Le modèle est ainsi constitué des équations de continuité et de l'équation de Poisson [3]. Dans notre modèle, la différence de potentiel est imposée à chaque instant aux bornes du composant alors que le courant total le parcourant est calculé par résolution du système d'équations. Ces équations ont été normalisées afin de simplifier leur traitement numérique (figure I-2) [6].

Figure I-2 : Modèle macroscopique bipolaire unidimensionnel de type "dérive-diffusion".

- **Equations de continuité:**

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + g - u$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + g - u$$

$$g = \alpha_n(E_x(x)) \cdot |J_n| + \alpha_p(E_x(x)) \cdot |J_p|$$

avec

$$u = \frac{(n \cdot p - 1)}{\tau_n \cdot (n + 1) + \tau_p \cdot (p + 1)}$$

g: taux de génération par ionisation par choc

u: taux de recombinaison (formule de Read Shockley Hall)

- **Conditions aux limites**

$$\frac{\partial J_n}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial J_p}{\partial x} = 0$$

- **Densité de courant:**

$$J_n = -n \cdot V_n = n \cdot \mu_n(E_x(x)) \cdot E_x(x) + \mu_n(E_x(x)) \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = p \cdot V_p = p \cdot \mu_p(E_x(x)) \cdot E_x(x) + \mu_p(E_x(x)) \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$

• **Equation de Poisson:**

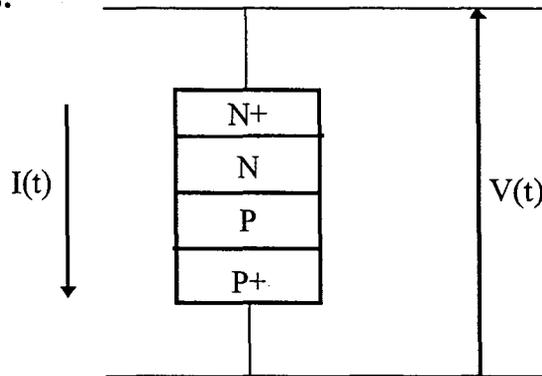
$$-\frac{\partial^2 V_X(x)}{\partial x^2} = N_d - N_a + p - n$$

$$E_X(x) = -\frac{\partial V_X(x)}{\partial x}$$

• **Conditions limites:**

$$V_X(0) = 0$$

$$V_X(L) = V(t)$$



• **Equation de courant:**

$$I(t) = S \cdot \left\{ J_n + J_p + \frac{\partial E_X(x, t)}{\partial t} \right\}$$

La résolution de ces équations nécessite la connaissance des évolutions des paramètres caractéristiques du transport des porteurs de charges (électrons et trous) dans le matériau semiconducteur, à savoir :

- la vitesse de dérive,
- la mobilité,
- les taux d'ionisation,
- la durée de vie,
- le coefficient de diffusion,

en fonction des paramètres de fonctionnement (température, champ électrique) et technologique (niveau de dopage). Les références ainsi que les évolutions des principales grandeurs que nous utilisons pour le silicium sont détaillées en annexe I.

Signalons à ce niveau que l'influence du courant injecté par effet tunnel a été systématiquement négligée dans nos simulations. Cet effet important peut être pris en compte de façon phénoménologique dans les équations de continuité par l'intermédiaire d'un taux de génération équivalent de la forme : $g(E) = A.E^2.e^{-E/B}$

où E est l'intensité du champ électrique local [8].

Il est en effet apparu difficile de donner aux paramètres A et B des valeurs fiables [9-11]. De plus, la génération de porteurs libres par effet tunnel dépend fortement du caractère abrupt de la transition du niveau de dopage à l'interface de la jonction P-N où, dans les diodes A.T.T., l'intensité du champ électrique atteint ses valeurs maximales. Or il apparaît que le profil de dopage des diodes réelles présente une transition relativement douce ce qui tend à limiter le champ électrique dans cette zone et donc l'effet tunnel. D'autre part, en régime impulsionnel, les diodes sont polarisées à des densités de courant très élevées. Les effets de réaction de charge d'espace induits tendent à uniformiser le profil de champ électrique interne sur la totalité de la zone active de la diode et donc à limiter l'intensité du champ électrique à l'interface de la jonction PN à des valeurs en-deçà de 10^8 V/m.

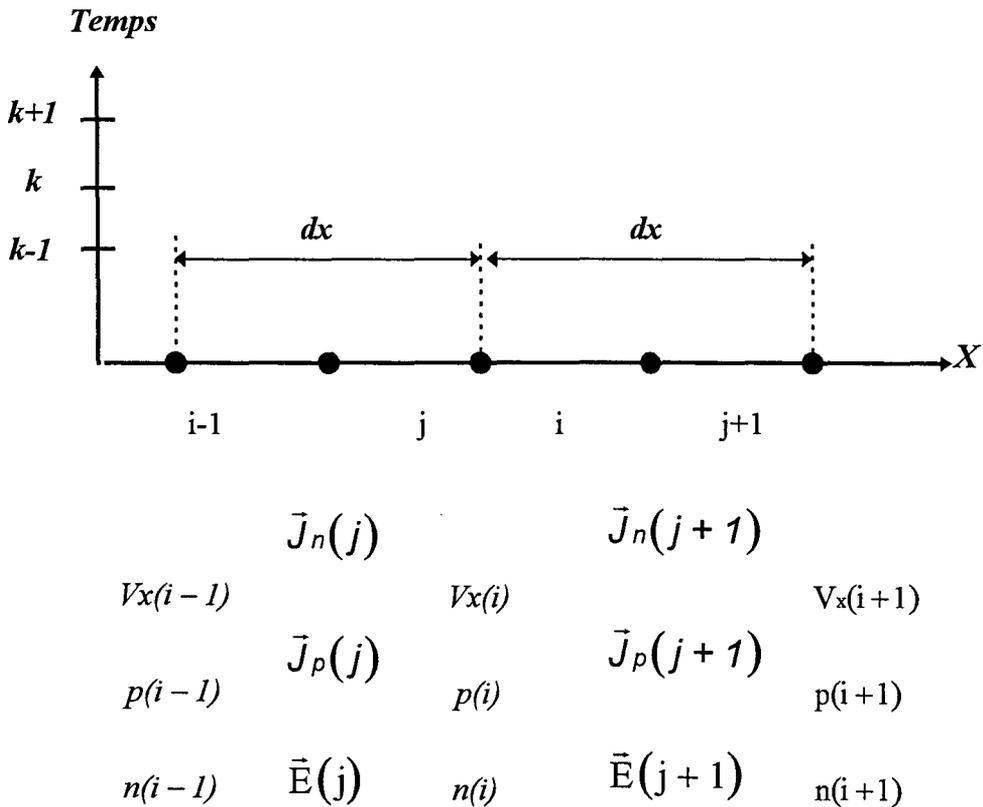
III.1.2 Méthode de résolution numérique

Le modèle "dérive-diffusion" se présente d'un point de vue mathématique sous la forme d'un système d'équations aux dérivées partielles non-linéaires, dont la résolution ne peut se faire simplement de manière analytique.

La résolution numérique de ce système nécessite au préalable une discrétisation de l'espace et du temps.

Compte tenu des dimensions submicroniques de la zone active du composant, nous avons utilisé un maillage uniforme sur toute la longueur du composant dans lequel les grandeurs vectorielles sont calculées à des abscisses situées à égale distance de deux noeuds où sont calculées les grandeurs scalaires. (figure I-3).

Figure I-3: Maillage utilisé dans le modèle



Le maillage sur le temps est de même uniforme ($\Delta t = \text{constante}$)

III.1.3 Schéma numérique relatif à un noeud

La résolution numérique des équations est fondamentalement basée sur la méthode des différences finies [11].

En ce qui concerne les densités de courant, la formulation numérique du terme de dérive est basée sur "l'up-stream" méthode [12]. Le terme de diffusion est calculé à partir d'une dérivée centrée sur deux noeuds.

La résolution des équations de continuité est basée sur une méthode implicite en ce qui concerne le terme de divergence du courant [13]. Dans notre schéma de discrétisation, seule la variable densité de porteurs est traitée de façon purement implicite alors que les

coefficients engendrés lors du développement des expressions des densités de courant sont exprimés de façon explicite. Cette "linéarisation dans le temps" des coefficients permet une résolution séquentielle des équations constituant le modèle au bénéfice de la simplicité de l'algorithme [14]. Cette hypothèse est justifiée par la valeur très faible de l'incrément temporel. Le terme source de génération-recombinaison est traité systématiquement de façon purement explicite.

Le schéma de discrétisation de l'équation de Poisson est classiquement basé sur la formulation d'une dérivée seconde centrée sur trois points, en ce qui concerne le laplacien

$$\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} \right).$$

Ainsi, après regroupement des termes, la forme numérique des différentes équations définies à l'instant k pour un noeud i situé dans le volume du composant peut s'exprimer sous la forme standard suivante :

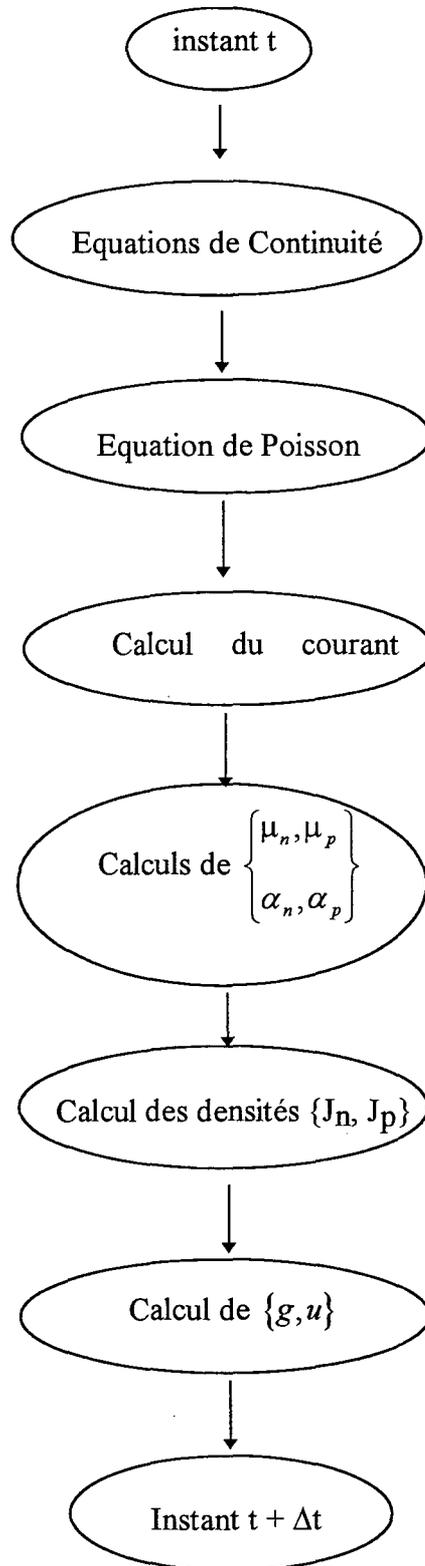
$$\alpha_i^k \cdot X_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k \cdot X_i^{k+1} + \gamma_i^k \cdot X_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k$$

Les noeuds situés aux limites du maillage spatio-temporel nécessitent un traitement particulier.

Les conditions aux limites pour les équations de continuité sont basées sur une méthode de Neumann ($\partial X / \partial x = 0$ en $x = 0$ et $x = L$).

En ce qui concerne l'équation de Poisson, l'extrémité du contact P^+ est systématiquement considérée comme origine des potentiels ($V_x(0) = 0$) alors que le potentiel à la limite du contact N^+ est égal à la différence de potentiel $V(t)$ appliquée aux bornes du composant à laquelle doit être soustraite la tension de diffusion V_{bi} (built in) ($V_x(L) = V(t) - V_{bi}$)

Figure I-4: organigramme de la résolution séquentielle



A l'instant initial de la simulation, une configuration complète des grandeurs physiques est obtenue à l'aide d'une résolution simplifiée des équations dans laquelle les effets de diffusion sont négligés.

III.1.4 Algorithme de résolution

Pour chacune des équations formant le modèle, à un instant t , l'ensemble des équations numériques définies pour chaque type de noeud du maillage est rassemblé sous une forme matricielle :

$A^k X^{k+1} = B^k$ où A est une matrice tridiagonale contenant les coefficients $\alpha^k, \beta^k, \gamma^k$, X^{k+1} le vecteur inconnu à calculer et B^k le vecteur contenant les termes du second membre des équations. Ce système matriciel est résolu globalement de façon directe à l'aide de la méthode dite du "double balayage" de Cholewsky [15].

Les équations de continuité et de Poisson sont résolues de façon séquentielle suivant l'organigramme présenté figure I-4.

La stabilité numérique du modèle nécessite le respect de la condition liée à la vitesse de calcul $V_{cal} = dx/dt$ à savoir :

$$2V_{max} < V_{cal} \text{ ou } V_{max} \text{ est la vitesse maximale des porteurs}$$

$$\text{et le respect de la condition de relaxation diélectrique donnée par : } dt < \frac{\epsilon}{q \cdot N_{max} \cdot \mu(N_{max})}$$

où N_{max} est le niveau de dopage maximum et μ la mobilité associée.

IV Modélisation électrique temporelle du circuit

D'un point de vue général, la modélisation électrique d'un circuit électronique dans le domaine temporel consiste à résoudre le système d'équations intégro-différentielles de Kirchoff décrivant le comportement électrique instantané du circuit considéré (lois des noeuds et des mailles). Dans ce modèle, les variables principales sont les courants et tensions développés dans chaque branche du circuit. Les équations peuvent rarement être résolues par des méthodes analytiques simples. C'est pourquoi nous avons développé un algorithme numérique que nous nous proposons de décrire en détail en considérant un exemple simple de modèle électrique de l'oscillateur A.T.T. (figure I-5). Celui-ci ne comporte qu'un générateur de courant idéal alimentant la diode, aux bornes de laquelle est connecté le circuit passif. Dans notre exemple, nous considérons le circuit passif de charge comme simplement constitué d'un circuit RLC série.

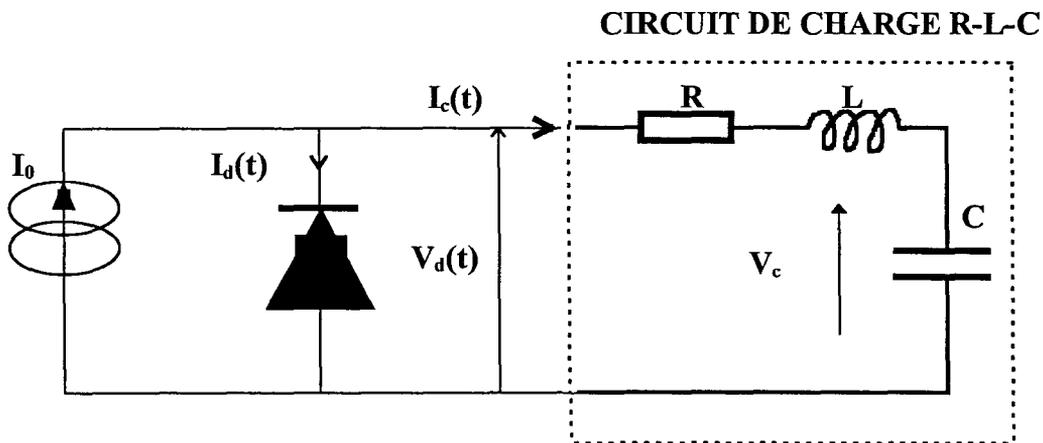


Figure I-5: Modèle électrique de l'oscillateur A.T.T.

- Modèles associés à chaque élément du circuit -

<i>type</i>	<i>analytique</i>	<i>numérique</i>
inductance L	$v(t) = L \frac{di(t)}{dt}$	$V^K = L \left(\frac{I^K - I^{K-1}}{\Delta t} \right)$
capacité C	$i(t) = C \frac{dv(t)}{dt}$	$I^K = C \left(\frac{V^K - V^{K-1}}{\Delta t} \right)$
résistance	$v(t) = Ri(t)$	$V^K = RI^K$
générateur de courant idéal I_0	$I_0(t)$	I^K
diode A.T.T	$i(t) = f(v(t))$	$I^K = f(V^K)$

- Formulation des équations de circuit -

<i>Analytique</i>	<i>Numérique</i>
$I_d(t) = f(V_d(t))$	$I_d^K = f(V_d^K)$
$I_c(t) = I_0 - I_d(t)$	$I_c^K = I_0 - I_d^K$ $V_c^K = V_c^{K-1} + \frac{dt}{C} \cdot I_c^K$
$V_d(t) = L \frac{di_c(t)}{dt} + \frac{1}{C_0} \int_0^t i_c(t) dt + Ri_c(t)$	$F^K = V_d^K - L \left(\frac{I_c^K - I_c^{K-1}}{dt} \right) - V_c^K - RI_c^K$

IV.1 Méthode de résolution

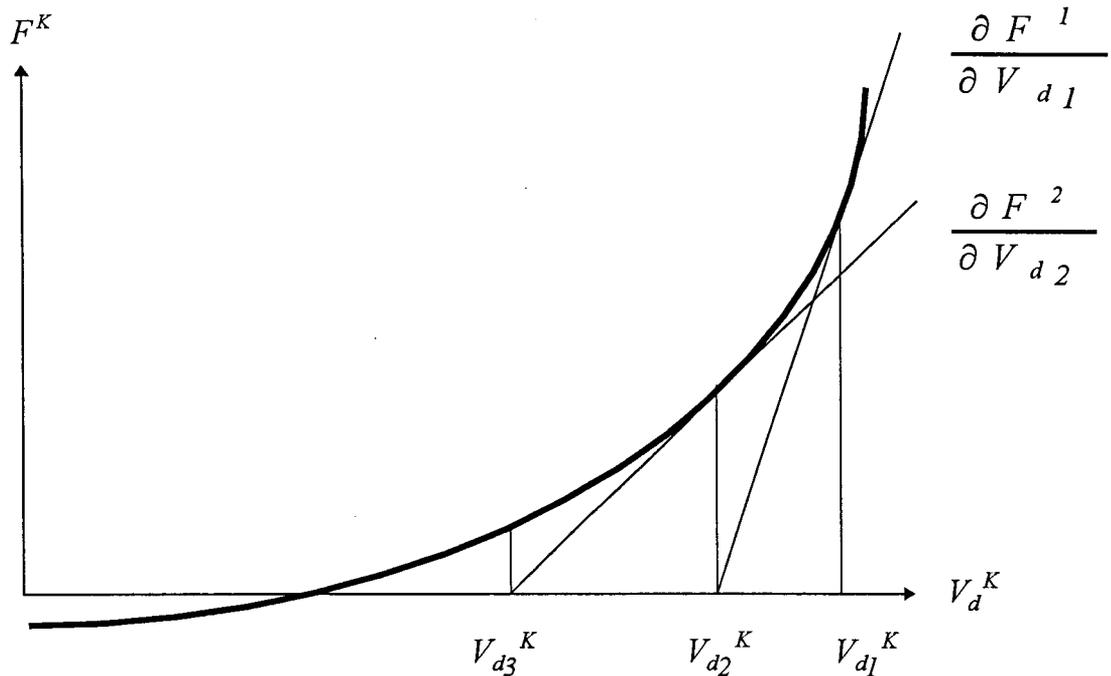
La formulation numérique des équations de Kirchoff nécessite la définition d'un modèle numérique associé à chaque élément de circuit. Ainsi, dans notre modélisation, les composants semiconducteurs présentant en général un comportement non linéaire peuvent être modélisés à l'aide de modèles physiques temporels [16]. Ces modèles sont classiquement des modèles macroscopiques unidimensionnels, quasi-bidimensionnels ou bidimensionnels. Ils permettent de déterminer la relation instantanée reliant le (ou les) courant(s) circulant dans chaque composant et la (ou les) tension(s) développée(s) à leurs bornes.

Les autres éléments de circuit sont principalement des résistances, capacités et inductances, ainsi que des générateurs de courant et de tension libres ou liés. On peut leur ajouter des éléments en général non linéaires directement définis par une relation courant-tension instantanée. Dans cette catégorie, nous placerons les éléments caractérisés par leur réponse impulsionnelle dont la relation courant-tension est définie par une intégrale de convolution. Nous reviendrons plus loin sur l'utilisation de ce type d'élément de circuit. Ainsi, dans notre modélisation, les modèles numériques associés à tous les éléments de circuits autre que les composants semiconducteurs modélisés à l'aide de modèles physiques, sont basés sur une formulation aux différences finies explicite. Cette méthode permet de réduire le nombre de variables des équations du circuit à celles constituant les grandeurs de commande des modèles physiques des composants semiconducteurs [14]. En ce qui nous concerne, ces grandeurs sont classiquement les différences de potentiel imposées aux bornes des composants. Cette méthode réduit notablement l'effort de calcul. Elle est justifiée par la valeur très faible de l'incrément temporel imposé par les modèles physiques des composants, qui est de l'ordre de 10^{-14} s dans le cas de la diode A.T.T. Ainsi, une fois établie la forme numérique des équations du circuit, leur résolution est effectuée à chaque instant à l'aide de la méthode de Newton-Raphson [18]. Cette méthode itérative est basée sur la construction d'une suite convergente de valeurs des variables du système d'équations du circuit conduisant à la détermination de sa racine.

Cette suite est de la forme : $X^{K+1} = X^K - J^{-1}.F^K$ où K est l'indice d'itération, X est le vecteur contenant les tensions de commande des composants semiconducteurs, F est le vecteur

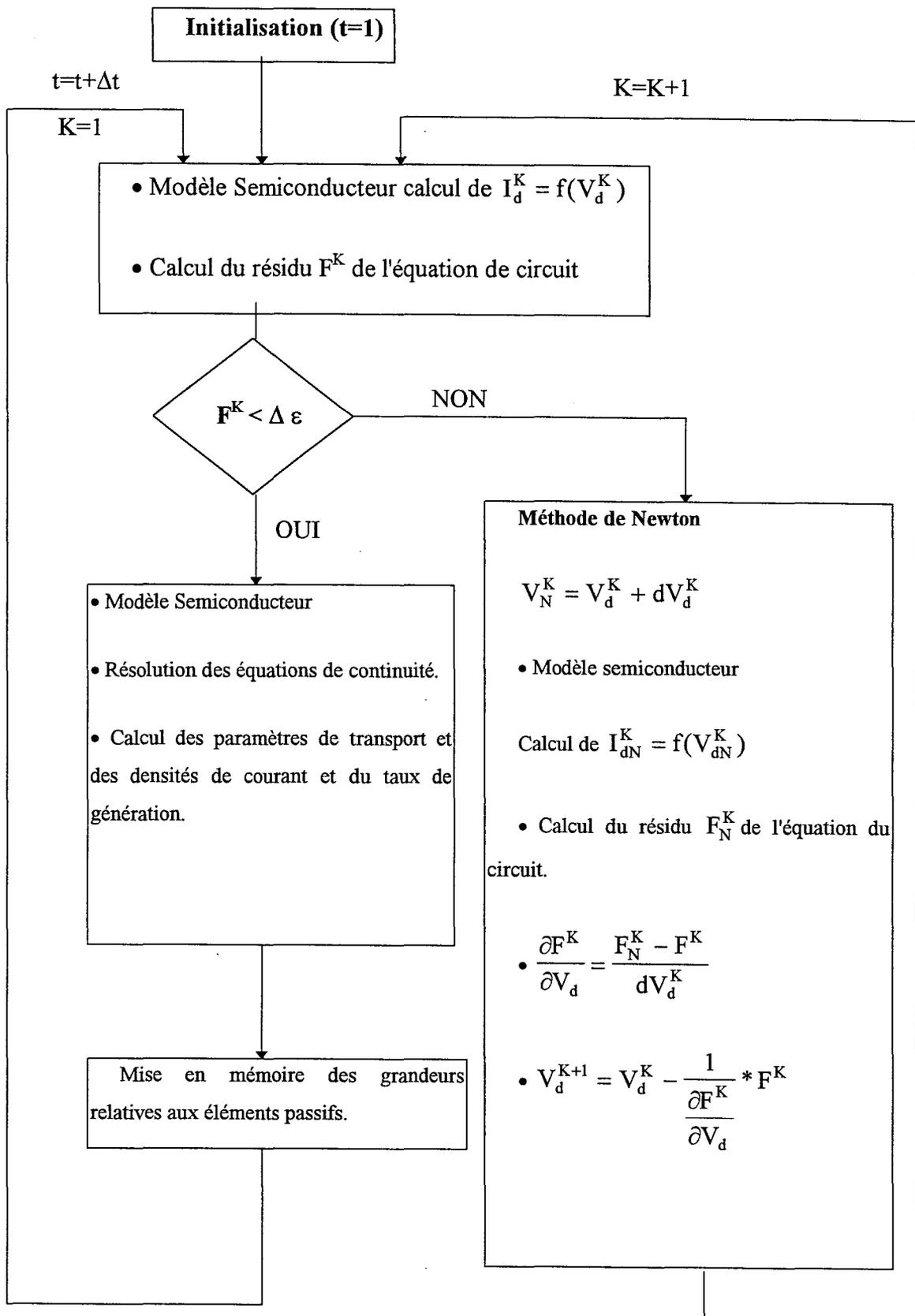
contenant le résidu associé à chaque équation de circuit, J est le Jacobien construit à partir du calcul des dérivées partielles $\partial F/\partial V$ (figure I-6).

Figure I-6: Méthode de Newton - Raphson.



Rappelons à ce niveau que la résolution des équations relatives à notre modèle de la diode A.T.T. s'effectue de façon séquentielle. Ce découplage est mis à profit dans la procédure de résolution de l'équation du circuit (figure I-7). En effet, la méthode itérative de Newton-Raphson nécessite une utilisation répétitive du modèle physique de la diode pour le calcul de la relation $I_d = (f(V_d))$ au détriment du temps de calcul. Aussi, dans notre modélisation, lors des appels au modèle du composant pour le calcul de cette relation, seule l'équation de Poisson est résolue, suivie du calcul immédiat du courant total. Ainsi, à un instant t de la simulation, l'ajustement progressif de la valeur de la tension V_d n'est traduit que par des variations du courant de déplacement circulant dans la diode. La résolution des équations de continuité, le calcul des courants de conduction et des paramètres de transport

Figure I-7 : Procédure de résolution de l'équation du circuit



ne sont effectués qu'une fois la résolution de l'équation de circuit terminée. Cette méthode entraîne une réduction notable du temps de calcul. Là encore, son utilisation est justifiée par la valeur très faible de l'incrément temporel imposé par le modèle numérique du composant semiconducteur.

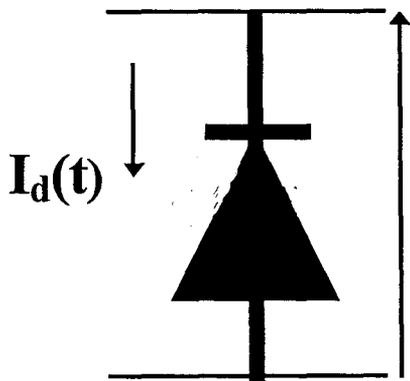
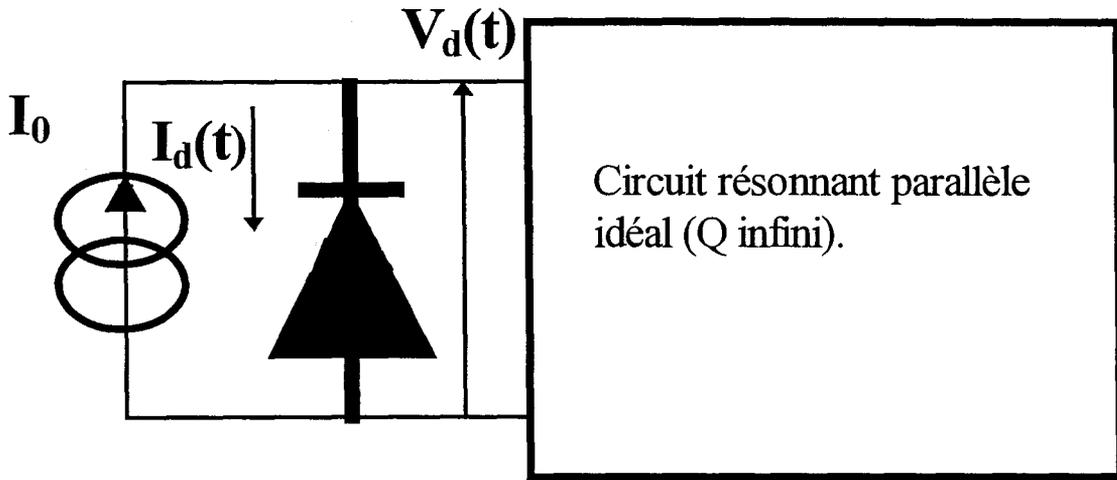
IV.2 Modèle temporel en régime purement sinusoïdal

Le modèle le plus simple de l'oscillateur A.T.T. repose sur l'hypothèse que le circuit passif de charge de la diode se comporte globalement d'un point de vue électrique comme un circuit résonnant parallèle idéal à la fréquence d'oscillation choisie. Suivant cette approximation, le modèle de l'oscillateur se réduit à l'utilisation directe du modèle de la diode dans lequel la forme d'onde de la tension instantanée développée à ses bornes est considérée comme purement sinusoïdale de la forme : $V(t) = V_0 + V_{RF} \sin(\omega t)$.

Le courant total la parcourant dépend de la physique interne du composant et est déterminé par résolution des équations constituant le modèle dérive-diffusion (figure I-8).

En pratique, la simulation est effectuée pour une température de fonctionnement et une amplitude de tension hyperfréquence V_{RF} imposée, et sur un nombre de périodes du signal suffisant, conduisant à l'obtention d'une forme d'onde du courant parfaitement stable. De plus, l'obtention d'un courant moyen imposé correspondant au régime de polarisation continu réel de la diode nécessite un ajustement progressif de la tension continue d'alimentation V_0 , traduisant l'effet d'autopolarisation. Ainsi, une fois le régime d'oscillation permanent établi, une décomposition en série de Fourier, sur une période du signal, des formes d'ondes du courant et de la tension, effectuée sur toute la longueur de la structure, permet de déterminer la puissance continue absorbée par la diode, la puissance hyperfréquence émise et le rendement de conversion associé ainsi que le niveau d'impédance et ainsi de caractériser le comportement électrique dynamique moyen local dans le composant. Les valeurs obtenues à l'extrémité du contact N^+ de la diode définissent alors les grandeurs effectivement disponibles en pratique. Le résultat obtenu n'a alors de sens que dans la mesure où la condition

Figure I-8 : Modèle temporel de l'oscillateur A.T.T. en régime purement sinusoïdal



$$V_d(t) = V_0 + V_{RF} \sin(\omega t)$$

Autopolarisation

I_0

$$I_d(t) = f(V_d(t))$$

d'oscillation déterminée par le modèle peut être réalisée en pratique, c'est à dire que le niveau d'impédance théorique présente une valeur compatible avec la technologie des circuits passifs de charge.

Dans ce mode d'analyse, l'influence du niveau d'impédance de charge peut être partiellement prise en compte. En effet, le niveau de résistance dynamique de la diode dépend directement de l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{RF} . L'influence de la réactance de charge ne peut par contre être considérée du fait que la fréquence de fonctionnement est a priori imposée.

Le modèle temporel purement sinusoïdal est particulièrement adapté à l'étude systématique des phénomènes physiques déterminant le fonctionnement électrique dynamique de la diode, à la définition de ses performances intrinsèques ainsi qu'à l'optimisation de sa structure.

IV.3 Modélisation électrique temporelle isotherme de l'oscillateur A.T.T.

Le modèle purement sinusoïdal repose sur l'hypothèse d'un circuit passif de charge hyperfréquence présentant un coefficient de qualité infini.

Quand, de façon plus réaliste, ce coefficient est considéré comme fini, aucune hypothèse ne peut être a priori formulée sur la forme d'onde et la fréquence des signaux électriques développés dans l'oscillateur. Les équations de Kirchhoff doivent être résolues numériquement à chaque instant conformément à la méthode présentée précédemment. Le modèle électrique temporel a été principalement utilisé dans l'étude du fonctionnement du circuit en régime continu d'oscillation libre et verrouillé par injection à température fixée. Il est particulièrement approprié à l'optimisation des conditions de polarisation et du niveau d'impédance de charge de la diode à 94 GHz pour un fonctionnement à puissance maximale dans une large gamme de température. Une première évaluation de ce niveau d'impédance peut être déduit des résultats issus des simulations menées en régime purement sinusoïdal. La densité de courant de polarisation doit être ajustée de façon à ce que la fréquence fondamentale de fonctionnement soit de 94 GHz. Le modèle permet de plus la mise en

évidence des effets paramétriques résultant de l'interaction composant-circuit de charge hyperfréquence, ainsi que des effets de polarisation.

Dans ces simulations, le circuit, initialement à l'équilibre thermodynamique, est soumis à une polarisation brutale. On observe un démarrage quasi-immédiat de l'oscillateur en régime grand signal et une stabilisation rapide au bout de quelques centaines de picosecondes. L'intervalle de temps réellement simulé (de l'ordre de 6 à 7 ns) est imposé de façon à ce que le régime de fonctionnement permanent soit décrit sur une durée suffisante pour que l'analyse de Fourier puisse être effectuée avec une précision satisfaisante. Celle-ci est basée d'une part sur une transformée de Fourier numérique pour l'obtention par exemple du spectre de la puissance de sortie. Elle repose d'autre part sur une analyse temporelle basée sur l'évaluation de la "fréquence fondamentale instantanée" des signaux associée à une décomposition en série de Fourier à cette fréquence permettant une définition de la puissance et de l'impédance "instantanées". Cette dernière analyse ne peut être effectuée avec précision que lorsque les signaux présentent une forme d'onde suffisamment monochromatique.

Deux types de modèle du circuit passif de charge hyperfréquence ont été principalement considérés :

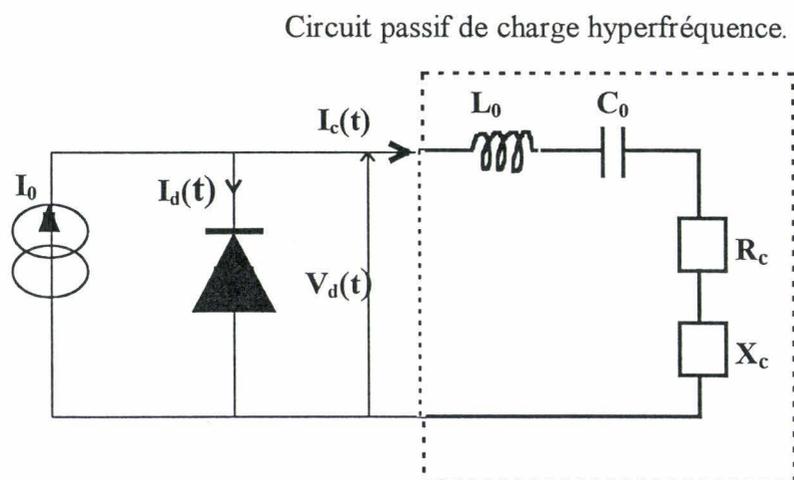
- un circuit à éléments localisés de type RLC série.
- un circuit défini sous la forme d'un dipôle équivalent caractérisé par sa réponse impulsionnelle.

IV.3.1 Circuit passif défini de façon localisée

Le modèle électrique à éléments localisés de notre oscillateur le plus couramment utilisé est celui présenté figure I-9. Il comporte un générateur de courant de polarisation idéal alimentant la diode aux bornes de laquelle est connecté le circuit passif de charge hyperfréquence de type RLC série. Le circuit résonnant à 94 GHz L_o , C_o permet d'assurer d'une part un découplage parfait des circuits de polarisation et de charge hyperfréquence et d'autre part de pouvoir modifier le coefficient de qualité externe de l'oscillateur. L'impédance de charge proprement dite de la diode est constituée de la résistance R_c et de la réactance X_c .

pouvant être soit une capacité soit une inductance selon le mode de fonctionnement de la diode.

Figure I-9 : Modèle électrique à éléments localisés de l'oscillateur.



La figure I-10 présente un exemple typique de résultat issu de ce type de simulations. Elle présente les évolutions temporelles du courant de polarisation I_0 , du courant I_d parcourant la diode et de la tension V_d développée à ses bornes ainsi que du courant I_c circulant dans le circuit passif de charge hyperfréquence. Ces évolutions décrivent le régime transitoire suivant la polarisation du circuit à l'instant initial, jusqu'à la stabilisation du fonctionnement en régime continu d'oscillation.

Le spectre de la puissance dissipée dans la résistance de charge R_c , effectué une fois le régime permanent parfaitement établi, nous permet de vérifier dans ce cas que l'oscillateur fonctionne à une fréquence proche de 94 GHz.

Figure I-10 : Evolutions temporelles du courant parcourant la diode et de la tension développée à ses bornes.

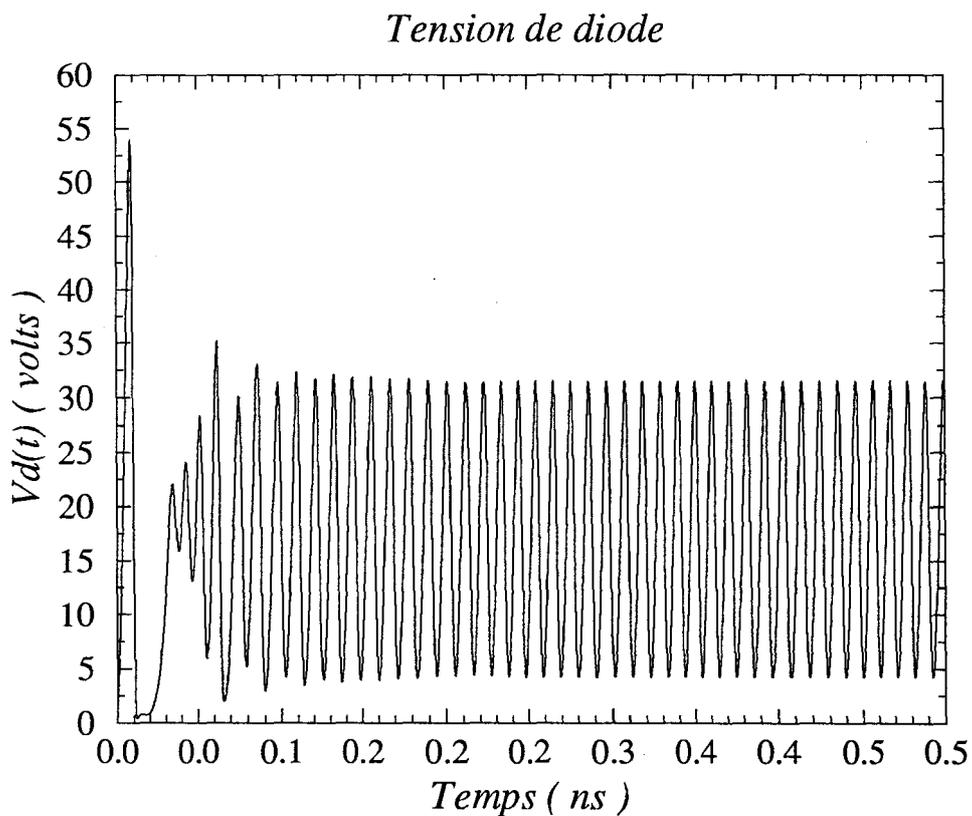
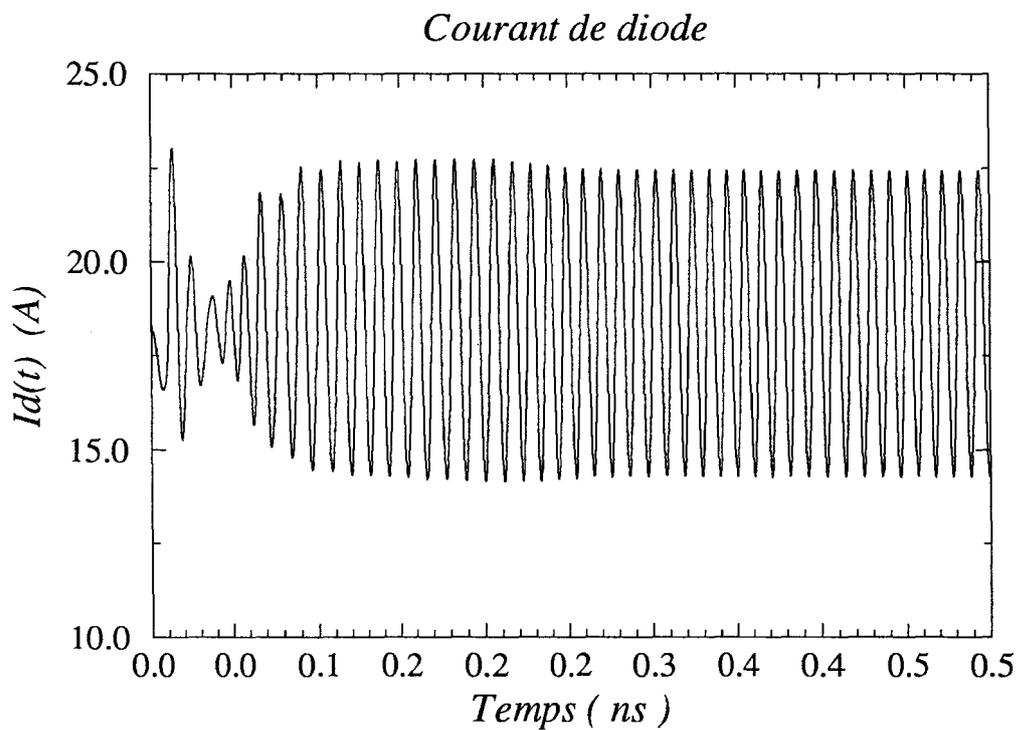


Figure I-10 : Evolutions temporelles du courant de polarisation et du courant circulant dans le circuit passif de charge hyperfréquence.

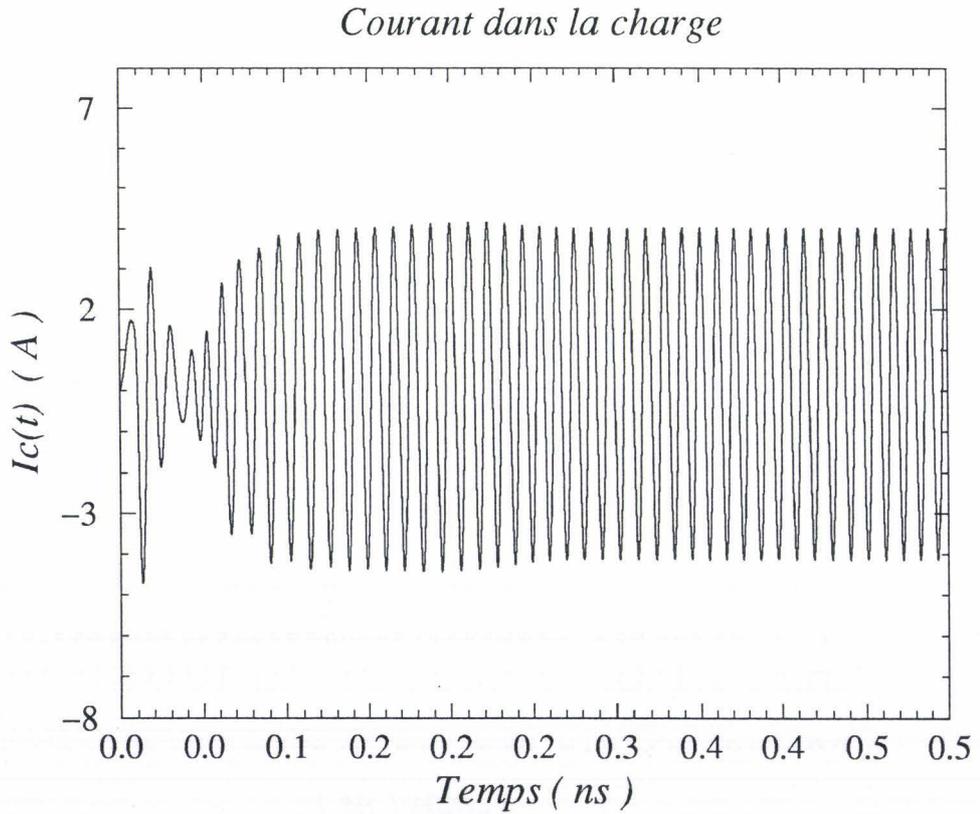
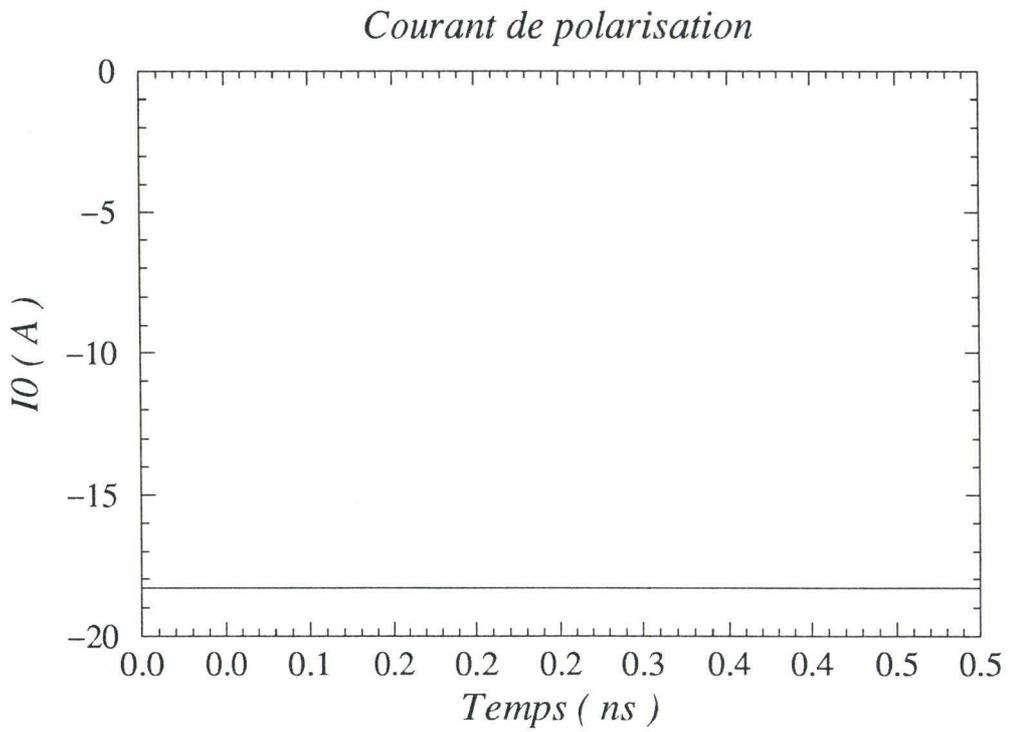


Figure I-10 : Caractéristiques du circuit de charge et de la diode dans le modèle électrique à éléments localisés de l'oscillateur. Analyse de Fourier en régime permanent.

- Caractéristiques de la diode-

Section de diode égale à 10^{-8} m^2	N ⁺	N	P	P ⁺
Dopage (m^{-3})	$2.2 \cdot 10^{24}$	$2 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{23}$	$2.2 \cdot 10^{24}$
Longueur (μm)	0.25	0.15	0.15	0.25

- Caractéristiques du circuit de charge hyperfréquence -

L_0 (H)	C_0 (F)	R_c (Ω , 94 GHz)	X_c (Ω , 94 GHz)
$1.8 \cdot 10^{-11}$	$1.6 \cdot 10^{-13}$	3	1

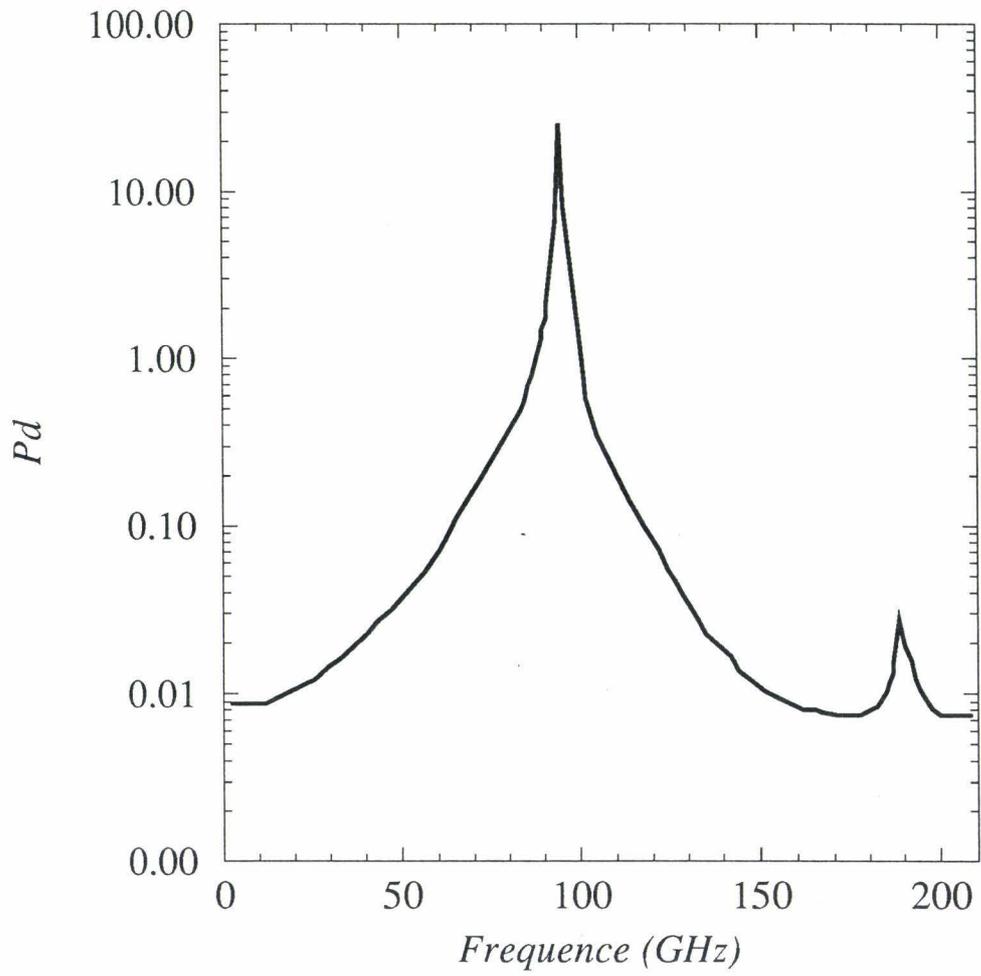
- Polarisation continue -

I_0 (A)	V_0 (V)	P_0 (W)	T_j (K)
18	17	312	500

- Analyse de Fourier -

	F (GHz)	P_{ref} (W)	η (%)	V_{ref} (V)	I_{ref} (A)	R_n (Ω) / X_n (Ω)
F ₁	94	-25.7	8.2	13.33	4.08	-3.08 / -1.07
F ₂	188	-0.03	*	2.55	0.14	-2.94 / -18.02

- Spectre de la puissance -



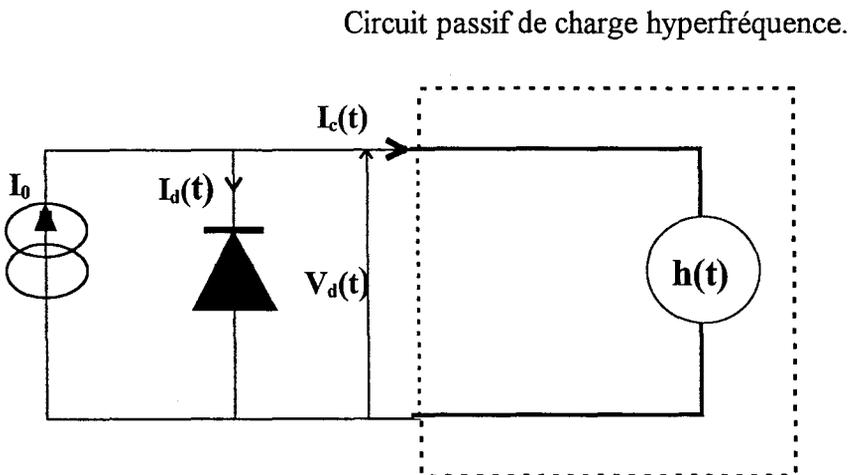
La détermination de la fréquence fondamentale instantanée et la décomposition en série de Fourier des signaux à cette fréquence permettent une évaluation plus précise du niveau de puissance disponible et du rendement de conversion associé. Le niveau d'impédance de la diode à 94 GHz nous montre que la condition d'oscillation est bien vérifiée conformément à la théorie analytique classique des oscillateurs à résistance négative.

IV.3.2 Circuit passif défini par sa réponse impulsionnelle.

La modélisation du circuit passif de charge à l'aide d'un simple circuit RLC constitue dans certains cas une faiblesse de notre modèle d'oscillateur. En effet, ce circuit simple ne peut traduire de façon totalement réaliste le comportement fréquentiel du circuit passif de charge réel vu au niveau de la partie semiconductrice de la diode ATT. Le circuit passif réel est constitué d'une cavité métallique dont la structure est basée sur une transition ligne coaxiale guide d'onde réduit auquel doit être ajouté le boîtier de la diode et ses éléments de connexion. Ce circuit est notamment susceptible, selon les réglages, de présenter un nombre varié de résonances pouvant influencer sur le comportement électrique instantané de l'oscillateur.

Les propriétés globales du circuit passif de charge peuvent potentiellement être prises en compte dans notre modèle électrique temporel d'oscillateur par l'intermédiaire d'un dipôle équivalent caractérisé par la réponse impulsionnelle de ce circuit (figure I-11).

Figure I-11 : Circuit passif de charge caractérisé par sa réponse impulsionnelle.



Le calcul du courant dans ce dipôle nécessite alors l'évaluation à chaque instant de l'intégrale de convolution :

$$I_c(t) = \int_0^t h(t - \tau)v_d(\tau)d\tau$$

Cette technique permet de coupler indirectement différents types de modèles plus élaborés du circuit passif de charge à notre modèle d'oscillateur. Il suffit que ces modèles soient capables de déterminer l'évolution fréquentielle de l'admittance du circuit passif vu par la diode (figure I-12). La transformée de Fourier inverse de cette grandeur définit alors la réponse impulsionnelle du circuit passif (figure I-13). L'emploi de cette technique présente cependant quelques inconvénients qui ne peuvent être négligés :

- tout d'abord, le calcul répétitif de l'intégrale de convolution requiert un temps de calcul nettement supérieur à celui nécessaire au calcul des équations de circuit dans le cas du modèle à éléments localisés.
- deuxièmement, les modèles de circuit passif doivent présenter un domaine fréquentiel de validité dans une bande suffisamment large. En effet, la prise en compte du comportement fréquentiel du circuit passif jusqu'à des fréquences de l'ordre de 200 GHz nous semble important de façon à tenir au moins compte de l'influence de l'harmonique 2 du signal fondamental à 94 GHz. Le comportement du circuit de charge en deçà de la fréquence de coupure du guide de sortie (75 GHz) nous semble d'autre part aussi important de façon à traduire de manière correcte les effets essentiellement réactifs intervenant dans cette gamme de fréquence.
- La limitation fréquentielle de la bande de définition de l'admittance du circuit passif induit des problèmes purement numériques liés à l'utilisation de la transformée de Fourier inverse. Sans entrer dans les détails, la forme de la fenêtre de troncature (rectangulaire, Hanning...) de l'évolution de l'admittance influe sur le résultat de la FFT [19]. Ce problème a été considéré avec soin dans nos simulations.

Figure I-12 : Evolution fréquentielle de l'impédance du circuit de charge de l'oscillateur

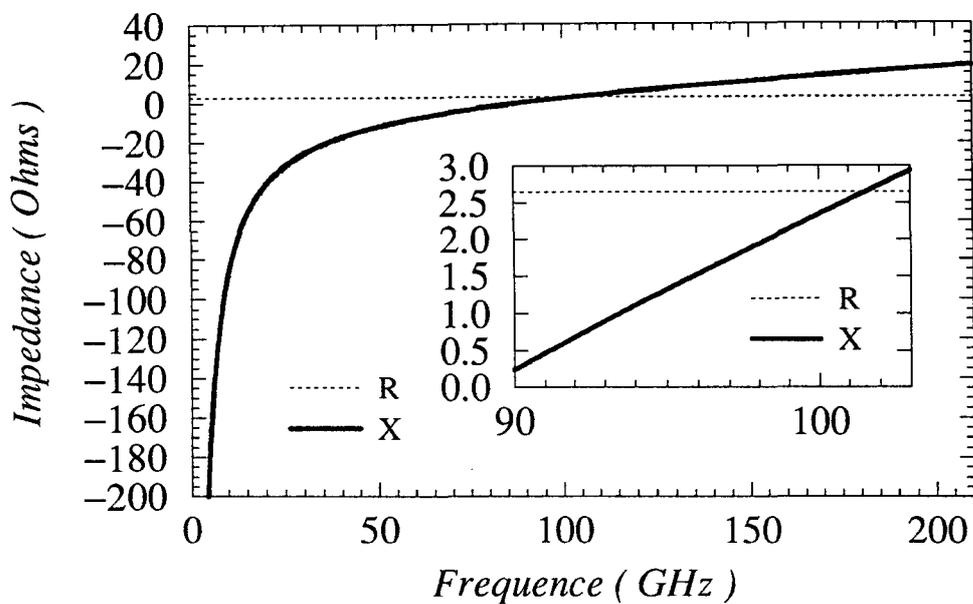
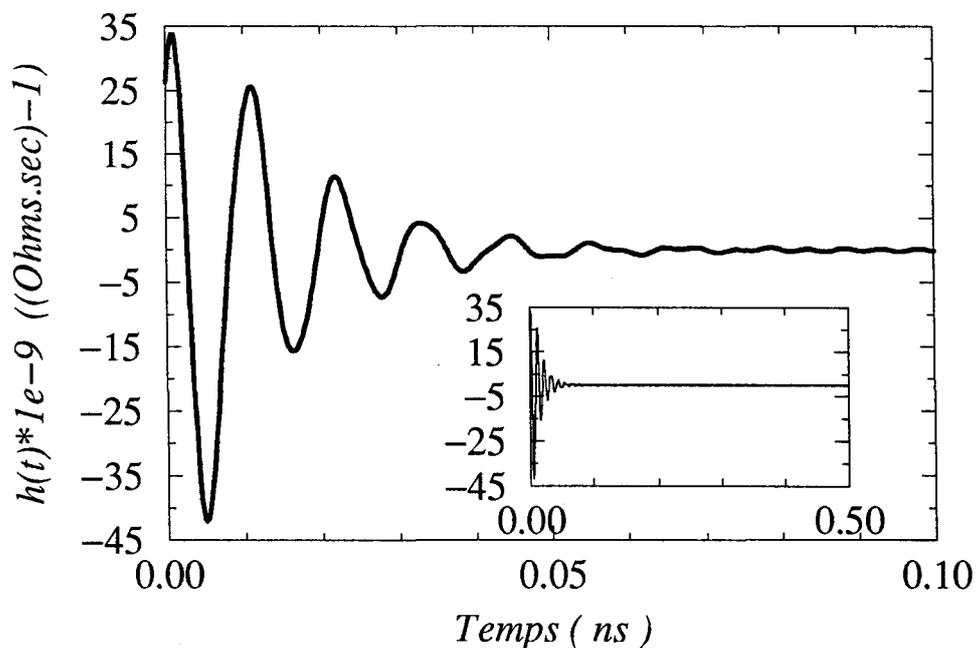


Figure I-13 : Evolution de la réponse impulsionnelle $h(t)$ du circuit de charge de l'oscillateur

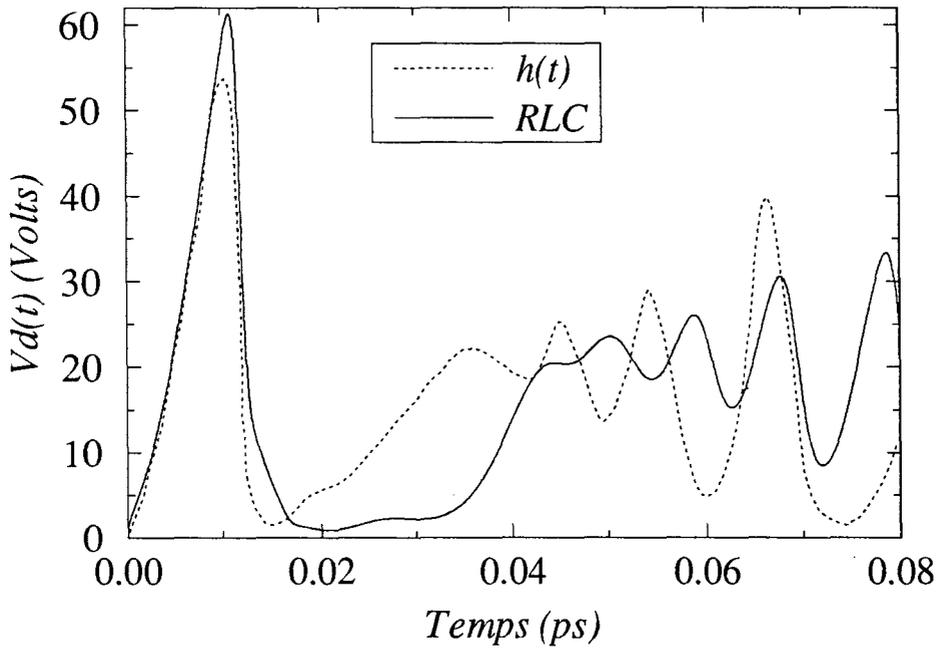


Enfin notons que dans le but de limiter le temps de calcul, il s'est avéré nécessaire d'effectuer une troncature de la réponse impulsionnelle elle-même. Cette troncature doit être effectuée à un instant T_m où cette dernière tend vers des valeurs négligeables. Cet effet doit être considéré avec soin. Si l'intégrale de convolution est tronquée à une durée suffisamment longue devant la période des fréquences les plus basses des signaux développés dans l'oscillateur, la solution est raisonnablement précise, mais peut être entachée de perturbation numériques (oscillations de Gibbs) [19]. Ces perturbations peuvent être minimisées en multipliant la réponse impulsionnelle par une fonction par exemple de la forme $\cos(\pi t/T_m)$ [20]. Un moyen empirique d'évaluer l'influence de cette technique et d'opérer une transformée de Fourier de cette nouvelle réponse impulsionnelle et de la comparer à l'évolution fréquentielle initiale [20]. Cette méthode aide à choisir l'instant T_m où peut être effectuée la troncature.

La figure I-14 permet de comparer les résultats typiques de simulations effectuées dans des conditions rigoureusement identiques dans lesquelles le circuit passif de charge a été modélisé respectivement sous la forme d'un circuit RLC localisé et à partir de sa réponse impulsionnelle. La figure montre l'évolution fréquentielle de l'admittance du circuit de charge et la réponse impulsionnelle correspondante tronquée ici à $T_m = 6$ ns. Une concordance globalement satisfaisante en ce qui concerne les formes d'onde des signaux électriques en début de transitoire et en régime permanent est observée. Ce résultat est confirmé dans le tableau dans lequel sont définies les grandeurs caractéristiques moyennes du fonctionnement de l'oscillateur ce qui tend à valider les deux approches théoriques.

Figure I-14 : Résultats typiques de simulations dans lesquelles le circuit passif de charge a été modélisé respectivement sous la forme d'un circuit RLC localisé et à partir de sa réponse impulsionnelle.

*Evolution de la tension aux bornes de la diode.
regime transitoire*



regime permanent

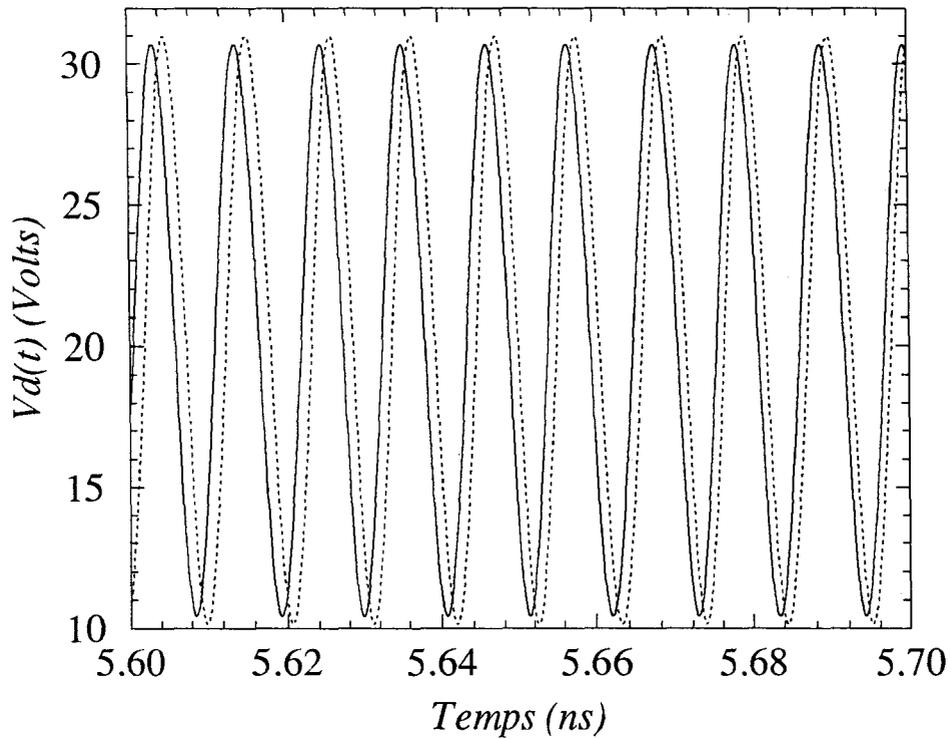
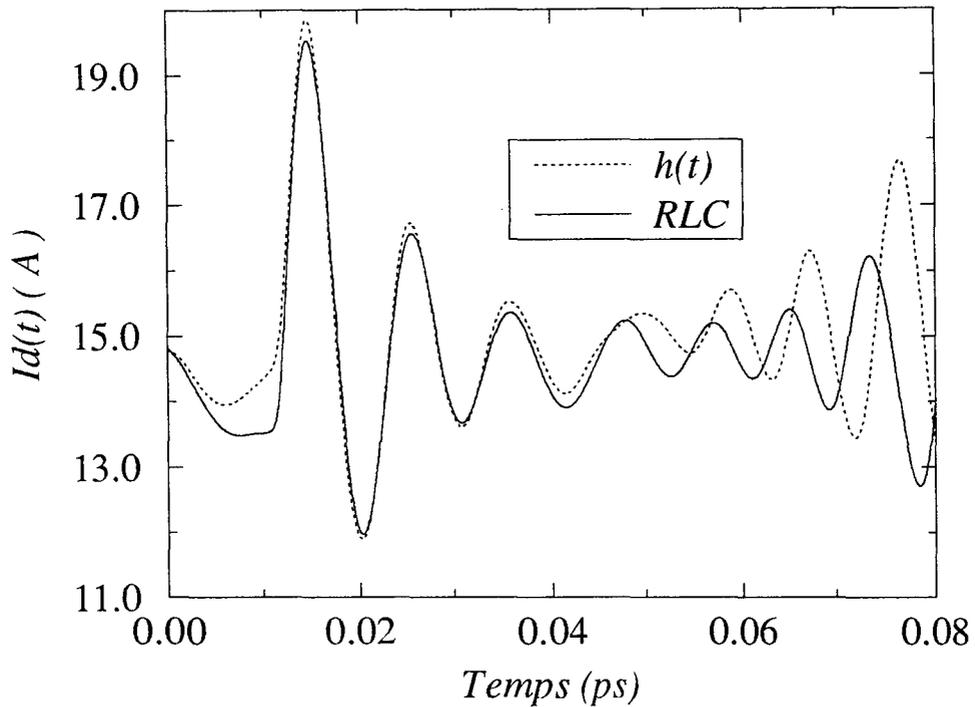


Figure I-14 : Résultats typiques de simulations dans lesquelles le circuit passif de charge a été modélisé respectivement sous la forme d'un circuit RLC localisé et à partir de sa réponse impulsionnelle.

*Evolution du courant dans la diode.
regime transitoire*



regime permanent

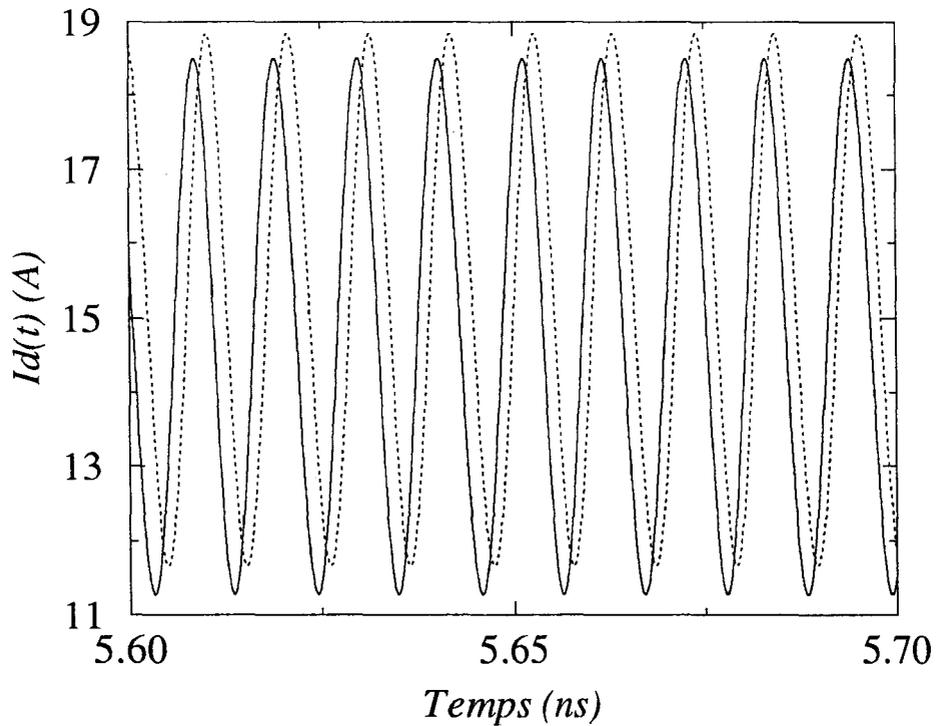
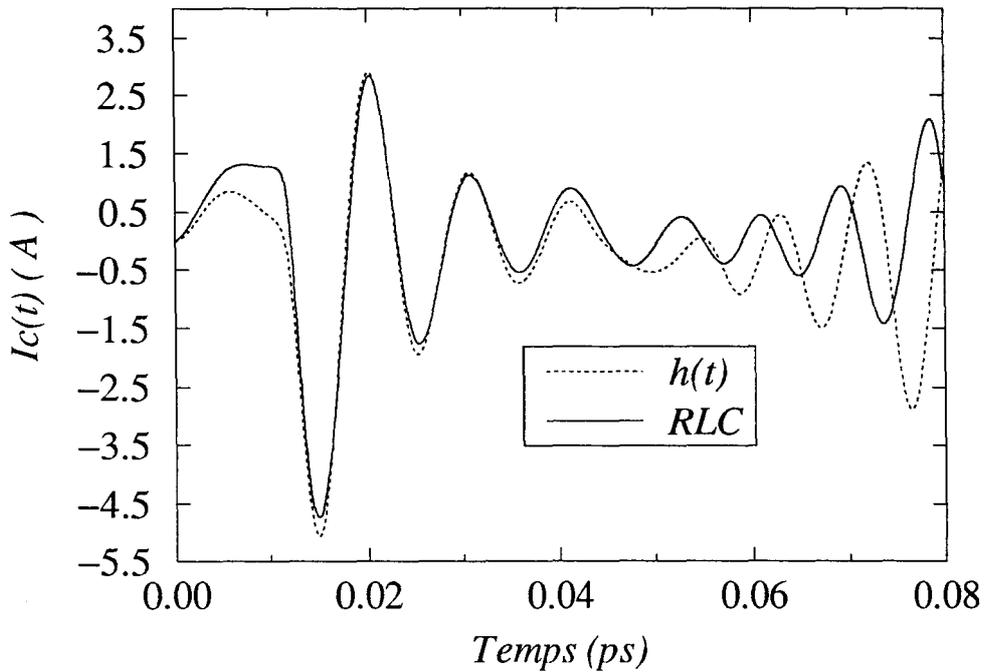


Figure I-14 : Résultats typiques de simulations dans lesquelles le circuit passif de charge a été modélisé respectivement sous la forme d'un circuit RLC localisé et à partir de sa réponse impulsionnelle.

*Evolution du courant dans la charge.
regime transitoire*



regime permanent

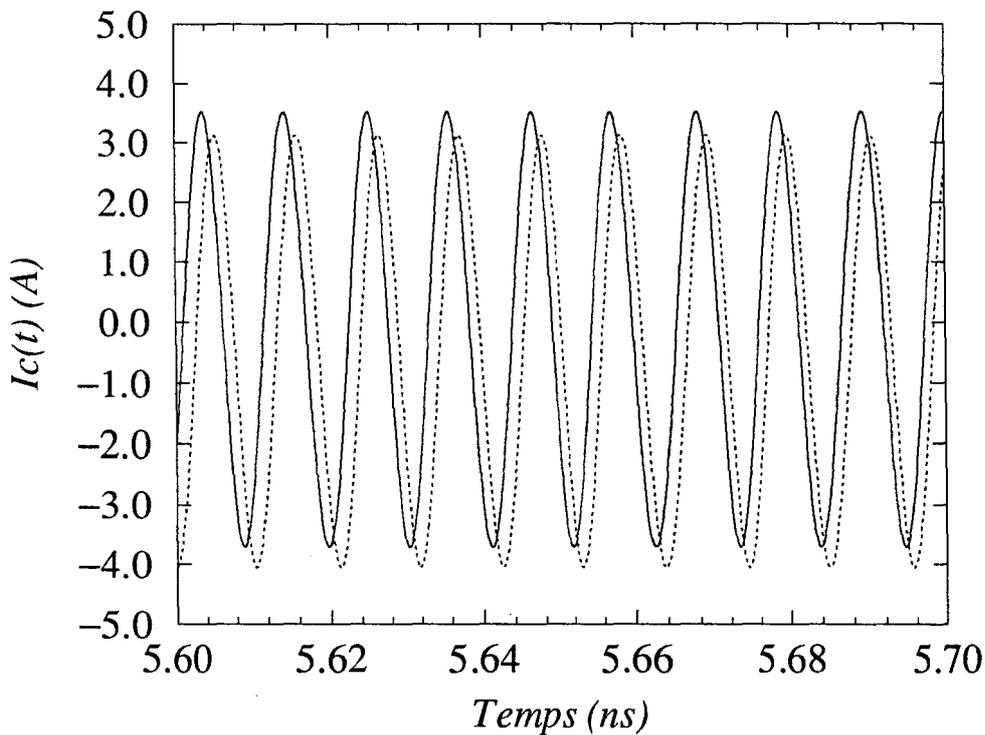


Figure I-14 : Caractéristiques du circuit de charge et de la diode dans le modèle électrique de l'oscillateur avec le circuit de charge passif défini sous forme d'éléments localisés de type RLC et par sa réponse impulsionnelle. Analyse de Fourier en régime permanent.

- Caractéristiques de la diode -

Section de diode égale à $1.13 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$	N ⁺	N	P	P ⁺
Dopage (m^{-3})	$2 \cdot 10^{24}$	$1.8 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{23}$	$2.3 \cdot 10^{24}$
Longueur (μm)	0.25	0.25	0.65	0.25

- Caractéristiques du circuit de charge hyperfréquence -

L_0 (H)	C_0 (F)	R_c (Ω , 94 GHz)	X_c (Ω , 94 GHz)
$1.74 \cdot 10^{-11}$	$1.8 \cdot 10^{-13}$	2.65	0.88

- Polarisation continue -

	I_0 (A)	V_0 (V)	P_0 (W)	T_j (K)
RLC localisé	14.8	19.9	293.9	400
h(t)	14.8	19.9	291.4	400

- Analyse de Fourier -

	F_1 (GHz)	P_{RF} (W)	η (%)	V_{RF} (V)	I_{RF} (A)	R_d (Ω) / X_d (Ω)
RLC	94.04	-17.6	6	10.15	3.61	-2.71 / 0.82
h(t)	94	-17.2	5.9	10.25	3.59	-2.75 / -0.83

V Modélisation électrothermique temporelle de l'oscillateur A.T.T.

Le modèle électrothermique de l'oscillateur A.T.T. repose sur le modèle électrique temporel décrit précédemment auquel est couplée la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur. Ainsi au cours d'une simulation la valeur des paramètres de transport des porteurs dans le composant dépendant de la température (mobilités, vitesses de dérive, taux d'ionisation) est définie de façon cohérente compte tenu de la puissance dissipée par effet Joule au niveau de la zone active et des conditions de diffusion de la chaleur à travers l'ensemble formé par la diode elle-même et son radiateur thermique associé.

Ainsi le modèle électrothermique temporel tient compte des principales caractéristiques du fonctionnement spécifique de notre oscillateur à savoir :

- le comportement électrique dynamique fortement non linéaire de la diode A.T.T. et son régime de fonctionnement grand signal sont décrits de façon précise à l'aide du modèle physique électrique temporel de la diode;
- l'influence de son comportement thermique est décrit de façon cohérente compte tenu de la puissance dissipée sous forme de chaleur au niveau de sa zone active grâce à la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur;
- le fonctionnement transitoire global de l'oscillateur, déterminé par l'interaction entre les propriétés dynamiques électriques et thermiques de la diode et le comportement fréquentiel de son circuit passif de charge, est décrit de façon rigoureuse grâce à la résolution des équations de Kirchoff dans le domaine temporel.

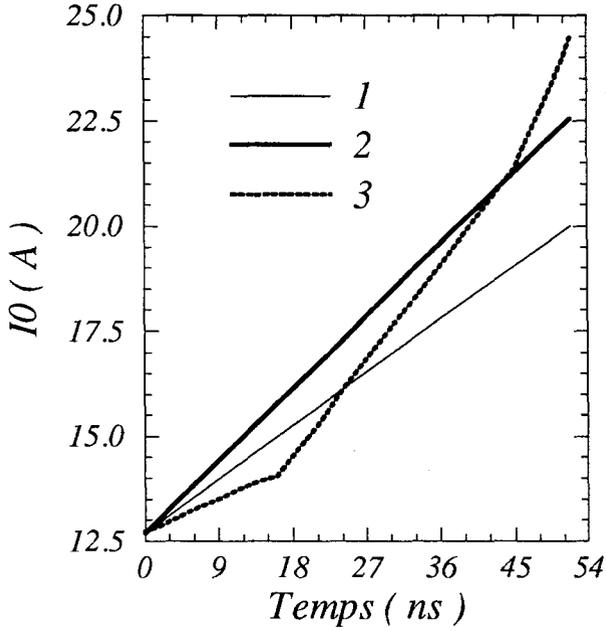
Ce modèle constitue l'outil théorique permettant la description la plus réaliste du fonctionnement en régime périodique d'impulsions de l'oscillateur A.T.T. et nous sert donc de référence pour les comparaisons avec les résultats expérimentaux. Il permet en particulier une optimisation de la forme d'onde de l'impulsion de courant de polarisation pour un fonctionnement monochromatique stable à puissance maximale. Notons à ce niveau que compte tenu du fait que la description des périodes de refroidissement entre les impulsions de courant de polarisation ne présente pas réellement d'intérêt en ce qui concerne notre étude, la

simulation a été limitée à la description du fonctionnement de l'oscillateur durant une impulsion unique. Cette simplification pose alors le problème de l'évaluation de la température initiale au début de l'impulsion.

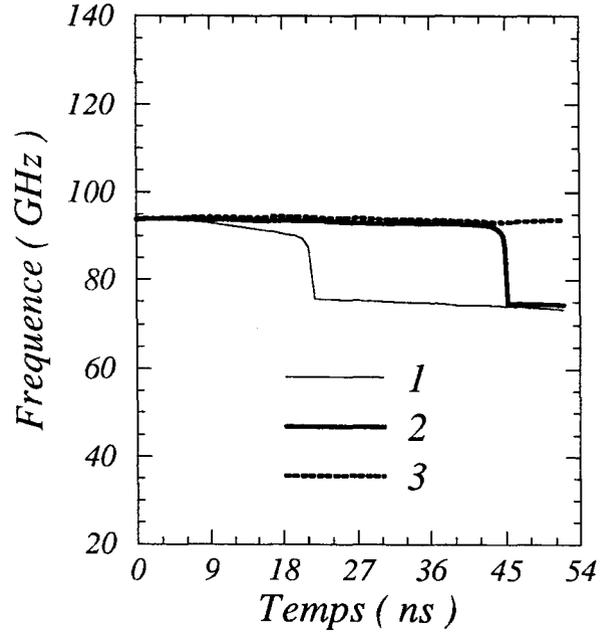
La figure I-15 présente un exemple typique de résultats obtenus à l'aide de ce modèle. Ils montrent l'influence de la forme d'onde de l'impulsion de courant de polarisation sur le fonctionnement instantané du circuit en régime d'oscillations libres. Les paramètres définissant la diode et le circuit sont identiques à ceux considérés dans les résultats de simulations présentés figure I-10. A l'instant initial, le circuit est considéré dans un état relaxé et la diode est à l'équilibre thermodynamique à une température de 300 K. La simulation est ici effectuée sur une durée de 54 ns pour trois formes différentes d'impulsions de courant de polarisation. Les résultats montrent l'importance de ce paramètre sur la stabilité de la fréquence fondamentale instantanée de fonctionnement de l'oscillateur et le niveau de puissance délivré correspondant. En effet, le point de fonctionnement à un instant t résulte principalement de la valeur du courant de polarisation, de la température de jonction et des conditions d'adaptation de la diode. On observe sur les courbes un glissement en fréquence (frequency chirp) allant, pour les impulsions de courant de forme 1 et 2, jusqu'à un décrochement brutal de l'oscillateur associé à une variation très importante du niveau de puissance délivré.

Figure I-15 : Influence de la forme du courant de polarisation sur l'oscillateur à 94 GHz.

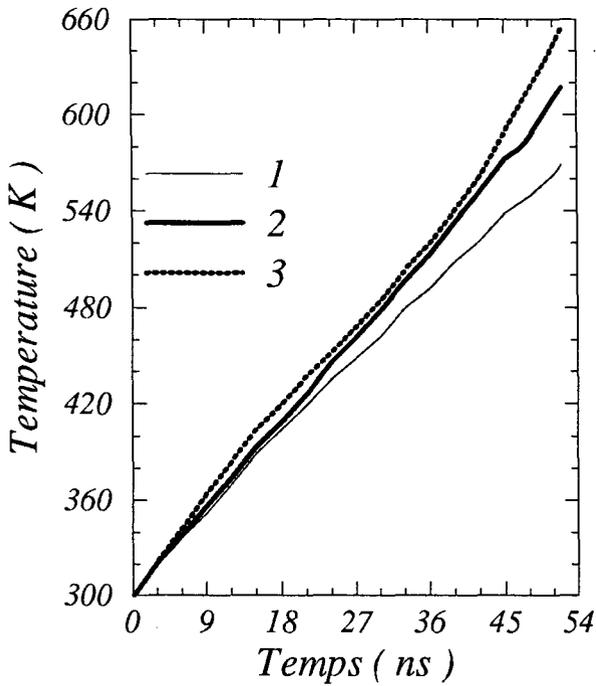
Forme de l'impulsion de courant



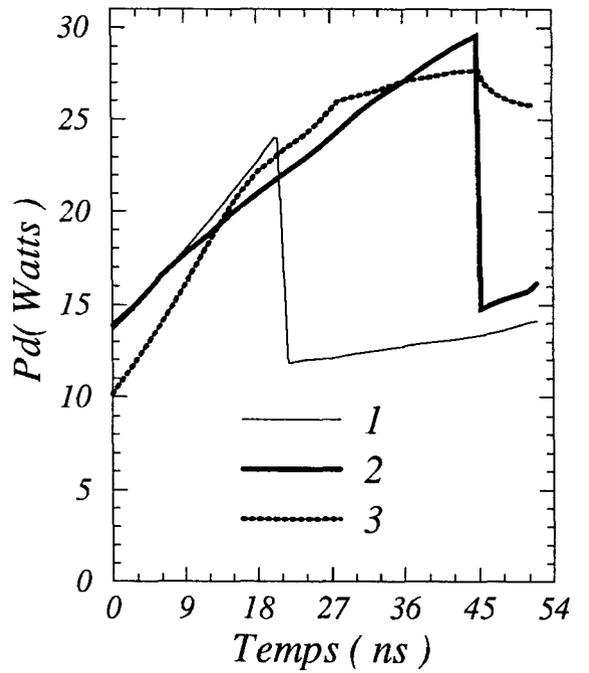
Frequence fondamentale instantanee



Temperature de jonction



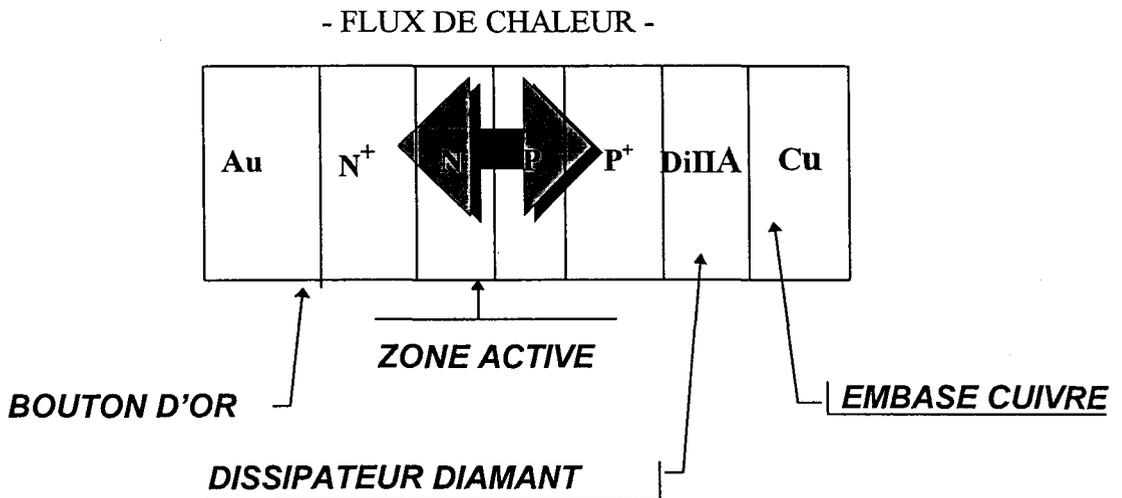
Puissance instantanee de sortie



V.1 Modèle thermique

Le modèle thermique de l'oscillateur est basé sur une approche unidimensionnelle. Nous considérons que le mécanisme de propagation de la chaleur est principalement un phénomène de diffusion suivant un cylindre, de section S égale à la section de la diode orienté suivant l'axe de symétrie du composant semiconducteur (figure I-16).

Figure I -16 : Hypothèse unidimensionnel de l'écoulement du flux de chaleur.



Dans ce modèle simplifié, les transferts de chaleur par rayonnement et par convection naturelle sont négligés. La formulation analytique du modèle se réduit donc à l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\frac{\delta}{\delta x} \left(k S \frac{\delta T}{\delta x} \right) = \rho C S \frac{\delta T}{\delta t} - PS$$

où :

T est la température locale à l'instant t

k est la conductivité thermique

C est la chaleur spécifique

P la puissance calorifique dissipée par unité de volume.

La résolution de cette équation est effectuée sur l'ensemble formé par la partie semi-conductrice de la diode et son radiateur thermique associé à savoir plus précisément, de la couche d'or coté N⁺ vers les différents matériaux constituant la masse thermique coté P⁺ de la diode, incluant notamment le dissipateur diamant IIA et la partie en cuivre constituant la cavité elle-même.

V.1.1 Modèle numérique

La résolution numérique de l'équation de la chaleur repose d'un point de vue général sur la méthode des différences finies suivant un algorithme spécifique élaboré par Wenthien [21]. Compte tenu de la distance sur laquelle est effectuée la résolution (> 100 μm), un maillage de l'espace à pas variable a été introduit de façon à minimiser la charge de calcul. Dans ce maillage l'évaluation du flux thermique est effectuée à égale distance de deux noeuds où sont définis la température locale. La discrétisation de l'axe du temps repose sur un pas constant.

V.2 Algorithme de résolution

La résolution numérique de l'équation est basée sur une méthode implicite en ce qui concerne la formulation numérique de la divergence du flux thermique dans le domaine temporel. Le terme source de génération thermique est traité de façon explicite. Bénéficiant du maillage spatial intercalé, l'évaluation du flux thermique comme de sa divergence repose sur l'utilisation d'une dérivée centrée sur deux noeuds adjacents. Le traitement d'un noeud situé à l'interface séparant deux zones de conductivité thermique différente doit être distingué. Dans ce cas, on doit écrire la conservation du flux de chaleur à cette interface. Néanmoins, qu'un noeud de maillage se situe à une abscisse de conductivité thermique constante ou non, la formulation numérique de l'équation de la chaleur peut se ramener à la forme générale suivante :

$$\alpha_i^k T_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k T_i^{k+1} + \gamma_i^k T_{i+1}^{k+1} = S_i^k$$

Les conditions aux limites sont basées sur la méthode de Neumann ($\partial T/\partial x = 0$ en $x = 0$ et $x = L$).

A l'instant initial de la simulation, une température uniforme est imposée dans l'ensemble de la masse thermique. A un instant t , l'ensemble des équations numériques définies pour chaque type de noeud du maillage est rassemblé sous une forme matricielle : $A^k T^{k+1} = B^k$ ou A^k est une matrice diagonale contenant les coefficients $\alpha^k, \beta^k, \gamma^k$, T^{k+1} est le vecteur contenant les valeurs des températures à calculer, B^k le vecteur contenant les termes du second membre. Le système matriciel est alors résolu de façon directe à l'aide de la méthode dite du double balayage de Cholewki [15].

Les phénomènes thermiques mis en jeu dans le fonctionnement de l'oscillateur A.T.T. présentent une constante de temps nettement supérieure à celle des phénomènes électriques. En conséquence, il n'est pas nécessaire d'effectuer la résolution des équations de Kirchoff et de l'équation de la chaleur de façon concomitante. Cependant, la valeur de l'incrément temporel pour l'équation de la chaleur est déterminé par la condition de stabilité mais surtout par la condition de convergence liée à la méthode de résolution directe employée. Différents essais ont montré une valeur optimale de l'ordre de 10^{-12} s.

- REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE I -

- [1] U.C.RAY, A.K. GUPTA "Intrapulse Frequency Variation in a W-Band Pulsed IMPATT Diode", Microwave Journal, pp. 238 -241, April 1994.
- [2] A. ZEMLIAK, S. KHOTIAINTSEV, C. CELAYA "Pulsed-mode IMPATT diode nonlinear Temperature-dependant model and output characteristics", SSE , à paraître.
- [3] L. GAUL, M. CLAASSEN "Pulsed high power operation of p+pnn+ avalanche diodes near avalanche resonance for mm wave oscillators", IEEE Trans. Electron. Devices, vol. 41, n°8, August 1994.
- [4] C. DALLE, P.A. ROLLAND "Drift-diffusion model versus energy model for millimeter wave IMPATT diodes modelling", Int. J. Numerical Modelling, Vol. 2, pp. 61-73, 1989.
- [5] A. CAPPY "Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique", Thèse de 3ème cycle, Lille (1981).
- [6] C. DALLE "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 3ème cycle, Lille (1986).
- [7] A. DE MARI "An accurate numerical one-dimensional solution of the P-N junction under arbitrary transient conditions", Solid-State-Electronics, vol. 11, 1968, pp. 1021-1053.
- [8] C. DALLE "Etude, réalisation et caractérisation de diodes à effet tunnel et temps de transit à homojonction GaAs en gamme d'ondes millimétriques". Rapport de contrat DRET 89/1458.
- [9] E.O. KANE "Theory of tunneling", J. Appl.Phys., vol. 32, 1961, pp. 83-91.
- [10] E.O. KANE "Zener tunneling in semiconductors", J. Phys. Chem. Solids, vol. 12, 1959, pp. 181-188.
- [11] J.F. LUY, R. KUEHNE "Tunneling-assisted Impatt operation", IEEE. Trans. Electron Device, vol. 36, n°3, March 1989.
- [12] J.P. NOUGIER " Méthodes de calcul numérique", Masson, 1991.

- [13] M. CHARLES, R.J. LOMAX et al" Semi-conductor Device Simulation", IEEE trans. Microwave Theory and Technique, vol. MTT 22, n°3, pp. 160-177, march 1974.
- [14] M. REISER "Large-scale numerical simulation in semiconductor device modelling, Computer methods in applied mechanics and engineering", 1972, pp. 17-38.
- [15] CHOLEWSKI "Mathematical methods for digital computer", Editeur E. L. WACHSPRESS (J.WILEY), 1967.
- [16] C. DALLE "Contribution à la modélisation physique numérique des circuits non linéaires à dipôles microondes dans les domaines temporel et fréquentiel", Habilitation à diriger des recherches, Lille 1992.
- [17] C. DALLE, P.A. ROLLAND, M.R. FRISCOURT, "Time-domain numerical modelling of microwave non linear circuits", Int. J. Numerical Modelling, Vol. 5, pp. 41-52, 1992.
- [18] J. VIGNES "Algorithmes numériques, analyse et mise en oeuvre, équations et systèmes non linéaires", TECHNIP, 1980.
- [19] E. ORAN BRIGHAM "The fast fourier transform", Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.
- [20] W.J. EVANS "Characterization of avalanche diode TRAPATT oscillators",IEEE Trans. Electron Device, vol. ED-17, n°.5, May 1970.
- [21] F.T. Wenthen "Computer-aided thermal analysis of power semiconductor devices", IEEE Trans. Electron Device, vol. ED-17, n°9, p765, 1970.

- ANNEXE DU CHAPITRE I -

Données matériau relatives au silicium

[A1-1] N.D. ARORA, J.R. HAUSER, D.J. ROULSTON "Electron and hole mobilities in Silicon as a fonction of concentration and temperature" IEEE Trans. On Electron DEvices, vol ED-29, n°2, February 1982.

[A1-2] C. JACOBONI, C. CANALI, G. OTTAVIANI, A. ALBERIGI QUARANTA "A review of some charge transport properties of Silicon", Solid-State Electronics, 1977, vol. 20, pp. 77-89.

[A1-3] W.N. GRANT "Electron and hole ionization rates in epitaxial Silicon at high electric fields", Solid-State Electronics, 1973, vol. 16, pp. 1189-1203.

[A1-4] J.Y.TANG, K. HESS "Impact ionization of electrons in Silicon (steady-state)", Journal of Applied Physics 54(9), september 1983, pp. 5139-5151.

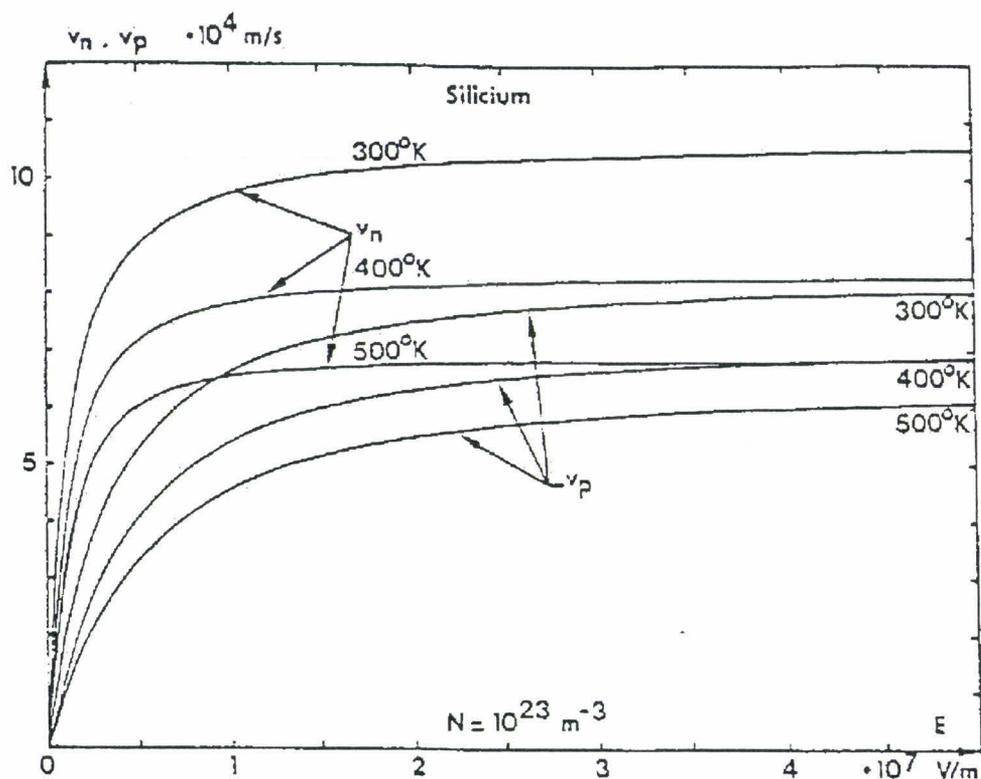


Figure I-1: Evolution des vitesses des électrons et des trous en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température

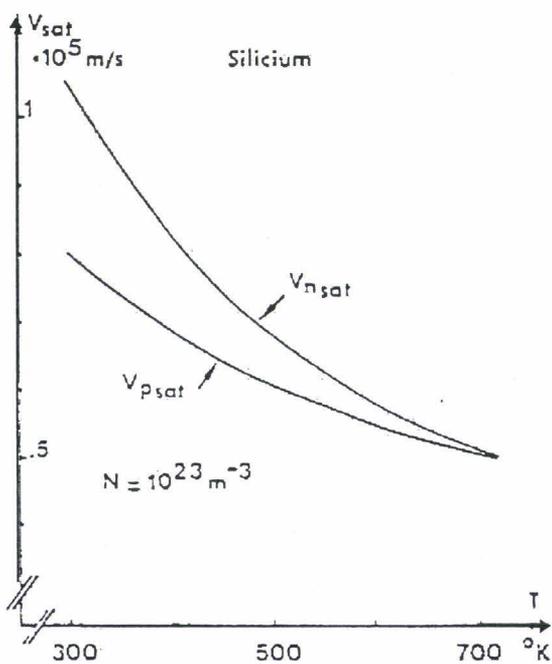


Figure I-2: Evolution des vitesses limites des électrons et des trous en fonction de la température.

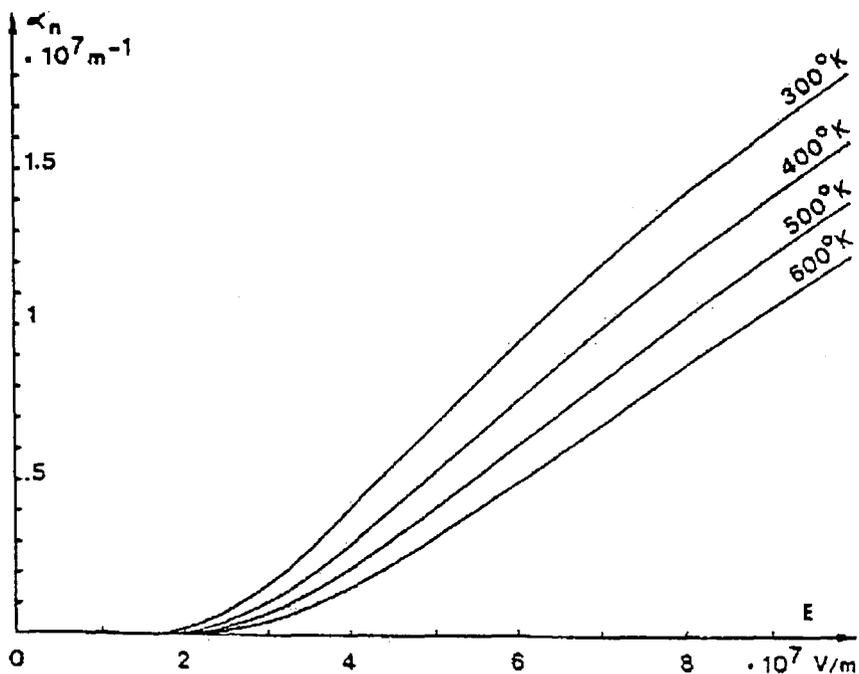


Figure I-3: Evolutions des taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

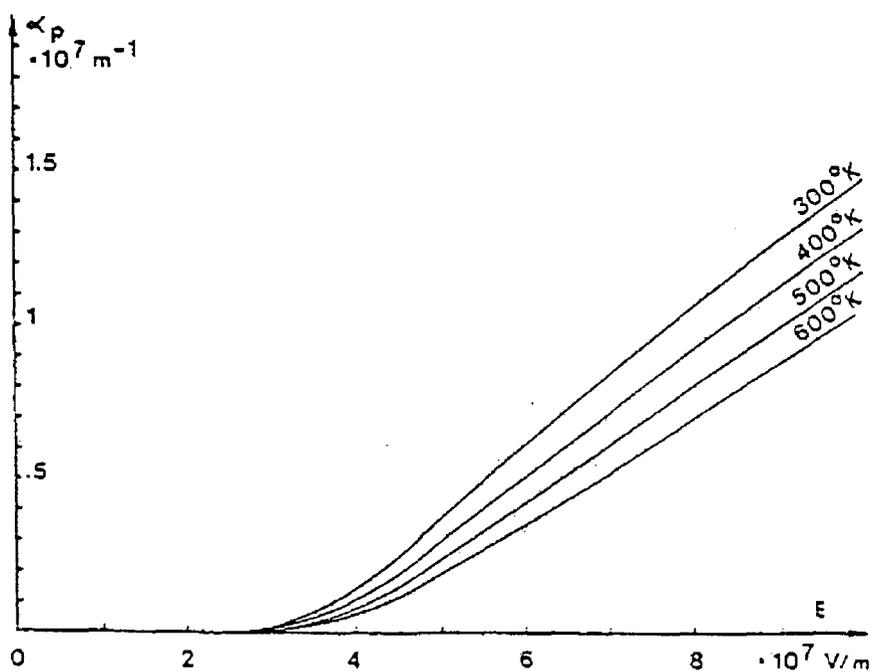


Figure I-4: Evolutions des taux d'ionisation des trous en fonction du champ électrique pour plusieurs valeurs de température.

- CHAPITRE II -

ETUDE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT DE L'OSCILLATEUR

A.T.T

Introduction

Ce chapitre porte sur l'étude théorique du fonctionnement de l'oscillateur A.T.T en régime périodique d'impulsions courtes à 94 GHz. Il concerne plus particulièrement le mode de fonctionnement dans lequel doit être délivré un niveau de puissance maximal et sensiblement constant avec une grande stabilité de la fréquence d'oscillation durant l'impulsion de courant de polarisation. Le fonctionnement instantané de l'oscillateur résulte des propriétés dynamiques électriques et thermiques de la diode, de son interaction avec le circuit de charge ainsi que des conditions de polarisation. L'influence relative de ces différents paramètres sur la définition d'une structure de diode sensiblement optimale est détaillée dans ce chapitre.

Nous avons restreint notre étude aux diodes A.T.T. au silicium à double zone de transit à profil de dopage uniforme. Ces structures de type $P^+ P N N^+$ sont celles réalisées à THOMSON. Les paramètres géométriques et technologiques définissant sa zone active sont principalement les dimensions L_p et L_n et les niveaux de dopage N_a et N_d respectifs des zones P et N (figure II-1). Précisons que l'étude effectuée est en partie basée sur les enseignements tirés de travaux antérieurs ([1],[2]) consacrés à l'optimisation de cette même structure mais pour des applications en régime continu d'oscillation à 94 GHz.

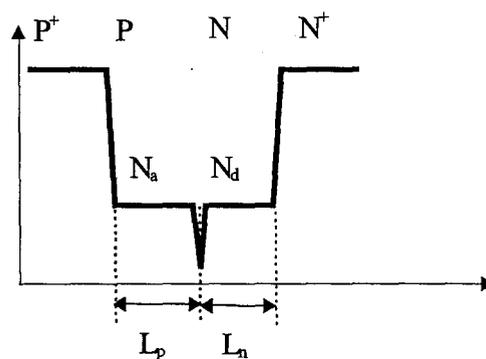


Figure II-1 : Principaux paramètres permettant de définir la structure de la diode.

I Optimisation de la structure de la diode à 94 GHz

I.1 Fonctionnement intrinsèque de la diode

Nous avons dans un premier temps étudié le fonctionnement monochromatique intrinsèque de la diode à 94 GHz dans les conditions de fonctionnement propres au régime d'impulsions. Le modèle utilisé est le modèle temporel de l'oscillateur en régime purement sinusoïdal décrit au chapitre I. Rappelons que dans ce modèle on considère que le circuit de charge de l'oscillateur se comporte comme un circuit résonnant parallèle de coefficient de qualité infini à la fréquence imposée. Cette hypothèse simplificatrice est d'autant plus justifiée dans le cas de notre étude que le circuit de charge utilisé en pratique est une cavité en structure guide d'ondes.

L'utilisation systématique de ce modèle permet de déterminer en régime monochromatique les grandeurs caractéristiques des performances du composant à la fréquence de 94 GHz. La décomposition en série de Fourier des formes d'ondes du courant $I_d(t)$ et de la tension $V_d(t)$ obtenues en régime permanent permet de déterminer la puissance continue absorbée par la diode, la puissance hyperfréquence émise et le rendement de conversion associé ainsi que l'impédance de la diode, en fonction du courant de polarisation moyen I_0 et ceci pour différentes valeurs de la tension V_{RF} à une température de fonctionnement donnée T_j .

Ainsi, la tension instantanée $V_d(t)$ imposée aux bornes du composant à la fréquence considérée [3] est de la forme :

$V_d(t) = V_0 + V_{RF} \cdot \sin(\omega_0 \cdot t)$, où V_0 est la tension continue de polarisation de la diode et V_{RF} l'amplitude crête de la tension hyperfréquence développée aux bornes du composant.

Après décomposition en série de Fourier, le courant total $I(t)$ traversant le composant est mis sous la forme :

$I_d(t) = I_0 + I_{RF} \cdot \sin(\omega_0 \cdot t + \phi)$, où I_0 est le courant moyen de polarisation, I_{RF} l'amplitude maximale du courant hyperfréquence traversant la diode et ϕ le déphasage du courant $I_d(t)$ par rapport à la tension $V_d(t)$. On définit alors :

- la puissance continue absorbée : $P_0 = V_0 \cdot I_0$
- la puissance hyperfréquence émise : $P_{RF} = \frac{1}{2} \cdot V_{RF} \cdot I_{RF} \cdot \cos(\phi)$
- le rendement de conversion : $\eta = \frac{P_{RF}}{P_0}$
- la résistance de la diode : $R_d = \frac{V_{RF}}{I_{RF}} \cdot \cos(\phi)$
- la réactance de la diode : $X_d = \frac{V_{RF}}{I_{RF}} \cdot \sin(\phi)$

Ainsi, pour un composant de structure donnée, l'utilisation systématique de notre modèle permet de déterminer ces grandeurs en fonction des principaux paramètres caractéristiques du fonctionnement de l'oscillateur, qui sont :

- la densité de courant de polarisation : $J_0 = \frac{I_0}{S_d}$ (où S_d représente la section de la diode).

Nous avons fait varier ce paramètre dans une large gamme s'étendant des valeurs correspondant au régime continu d'oscillation de l'ordre de 1 à $5 \cdot 10^8$ A/m², aux valeurs les plus élevées utilisées en régime périodique d'impulsions qui sont de l'ordre de 20 à $25 \cdot 10^8$ A/m².

- La température de jonction de la diode T_j . La plage de variation considérée s'étend de 300 K à 600 K. Nous devons en effet tenir compte des variations de température se produisant en cours d'impulsion (de l'ordre de 100 à 200 K). Il faut aussi considérer la gamme de température de fonctionnement externe (typiquement -60°C à +140°C). Nous avons néanmoins limité la température maximale à 600 K. En effet, au delà de cette valeur, les paramètres de transport des porteurs utilisés dans les simulations ne sont plus garantis. D'autre part, on peut raisonnablement penser que les limites de fiabilité de l'oscillateur sont atteintes au-delà de 600 K.
- Le niveau de tension hyperfréquence : V_{RF} . Nous avons systématiquement fait varier sa valeur dans une plage correspondant à des taux de modulation s'étendant du régime de

fonctionnement linéaire, jusqu'à des taux de l'ordre de 60 % correspondant sensiblement aux niveaux de puissance émise les plus élevés.

I.2 Profil de dopage des diodes

Un grand nombre de profils de diodes a été considéré dans notre étude. Cependant, dans un souci de clarté, nous limiterons la présentation des résultats à quatre profils typiques : trois profils théoriques et un profil issu de mesures expérimentales fournies par THOMSON LCR. Le tableau ci-dessous en rappelle les principales caractéristiques.

	IMPATT 1	IMPATT 2	IMPATT 3	IMPATT 4
L_d (μm)	1	0.92	1.2	1.3
S_d (m^2)	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}
L_p (μm)	0.25	0.15	0.35	0.52
L_n (μm)	0.25	0.15	0.45	0.26
N_a (m^{-3})	$2 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{23}$	$1.5 \cdot 10^{23}$	$2.2 \cdot 10^{23}$
N_d (m^{-3})	$2 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{23}$	$1.2 \cdot 10^{23}$	$1.7 \cdot 10^{23}$

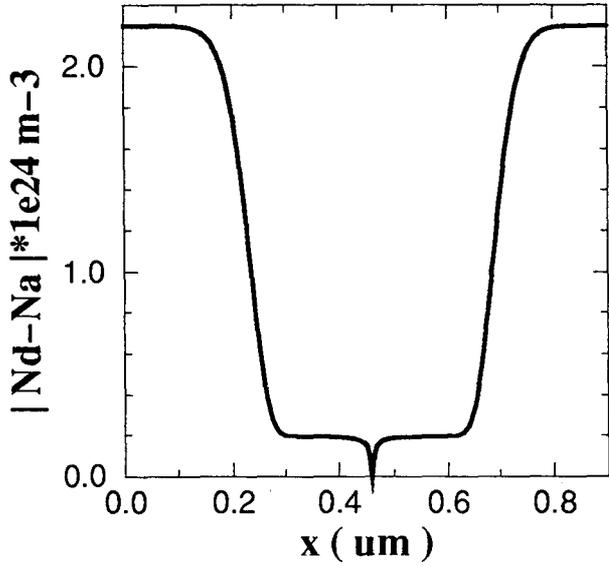
- L_d représente la longueur totale de la diode simulée incluant l'épaisseur des zones fortement dopées P^+ et N^+ , S_d est la section du méso, L_p , L_n et N_a , N_d sont respectivement les longueurs et les niveaux de dopage des zones P et N.

- La figure II-2.a représente le profil de la diode IMPATT 1 optimisée pour un fonctionnement en régime continu d'oscillation à 94 GHz à densité de courant de polarisation faible à la température de 500 K [4].

Figure II-2 : Profil de dopage des différentes structures de diodes étudiées.

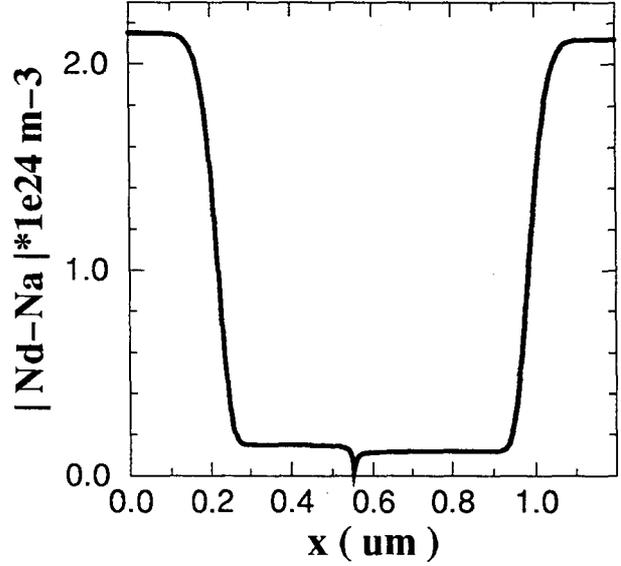
IMPATT 2

figure II-1.b



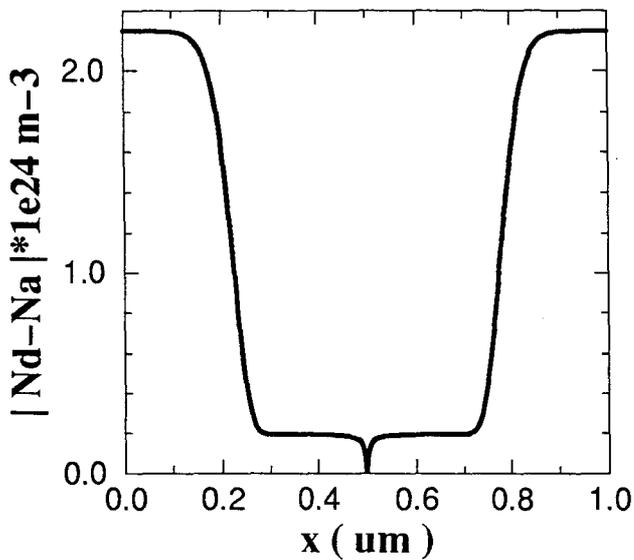
IMPATT 3

figure II-1.c



IMPATT 1

figure II-1.a



IMPATT 4

figure II-1.d

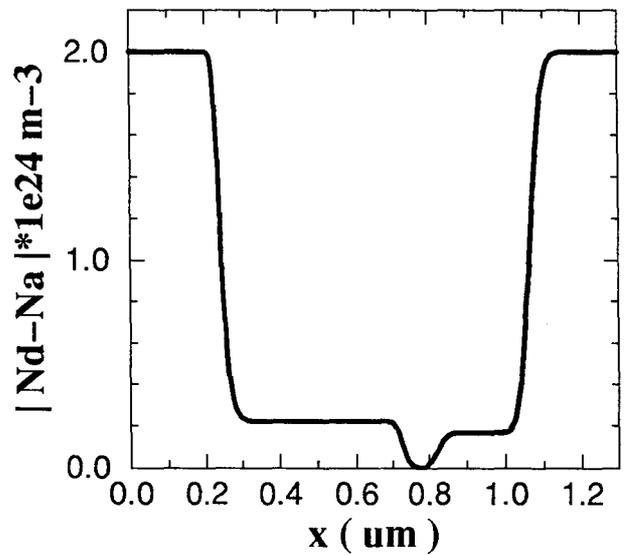
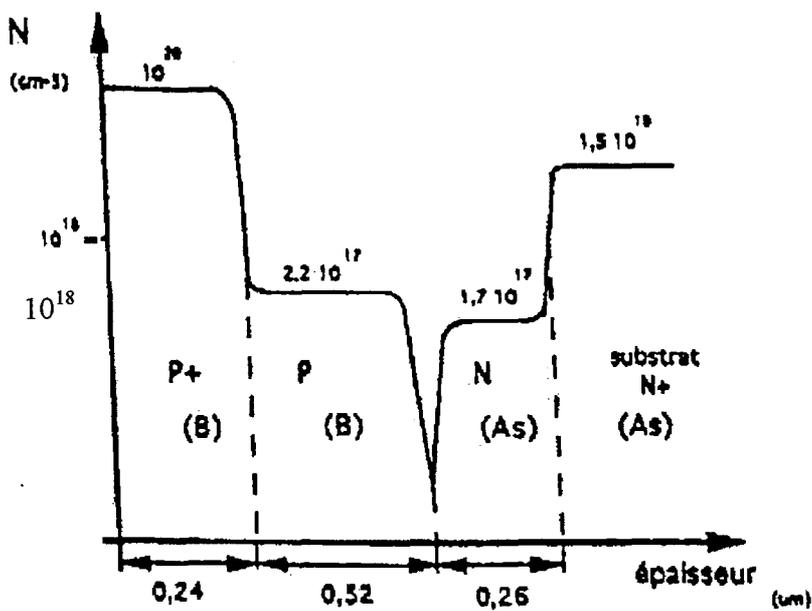


Figure II-3 : Profil de dopage mesuré de la diode Thomson à partir duquel a été déduit le profil théorique de la diode IMPATT 4.

Caractéristiques de la structure 809-10



Incertitude sur les épaisseurs évaluées à $10^{18} = \pm 0,05 \mu\text{m}$.

Incertitude sur les niveaux de dopage = $\pm 10\%$.

V_b à $1 \text{ mA} = 13,3 \text{ V}$

- La diode IMPATT 2 (figure II-2.b), qualifiée de diode « courte », a été précédemment optimisée pour un fonctionnement en régime impulsionnel à densité de courant élevée à 94 GHz à une température de jonction de 500 K [5].

- La diode IMPATT 3 (figure II.-2.c) est une diode optimisée pour un fonctionnement à 94 GHz à la température de 400 K. Le niveau de dopage et l'épaisseur des zones N et P ont été optimisés de façon à ce que, d'une part, le temps de transit des porteurs soit optimal pour un fonctionnement en régime d'oscillation à 400 K, et d'autre part, que le profil de champ électrique soit confiné dans le but de minimiser la tension continue de polarisation.

- Le profil de la diode THOMSON est représenté sur la figure II-2.d (IMPATT 4). Il a été déterminé à partir du profil mesuré représenté sur la figure II-3.

L'étude des performances intrinsèques des différentes diodes a montré que celles-ci présentaient un mode de fonctionnement similaire. C'est pourquoi nous ne décrivons les résultats d'ordre général que par rapport à la diode IMPATT 2.

La figure II-4.a présente pour une température de 500 K, les évolutions de la puissance émise, du rendement de conversion hyperfréquence et du niveau d'impédance de la diode en fonction du courant moyen de polarisation I_0 pour différents niveaux de tension hyperfréquence V_{RF} . Les résultats sont présentés pour une section standard de 10^{-8} m^2 . Concernant les évolutions du niveau de puissance émise, les résultats montrent que celui-ci est une fonction fortement croissante du courant de polarisation jusqu'à des valeurs de l'ordre de 10 ampères. Au-delà, on observe une quasi saturation du niveau de puissance émise. Notons que la puissance maximale émise peut atteindre des niveaux supérieurs à 20 Watts pour les valeurs maximales d'amplitude de la tension V_{RF} ($P_{RF}=22 \text{ Watts}$ pour $V_{RF}=11 \text{ volts}$). Les évolutions du rendement montrent que celui-ci présente des valeurs optimales pour des courants de polarisation inférieurs à 5 ampères. Au-delà, on observe une décroissance régulière du rendement émis. Ce résultat montre qu'un fonctionnement à rendement maximal n'est possible qu'en régime continu d'oscillation. Notons cependant que pour les valeurs de courants de polarisation correspondant au régime d'impulsions (de l'ordre de 15 A à 20 A dans le cas de cette diode) le rendement théorique émis reste de l'ordre de 5 à 10 %.

Figure II-4.a : Evolutions de la puissance émise, du rendement de conversion et du niveau d'impédance de la diode en fonction du courant de polarisation I_0 pour différentes valeurs de l'amplitude V_{RF} de la tension hyperfréquence pour la température de 500 K.

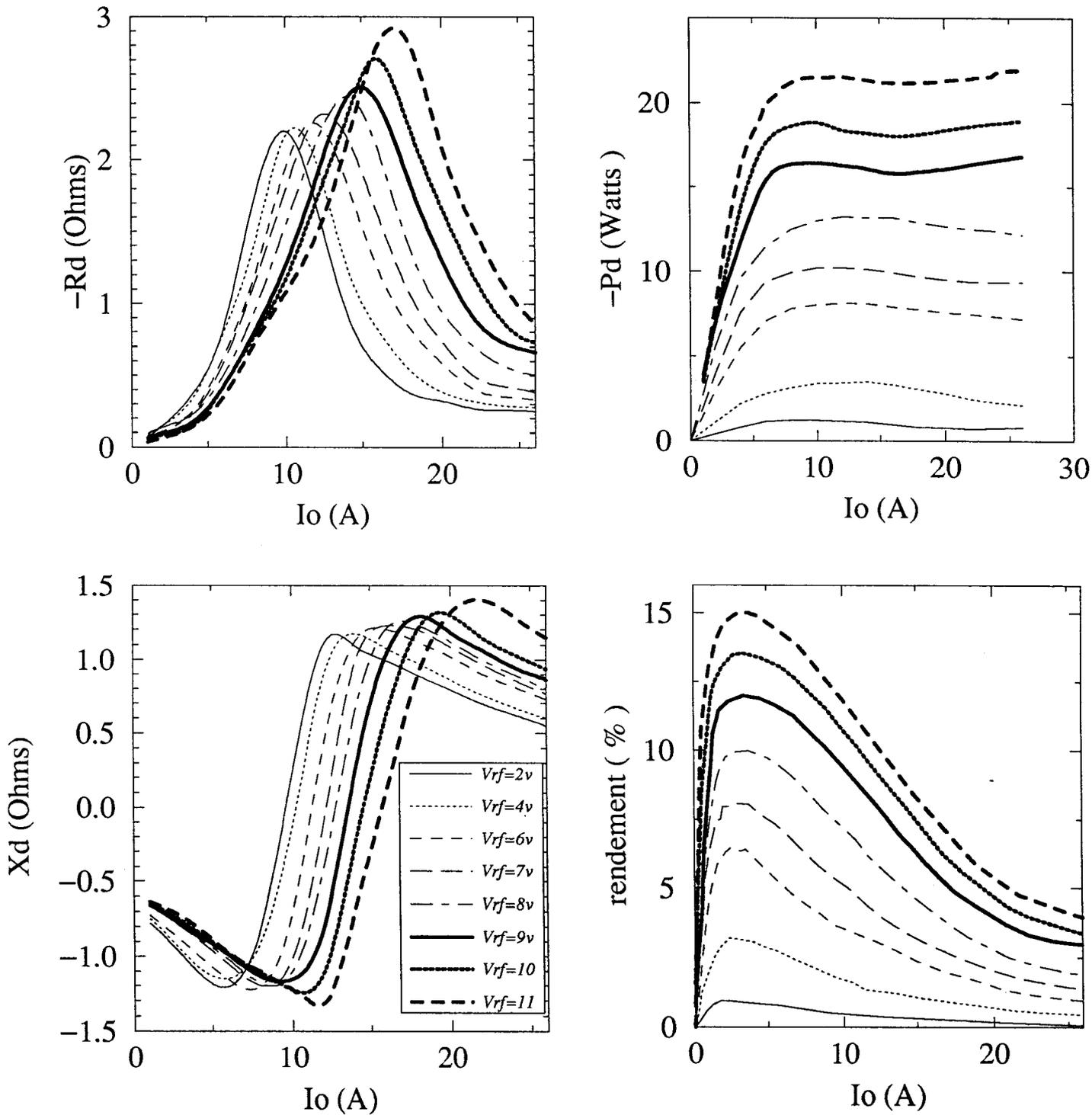
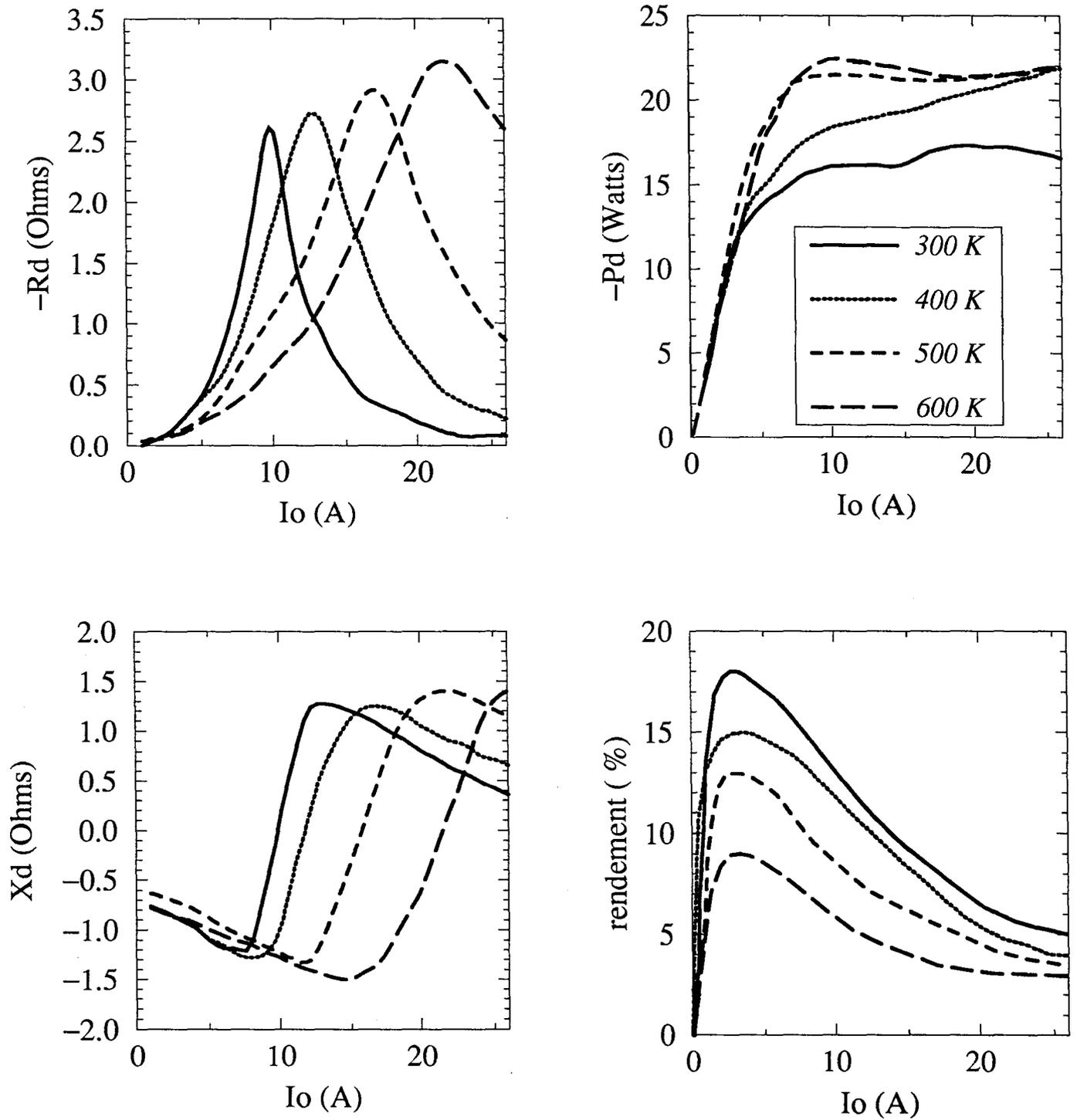


Figure II-4.b : Evolutions de la puissance émise, du rendement de conversion et du niveau d'impédance de la diode en fonction du courant de polarisation I_0 , pour différentes valeurs de la température de fonctionnement pour un niveau de tension hyperfréquence maximal.



En ce qui concerne les évolutions de l'impédance de la diode à 94 GHz, les résultats mettent en évidence un phénomène de résonance analogue à celui observé avec un circuit RLC, à la différence que ce phénomène n'est pas lié à la fréquence du signal, mais dépend ici de la valeur du courant de polarisation. On observe en effet que pour un taux de modulation donné, l'évolution du niveau de résistance (R_d) présente un maximum correspondant à la transition entre un comportement dynamique du type capacitif ($X_d < 0$) à selfique ($X_d > 0$). On peut ainsi définir une valeur de « courant de résonance » pour des conditions de fonctionnement données. Ce phénomène de résonance se produit lorsque l'effet selfique résultant du phénomène d'avalanche compense l'effet capacitif naturel de la zone désertée de la diode. Remarquons au passage que le niveau de résistance maximum ainsi que le courant de résonance correspondant évoluent avec l'amplitude du signal hyperfréquence V_{RF} .

La figure II-4.b représente, pour un taux de modulation sensiblement maximal, les évolutions du niveau de puissance émise et du rendement de conversion hyperfréquence associé ainsi que l'impédance à 94 GHz en fonction du courant de polarisation I_0 pour différentes valeurs de la température de fonctionnement. Les résultats montrent que le niveau de puissance émise dépend de la température. Ce paramètre joue en effet sur les vitesses de saturation des porteurs et donc sur leur temps de transit respectif dans la zone active. Ainsi, compte tenu de l'épaisseur assez faible de la zone active de la diode IMPATT 2, ce composant est plutôt optimisé pour un fonctionnement dans la gamme de température s'étendant de 500 à 600 K que 300 à 400 K. On remarquera d'autre part que le courant de résonance évolue fortement avec la température et que le niveau de résistance négative maximale correspondant n'est pas constant.

En conclusion de ce paragraphe, les résultats montrent d'un point de vue général que lorsque l'influence des différents paramètres de fonctionnement (V_{RF} , I_0 , T_j) d'une diode ATT en régime d'impulsions sont pris en compte, son niveau d'impédance à 94 GHz est capable de varier dans une large mesure. Cette particularité complique la tâche du concepteur du circuit passif dont les calculs nécessitent la connaissance du niveau d'impédance optimal à 94 GHz correspondant au meilleur compromis entre les propriétés électriques et thermiques de la diode compte tenu des contraintes de puissance et de stabilité de fonctionnement.

Par ailleurs, cette étude montre l'intérêt du choix de points de fonctionnement situés en-deçà de la valeur du courant de résonance, pour lesquels la diode présente encore un

comportement capacitif. En effet, dans ces conditions, la puissance hyperfréquence émise par la diode est proche de son maximum ainsi que le niveau de résistance négative, ce qui permet de minimiser l'importance des pertes hyperfréquences. D'autre part, ces points de fonctionnement correspondent aux niveaux de puissance continue les plus faibles.

II Optimisation du niveau d'impédance de charge à 94 GHz

La prise en compte de l'influence du niveau d'impédance de charge à 94 GHz sur le fonctionnement de l'oscillateur nécessite l'emploi d'un modèle décrivant de façon globale l'interaction entre le composant actif et son circuit passif de charge sans a priori sur la fréquence et la forme d'onde des signaux développés dans le circuit. Le modèle électrique temporel isotherme décrit au chapitre I est l'outil répondant à cette nécessité. Rappelons simplement qu'il repose sur la résolution cohérente, à chaque instant, des équations de Kirchoff du circuit et des équations relatives au composant semiconducteur. Un des problèmes liés à ce modèle est le choix d'un schéma électrique équivalent du circuit passif de charge. Dans notre cas, le circuit équivalent le plus simple, représentatif des propriétés électriques d'une cavité, est un circuit RLC série à éléments localisés. Il est clair que ce circuit ne peut pas traduire de façon rigoureuse le comportement électrique fréquentiel, dans une large bande de fréquence, du circuit passif réel. Il en rend néanmoins compte de façon satisfaisante dans une bande de fréquence étroite au voisinage de 94 GHz, suffisante dans le cas de notre étude. Pour une température de fonctionnement donnée et un courant de polarisation fixé, la mise en œuvre pratique du modèle temporel nécessite d'imposer la valeur de l'impédance de charge $Z=R +jX$ à 94 GHz. Une approximation de celle-ci est déterminée à partir des résultats issus des modélisations effectuées en régime sinusoïdal pur. La simulation est ensuite effectuée jusqu'à l'obtention d'un régime stable. Le fonctionnement instantané de l'oscillateur et donc sa fréquence fondamentale d'oscillation, résulte de l'interaction composant actif-circuit de charge. L'obtention d'un fonctionnement à 94 GHz nécessite un ajustement du courant de polarisation. Ainsi, le modèle électrique temporel isotherme est capable de décrire un ensemble de points de fonctionnement nettement plus important que le modèle purement sinusoïdal. Cette possibilité est liée à la prise en compte de l'influence de la réactance de charge et des conditions de polarisation.

II.1 Mise en évidence d'un fonctionnement paramétrique

Les simulations effectuées ont mis en évidence un fonctionnement paramétrique de l'oscillateur. Ce fonctionnement se traduit par une génération de puissance à plusieurs fréquences. En général, nous avons constaté que les signaux générés sont en relation harmonique avec la fréquence de fonctionnement la plus basse.

La figure II-5 est une illustration typique de ce phénomène. Elle présente pour la structure IMPATT 2 les évolutions temporelles en régime stable de la tension développée aux bornes de la diode et du courant la traversant pour des températures de fonctionnement de 300 K et 500 K, ainsi que les évolutions spectrales des niveaux de puissance correspondants.

Nous constatons qu'à la température de 300 K, l'évolution temporelle de la tension développée aux bornes de diode (figure II-5.a) est fortement perturbée par des signaux induits, alors que la forme d'onde du courant traversant la diode reste approximativement sinusoïdale. Le niveau de puissance émis à ces fréquences est nettement plus faible que celui émis à la fréquence fondamentale comme le confirme le spectre de la puissance de sortie représenté sur la figure II-5.c. Ce résultat montre de plus clairement la relation harmonique existante entre les différents signaux développés dans le circuit. A la température de 500 K le fonctionnement de la diode est par contre monochromatique (figure II-5.b).

Les effets paramétriques résultent du comportement naturel fortement non linéaire de la diode A.T.T. et de son interaction dans une large bande de fréquences avec le circuit passif de charge. Ces effets très complexes peuvent être de différentes origines [6].

Figure II-5.a: Evolutions temporelles en régime continu d'oscillation de la tension et du courant aux bornes de la diode pour une température de fonctionnement égale à 300 K.

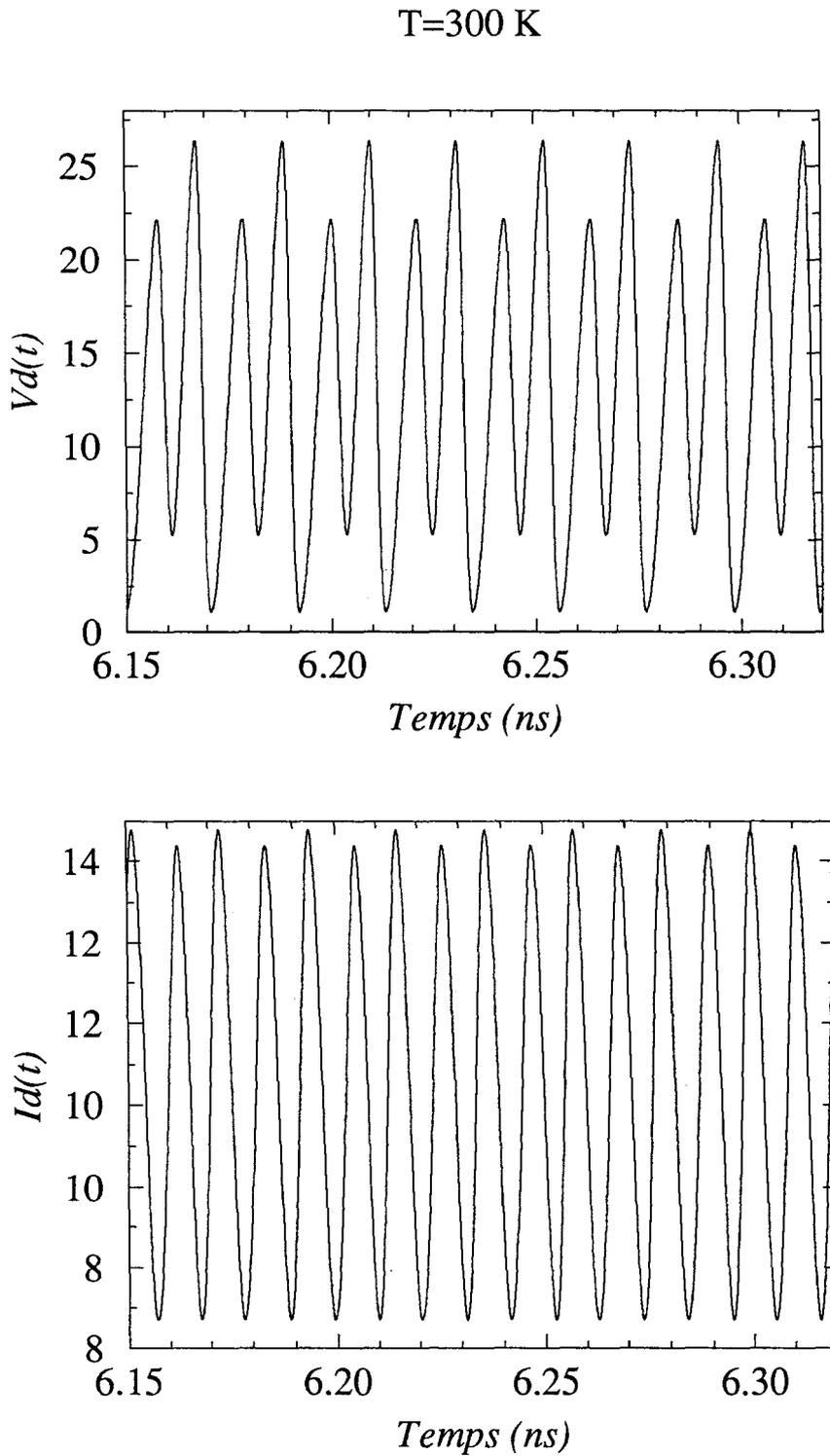


Figure II-5.b: Evolutions temporelles en régime continu d'oscillation de la tension et du courant aux bornes de la diode pour une température de fonctionnement égale à 500 K.

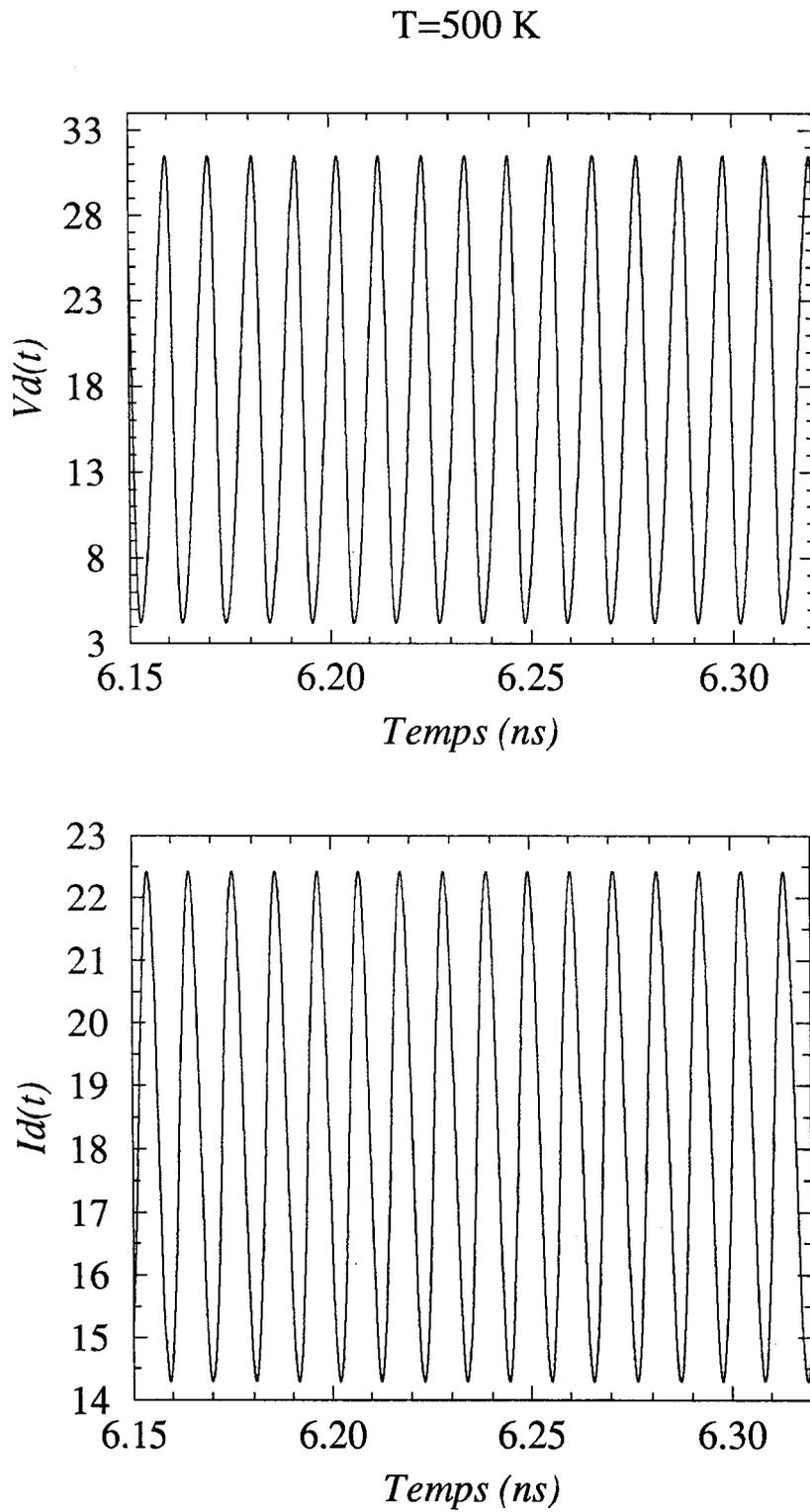
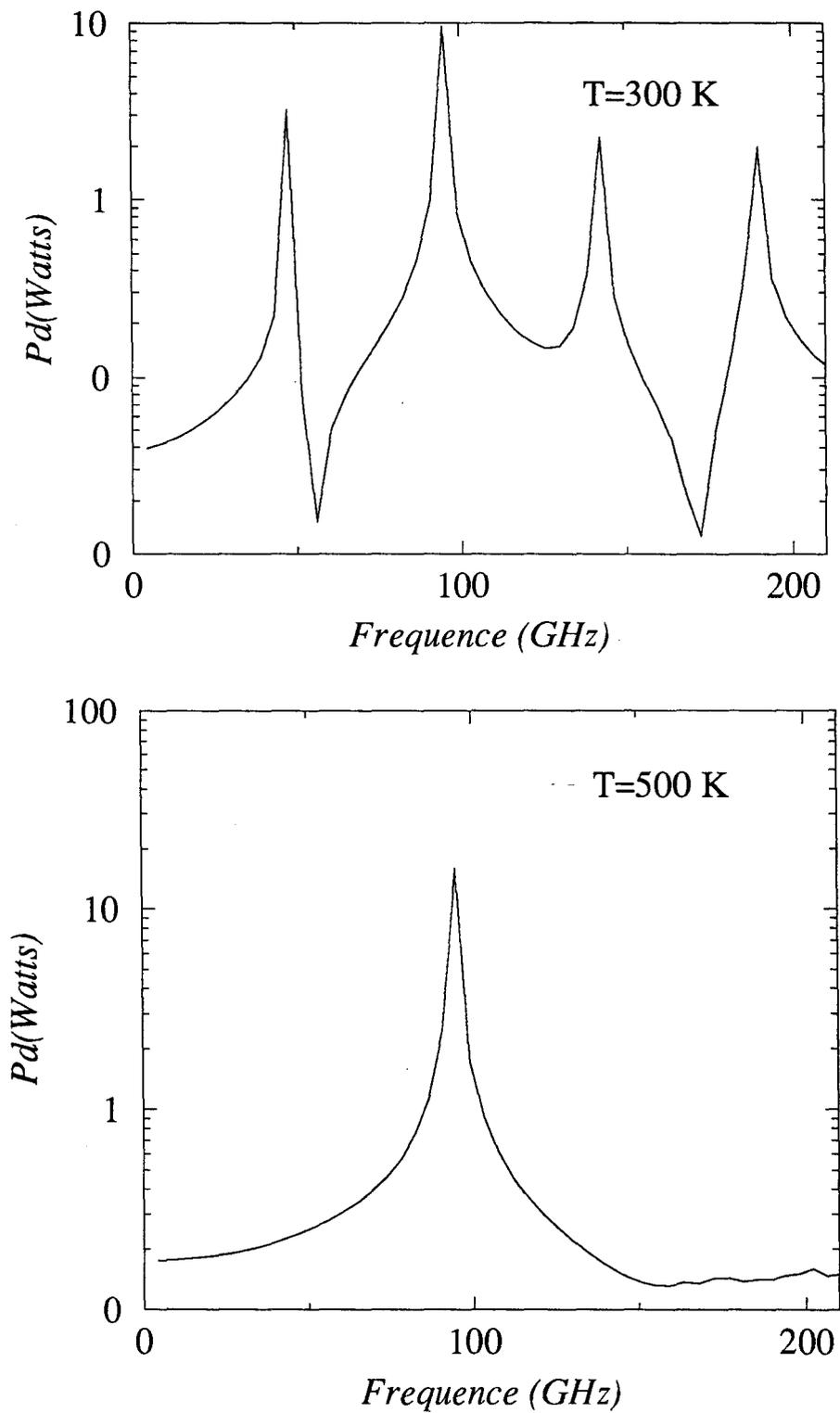


Figure II-5.c: Evolution du spectre de la puissance émise en régime continu d'oscillation pour des températures de 300 K et de 500 K.



Nous proposons en ce qui concerne nos résultats une explication liée à l'utilisation de la diode dans une gamme de température de fonctionnement pour laquelle sa structure n'est pas optimisée. En effet, la longueur de zone active de la diode IMPATT 2 et donc le temps de transit des porteurs ont été optimisés pour une température de fonctionnement de 500 K. A des températures inférieures, telle que 300 K, le temps de transit des porteurs est plus faible car les vitesses de saturation évoluent de façon inversement proportionnelle à la température. La diode peut avoir tendance à osciller à des fréquences supérieures à la fréquence fondamentale de 94 GHz si le niveau d'impédance de charge à ces fréquences le permet. Rappelons ici que le circuit RLC série ramène au niveau de la diode une valeur de résistance de charge faible pour toutes les fréquences, valeur propice à l'apparition d'oscillations. Une conversion de fréquence peut s'effectuer entre le signal parasite émis et la fréquence fondamentale d'oscillation. Les résultats ont en général montré une synchronisation de l'ensemble des signaux par rapport au signal de fréquence la plus basse.

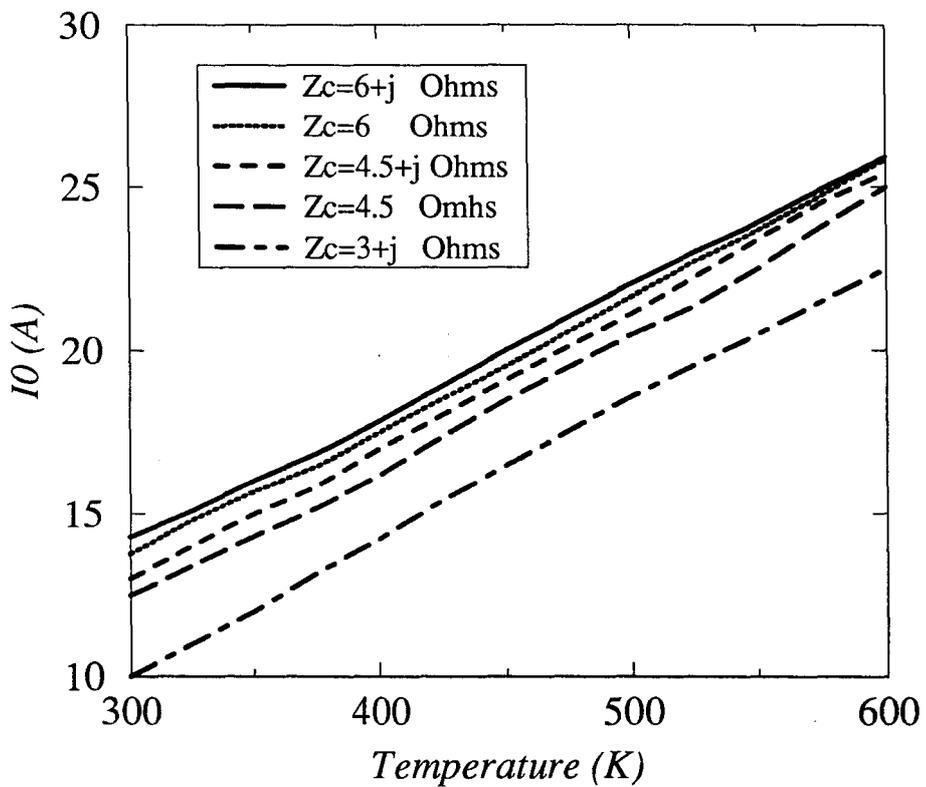
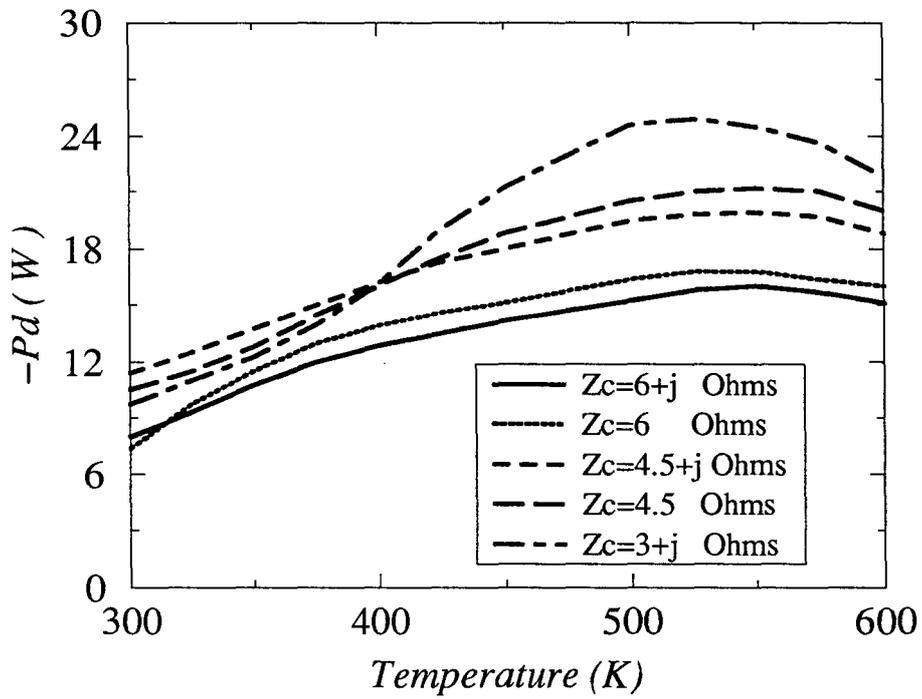
II.2 Optimisation du niveau d'impédance de charge à 94 GHz dans le cas de la diode courte

Une étude théorique a été menée afin de déterminer le niveau d'impédance de charge permettant d'obtenir en régime stable à 94 GHz des niveaux de puissance élevés dans la gamme de température s'étendant de 300 K à 600 K.

Nous illustrons cette étude avec les résultats de simulations obtenus pour la diode IMPATT 2. La figure II-6 représente les évolutions de la puissance émise en régime stable à 94 GHz et du courant de polarisation en fonction de la température. Les différents niveaux d'impédance considérés sont reportés dans le tableau ci-dessous :

$Z_c = R_c + jX_c$	
R_c (Ohms)	X_c (Ohms)
6	1
6	0
4.5	1
4.5	0
3	1

Figure II-6 : Evolutions en régime continu d'oscillation à 94 GHz de la puissance émise et du courant de polarisation correspondant pour des températures de 300 K à 600 K pour différents niveaux d'impédance de charge.



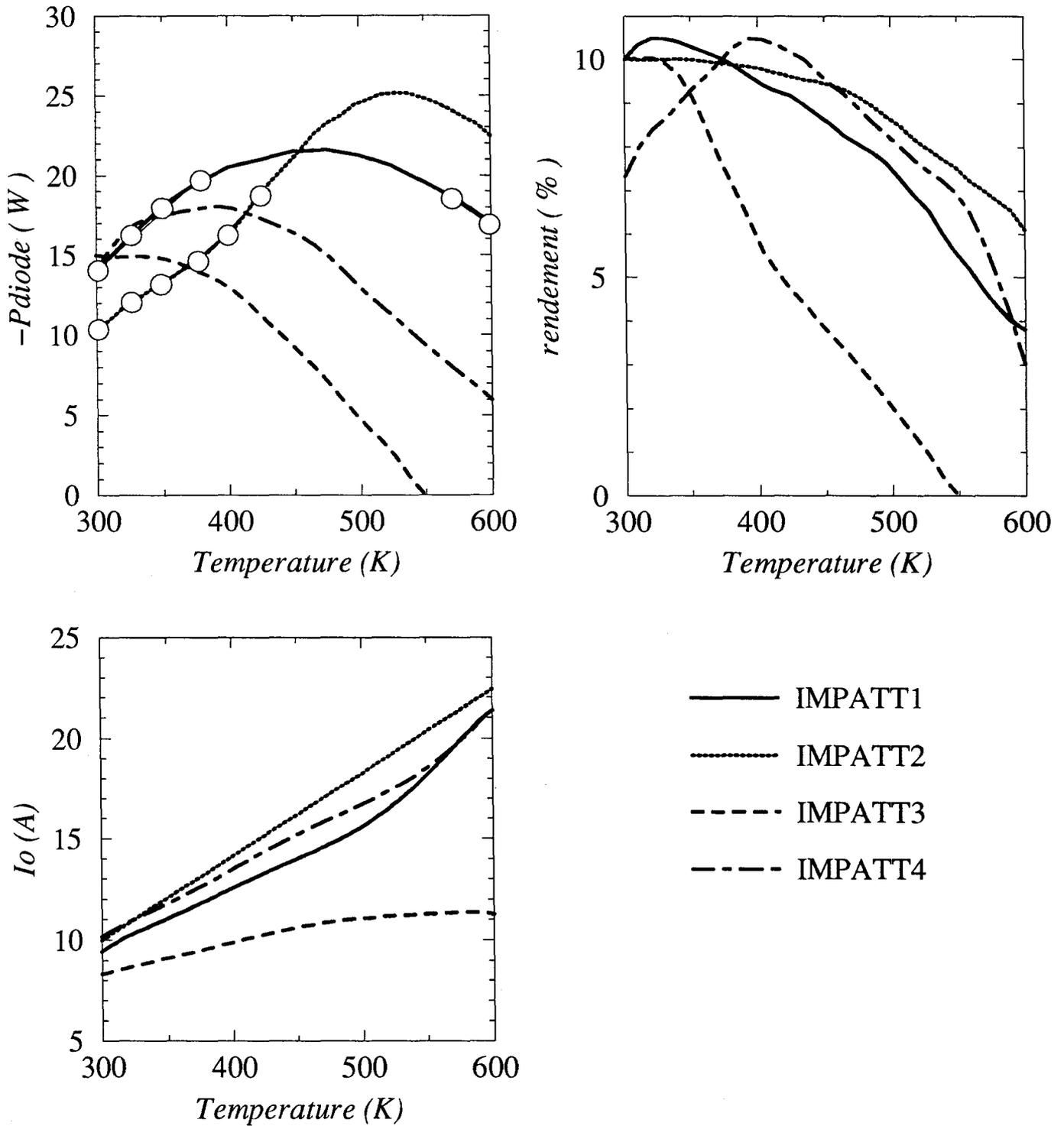
Les évolutions montrent l'existence d'une plage de température comprise entre 450K et 600K pour laquelle la puissance émise est maximale quelque soit le niveau d'impédance de charge considéré. Notons que pour une impédance de charge à 94 GHz de $(3 +j 1 \Omega)$, la puissance théorique émise est optimale et atteint une valeur de 25 W pour une température de fonctionnement de 550 K et un courant de polarisation de l'ordre de 20 A. Ce niveau d'impédance optimal à 94 GHz est parfaitement cohérent avec les valeurs déterminées à l'aide du modèle purement sinusoïdal. Par ailleurs, les résultats obtenus avec le modèle temporel général montrent également que la diode est en théorie capable de fonctionner à des niveaux de résistance de charge plus élevés que ceux prévus par le modèle sinusoïdal. Ce résultat évoque la possibilité d'augmenter le niveau de puissance émise en augmentant la valeur de la section de la diode. Il convient cependant de pouvoir rester en deçà de la limite thermique. Ce mode de fonctionnement pose le problème débattu à maintes reprises dans le passé de l'intérêt de réaliser des diodes annulaires ou multiméssa [7],[8],[9]. En effet, ce type de technologie conduit à la réalisation de diodes présentant une résistance thermique plus faible (à section de diode équivalente) que celle des diodes de structure à simple méssa couramment réalisées.

II.3 Influence de la température de fonctionnement

L'optimisation du niveau d'impédance de charge a également été menée pour les trois autres structures de diode. Elle nous a permis de déterminer pour chacune d'elles un niveau d'impédance de charge optimal, pour lequel la puissance émise est maximale, ainsi que les conditions de polarisation correspondantes. Nous présentons sur la figure II-7 les évolutions de la puissance émise, du rendement de conversion ainsi que du courant de polarisation, en fonction de la température de fonctionnement. Les niveaux d'impédance de charge optimaux relatifs à chacune des diodes sont résumés dans le tableau ci-dessous :

	$Z_c = R_c + j X_c$	
	R_c (Ohms)	X_c (Ohms)
IMPATT 1	3	1
IMPATT 2	3	1
IMPATT 3	3	1.75
IMPATT 4	3	1

Figure II-7: Evolutions de la puissance émise, du rendement de conversion ainsi que du courant de polarisation en fonction de la température de fonctionnement pour quatre structures de diode.



Dans tous les cas, la section de la diode est fixée à 10^{-8} m^2 . Pour chacune des diodes, les points de fonctionnement pour lesquels un fonctionnement paramétrique analogue à celui décrit au paragraphe II.3 a été constaté sont indiqués sur la figure II-7 par des cercles.

Le résultat le plus important mis en évidence dans cette figure est l'existence, pour chacune des diodes, d'une plage de température de fonctionnement optimale dans laquelle le niveau de puissance émise est maximal et le régime d'oscillation est monochromatique.

Plus en détail, nous pouvons observer que :

- la diode IMPATT 3 présente un fonctionnement optimal dans la plage de température s'étendant de 300K à 400K, plage pour laquelle sa structure de zone active a été optimisée. La puissance théorique émise atteint des niveaux de l'ordre de 15 W avec un rendement de l'ordre de 10 %. Cette diode présente un fonctionnement monochromatique pour l'ensemble des points de fonctionnement ici présentés.
- la diode IMPATT 4 (THOMSON) est susceptible de délivrer des niveaux de puissance de l'ordre de 18 W dans la plage de température allant de 350K à 450K avec un rendement de conversion lui aussi de l'ordre de 10%.
- la diode IMPATT 1 atteint ses performances optimales ($P_{\text{RF}} \geq 20 \text{ W}$, $\eta_{\text{RF}} \approx 10 \%$) dans la gamme de température de 400K à 550K. Ce résultat est cohérent avec la température de 500 K pour laquelle sa structure de zone active a été optimisée. Cette diode présente un fonctionnement paramétrique en deçà et au-delà de sa plage de température de fonctionnement optimale.
- La diode IMPATT 2 permet d'atteindre les niveaux de puissance émise les plus élevés ($P_{\text{RF}} \geq 25 \text{ W}$, $\eta_{\text{RF}} \approx 10 \%$). Elle présente un fonctionnement paramétrique pour des températures inférieures à 450 K. Sa plage de température de fonctionnement optimale s'étend donc de 450 K à au moins 600 K, ce qui est cohérent avec le fait que son épaisseur de zone active est la plus faible comparée à celle des autres diodes considérées. Son comportement et ses performances théoriques au-delà de 600 K n'ont pas fait l'objet d'investigations.

On peut conclure de l'ensemble de ces résultats que même si les diodes sont optimisées d'un point de vue théorique pour une température de fonctionnement bien précise, leur plage de fonctionnement optimale en température ne présente pas un caractère trop critique. On peut lui donner une valeur variant de 100 K à 150 K. Cette plage est de l'ordre de grandeur de l'élévation de température se produisant en pratique durant une impulsion [10],[11],[12]. Ainsi, en régime périodique d'impulsions, on aura tout intérêt à ce que la température de jonction de la diode au début de l'impulsion coïncide sensiblement avec la température minimale de la plage pour laquelle elle présente un fonctionnement monochromatique à puissance maximale. Cette condition devrait de plus être vérifiée dans toute la gamme de température de fonctionnement externe. Cette contrainte pose le problème de l'intérêt pratique d'un dispositif d'asservissement thermique permettant de refroidir ou de réchauffer la diode (courant de préchauffage) en fonction de la valeur de température ambiante. En effet, nos résultats montrent que en dehors de la plage de température de fonctionnement optimale, il se présente un risque de chute du niveau de puissance délivrée associé à un fonctionnement paramétrique.

III Fonctionnement en régime impulsif : optimisation de la forme de l'impulsion de courant

Nous abordons maintenant l'étude du fonctionnement de l'oscillateur A.T.T. en régime périodique d'impulsions. La description des phénomènes se produisant durant les temps de refroidissement du circuit entre deux impulsions successives n'est pas fondamentale dans le cas de notre étude. Nous limiterons par conséquent notre modélisation du fonctionnement de l'oscillateur dans le domaine temporel à une durée égale à la largeur de l'impulsion de courant de polarisation, soit à un intervalle de temps de l'ordre de 100 ns. Cette hypothèse impose le choix des conditions initiales au début de la simulation. D'un point de vue électrique, le modèle permet de tenir compte des différentes situations rencontrées en pratiques (repos électrique, courant de préchauffage,...). Du point de vue thermique, cette hypothèse impose de connaître la valeur de la température de jonction de la diode en début de l'impulsion. Cette valeur est en pratique difficile à évaluer. L'expérience montre que compte tenu de la puissance dissipée par effet joule au niveau de la zone active du composant, le circuit n'a pas le temps de se refroidir totalement entre deux impulsions consécutives.

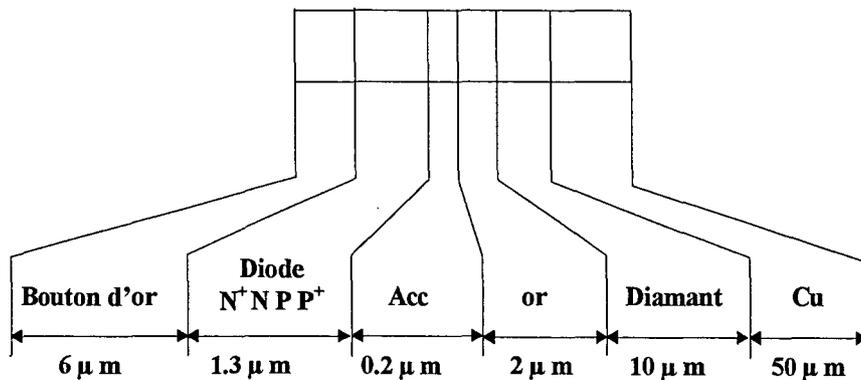
Le régime de fonctionnement, à un instant t de l'impulsion, dépend fortement des valeurs du courant de polarisation et de la température de jonction de la diode à cet instant. Par conséquent, la forme d'onde de l'impulsion de courant de polarisation est une donnée essentielle pour l'obtention d'un régime d'oscillation stable à 94 GHz à puissance maximale sur la totalité de la durée de l'impulsion. Ainsi, dans la pratique un des problèmes majeurs rencontrés lors du réglage de ces oscillateurs est l'ajustement de la forme du courant de polarisation de façon à obtenir un fonctionnement optimal de l'oscillateur.

Le modèle le plus approprié pour étudier l'influence de ce paramètre est le modèle temporel électro-thermique de l'oscillateur décrit au chapitre I. Ce modèle est celui dans lequel le circuit passif de charge est constitué d'un circuit RLC série. Rappelons uniquement qu'il permet de définir la valeur des paramètres de transport des porteurs dans la diode de façon cohérente avec la puissance instantanée dissipée sous forme de chaleur au niveau de la zone active du composant.

L'exploitation de ce modèle a principalement été effectuée dans le cadre d'une étude portant sur l'oscillateur réalisé à THOMSON. Aussi, les paramètres géométriques et technologiques définissant la structure de la diode, ainsi que la structure de son radiateur thermique sont ceux utilisés en pratique, que nous rappelons ci-dessous:

Caractéristiques de la diode et de son radiateur

	L_p (μm)	S_d (m^2)	L_p (μm)	L_n (μm)	N_p (m^{-3})	N_n (m^{-3})
IMPA III 4	1.3	10^{-8}	0.48	0.22	$2.2 \cdot 10^{23}$	$1.7 \cdot 10^{23}$



La figure II-8 et la figure II-9 représentent un exemple typique de résultats obtenus à l'aide de ce modèle. Elles montrent les évolutions, sur une durée de 100 ns, de la fréquence fondamentale instantanée d'oscillation, du niveau de puissance émise et de la température de jonction de la diode pour différentes formes d'onde d'impulsion de courant. Le régime de fonctionnement simulé est ici un régime d'oscillations libres. La température initiale de la diode est de 300 K. Le niveau d'impédance de charge à 94 GHz est égale à $(3 + j1)\Omega$ pour une section de diode égale à 10^{-8} m^2 .

Les résultats montrent qu'une amplitude de courant de polarisation constante entraîne une diminution régulière de la fréquence fondamentale d'oscillation de plus d'une dizaine de GHz au bout de 100 ns. Le niveau de puissance délivrée est loin d'être stable et n'atteint ses valeurs maximales que durant une vingtaine de nanosecondes en début d'impulsion. En effet, compte tenu des conditions de polarisation, la température de jonction de la diode atteint rapidement des valeurs élevées conduisant à un fonctionnement du composant en dehors de sa gamme de température optimale d'utilisation.

La dérive en fréquence peut être contrôlée en jouant par exemple sur une augmentation linéaire du courant de polarisation. Ces résultats sont cohérents avec ceux classiquement observés dans ce régime de fonctionnement [10]. On notera d'autre part que cette forme simple d'impulsion de courant joue très peu sur le profil de l'enveloppe de la puissance délivrée.

Figure II-8 : Evolutions temporelles de la fréquence fondamentale d'oscillation pour trois formes d'ondes de l'impulsion de courant de polarisation.

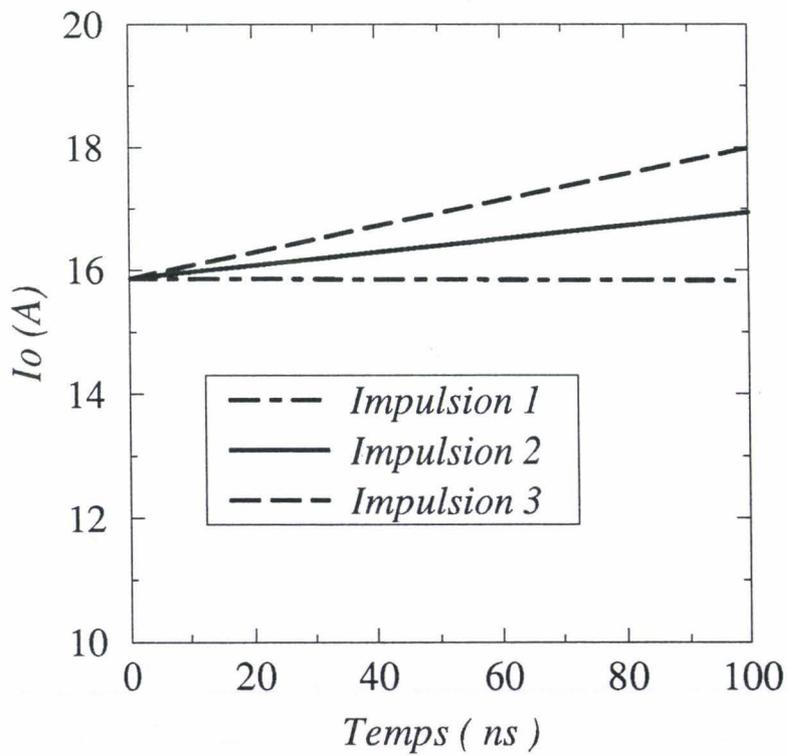
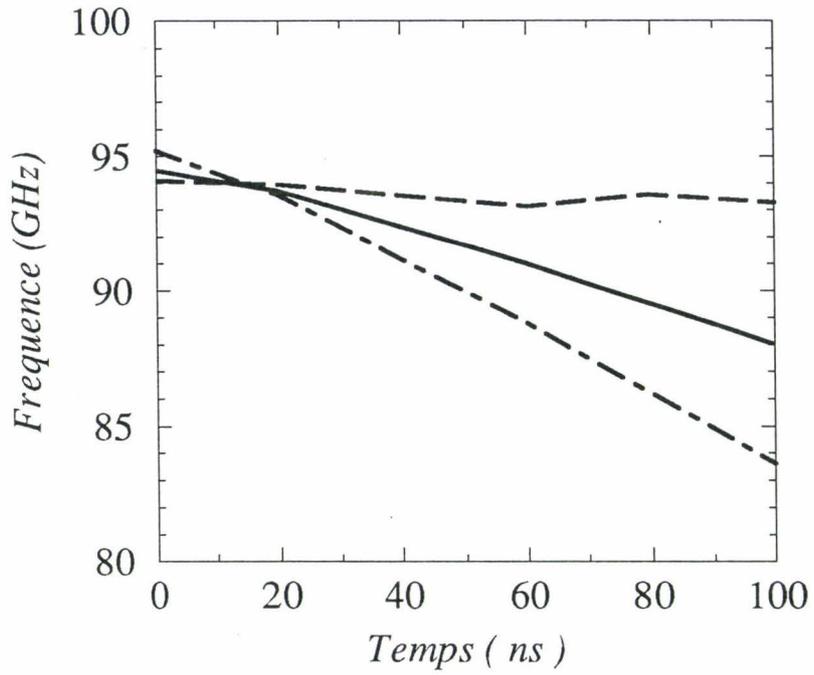
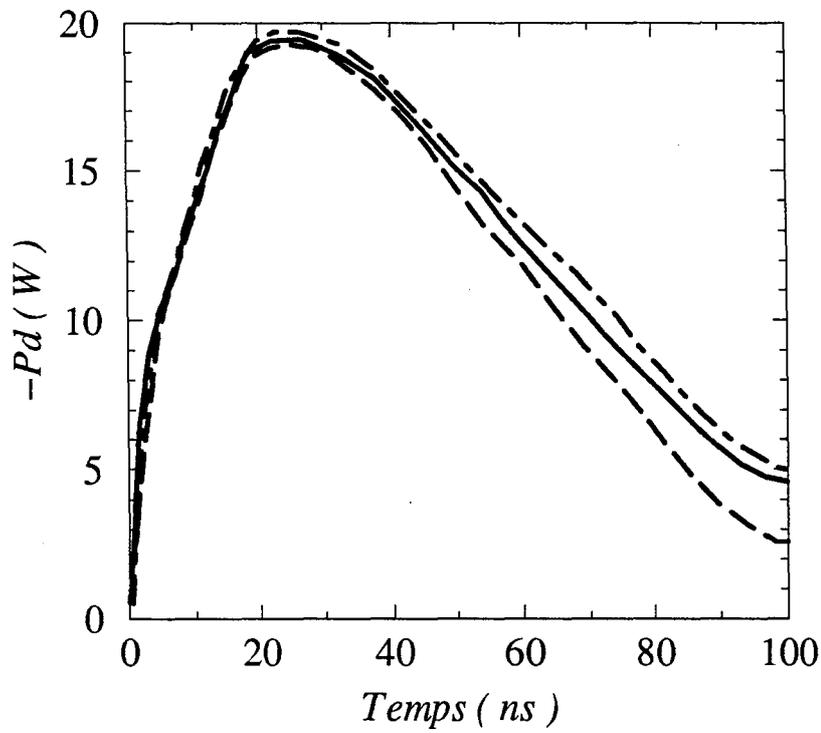
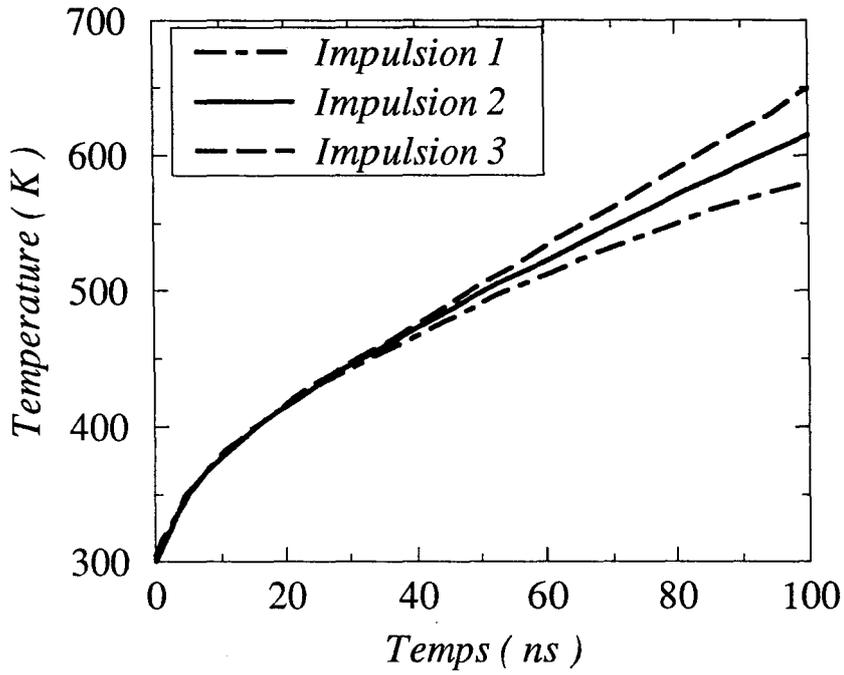


Figure II-9 : Evolutions temporelles de la puissance instantanée et de la température de jonction de la diode pour trois formes d'ondes de l'impulsion de courant de polarisation.



III.1 Premières comparaisons théorie expérience

Le modèle électrothermique temporel décrit précédemment a été utilisé dans le cadre d'une première comparaison avec des résultats issus de mesures effectuées à THOMSON. Celle-ci n'est pas facile compte tenu de la complexité des phénomènes mis en jeu. Aussi, avant d'en présenter et d'en discuter les principaux résultats, il convient d'examiner les conditions dans lesquelles est effectuée cette comparaison :

- tout d'abord, les mesures expérimentales de puissance ont été effectuées en sortie de l'émetteur complet développé à THOMSON. Celui-ci est constitué de la mise en cascade de quatre oscillateurs délivrant des niveaux de puissance croissants. Ces étages se verrouillent successivement les uns les autres par injection du signal de sortie d'un étage à l'entrée du suivant. En imaginant que l'on aurait pu définir un schéma électrique équivalent suffisamment simple et réaliste du circuit complet, la simulation de son fonctionnement sur une durée de 100 ns à l'aide de notre modèle électrothermique est encore à ce jour prématurée, compte tenu des temps de mise en œuvre et d'exploitation du logiciel sur l'ordinateur dont nous disposons à l'IEMN. C'est la raison pour laquelle les résultats expérimentaux sont comparés à nos résultats théoriques correspondant à la simulation du fonctionnement en régime d'oscillations libres du dernier étage de l'oscillateur.

- Deuxièmement, il est nécessaire de relativiser l'interprétation des résultats obtenus par rapport aux imprécisions liées à la définition de certains paramètres :

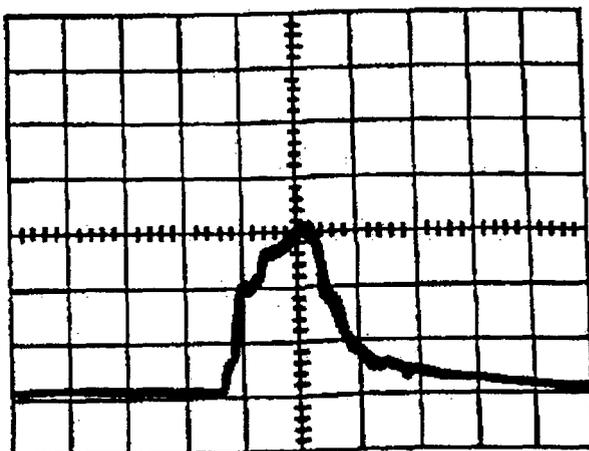
- le profil de dopage de la diode est une donnée essentielle de notre modélisation. Les résultats théoriques sont fortement dépendants de son évaluation expérimentale.

- la mesure de la forme d'onde de l'enveloppe de la puissance de sortie de l'émetteur durant une impulsion ne résulte pas d'une mesure directe de la puissance instantanée délivrée mais est issue d'une mesure de puissance moyenne suivie d'une reconstitution d'après le facteur de forme des signaux de polarisation. Cette méthode d'évaluation peut être une source d'erreur.

Figure II-10 : Evolutions expérimentales de la forme d'onde du courant de polarisation et de la puissance détectée.

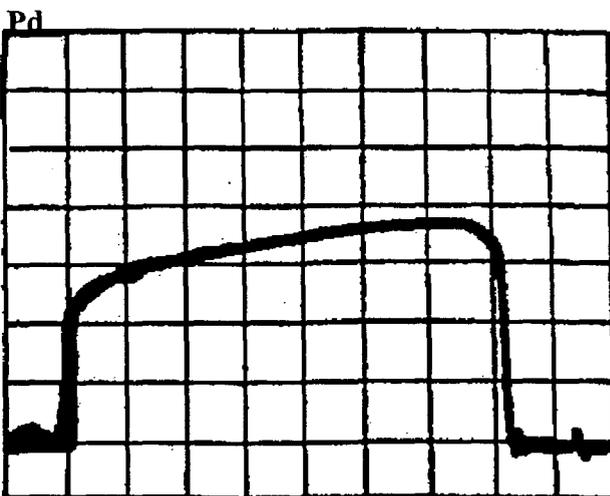
Courant de polarisation expérimental.

10 (5A / Div)



temps (50ns / Div)

Puissance détectée.



temps (10ns / Div)

- Il est bon de rappeler à ce niveau que le comportement électrique fréquentiel du circuit RLC de charge utilisé dans la simulation ne traduit, de façon réaliste, le comportement du circuit réel, que dans une faible bande de fréquence centrée autour de 94 GHz.

- La température initiale de jonction de la diode ne peut être évaluée avec précision.

- Les données relatives à la simulation sont les suivantes :

- les paramètres technologiques et géométriques de la diode utilisée lors de ces mesures ainsi que ceux de son radiateur thermique ont été respectés. La section de la diode est ici de $1.13 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. En l'absence d'évaluation expérimentale du niveau d'impédance de charge à 94 GHz, nous avons considéré que, lors des mesures, le circuit de charge était réglé de façon à obtenir un niveau de puissance délivrée à la fois stable et maximal. Partant de cette hypothèse, nous avons déterminé de façon théorique à l'aide du modèle temporel isotherme, ce niveau d'impédance conformément à la méthode décrite dans le paragraphe II. Celui-ci est égal à $Z(94 \text{ GHz}) = (2.65 + j0.88) \Omega$. La température de jonction initiale de la diode est arbitrairement considérée égale à 300 K. La forme d'onde théorique du courant de polarisation a été déterminée d'après la forme mesurée en pratique (figure II-10). Notons que pour des raisons de confidentialité, les résultats concernant les niveaux de puissance délivrée tant théoriques qu'expérimentaux seront présentés sous forme normalisée par rapport aux valeurs maximales évaluées.

Compte tenu de l'imprécision liée à la mesure de la forme d'onde de l'impulsion de courant, les résultats théoriques sont présentés pour deux approximations différentes de celle-ci (figure II-11.a). La figure II-11 présente les évolutions temporelles théoriques et expérimentales du niveau de puissance délivrée et du courant de polarisation. Notons que cette figure présente aussi les évolutions temporelles, cette fois uniquement théoriques, de la fréquence fondamentale et de la température de jonction de la diode. Une bonne concordance est observée en ce qui concerne la durée de fonctionnement en oscillation autour de 94 GHz de l'ordre de 75 ns. On note par contre des différences plus sensibles en ce qui concerne la forme de l'enveloppe de la puissance délivrée. L'évolution expérimentale montre une croissance régulière du niveau de puissance émis d'environ 70 % de son niveau maximal en début d'impulsion jusqu'à 100 % en fin d'impulsion.

Figure II-11 : Comparaison théorie-expérience : forme d'onde du courant de polarisation et puissance instantanée (figure II-11.a et II-11.b).

figure II-11.a

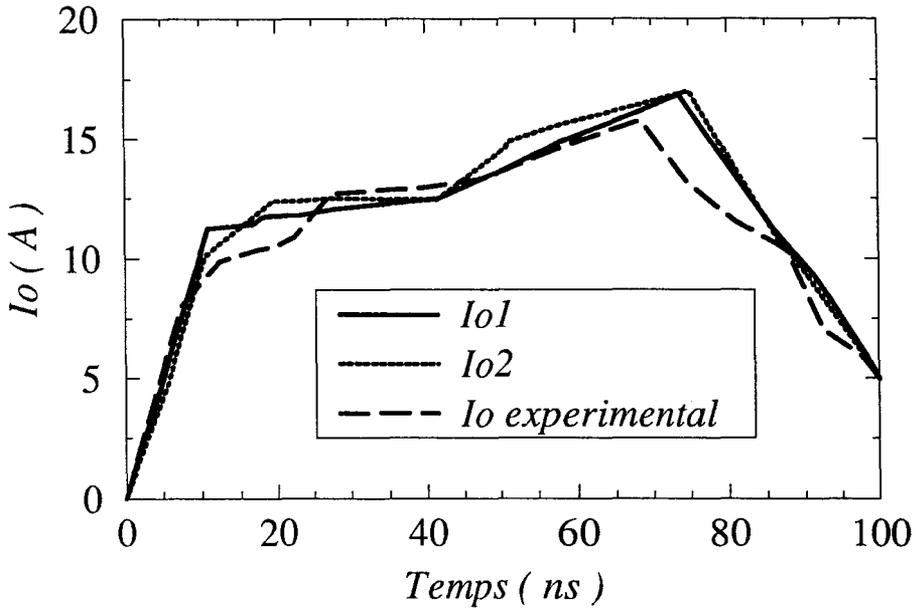


figure II-11.b

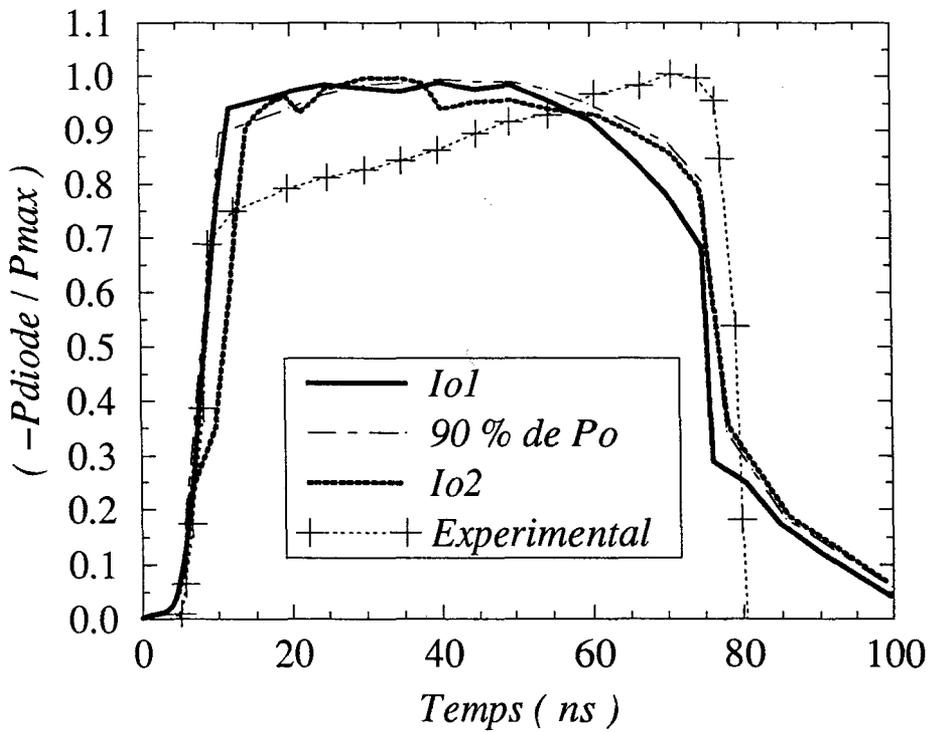


Figure II-11 : Evolutions théoriques de la température instantanée de la jonction de la diode et de la fréquence de l'oscillateur (figure II-11.c et II-11.d).

figure II-11.c

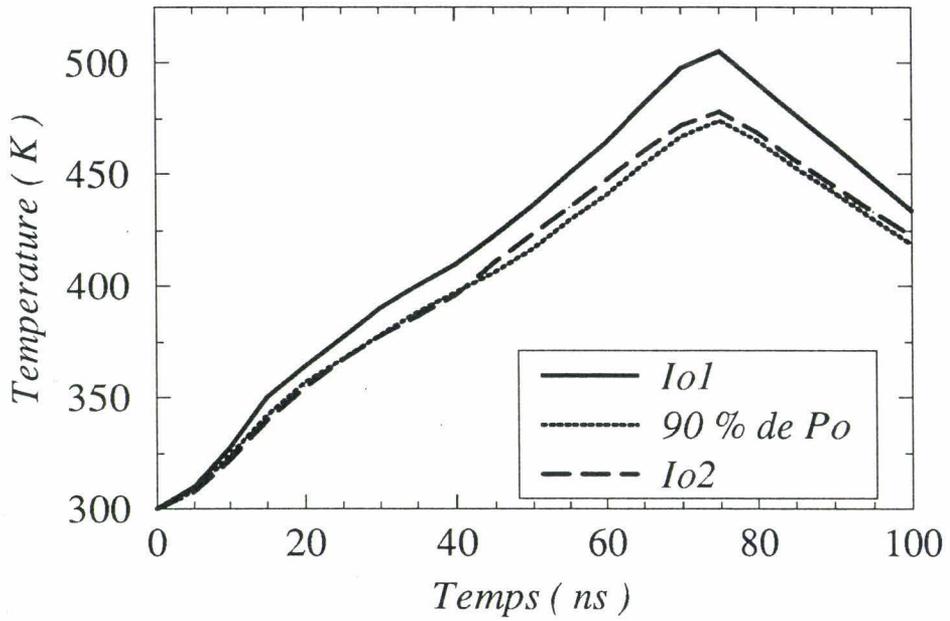
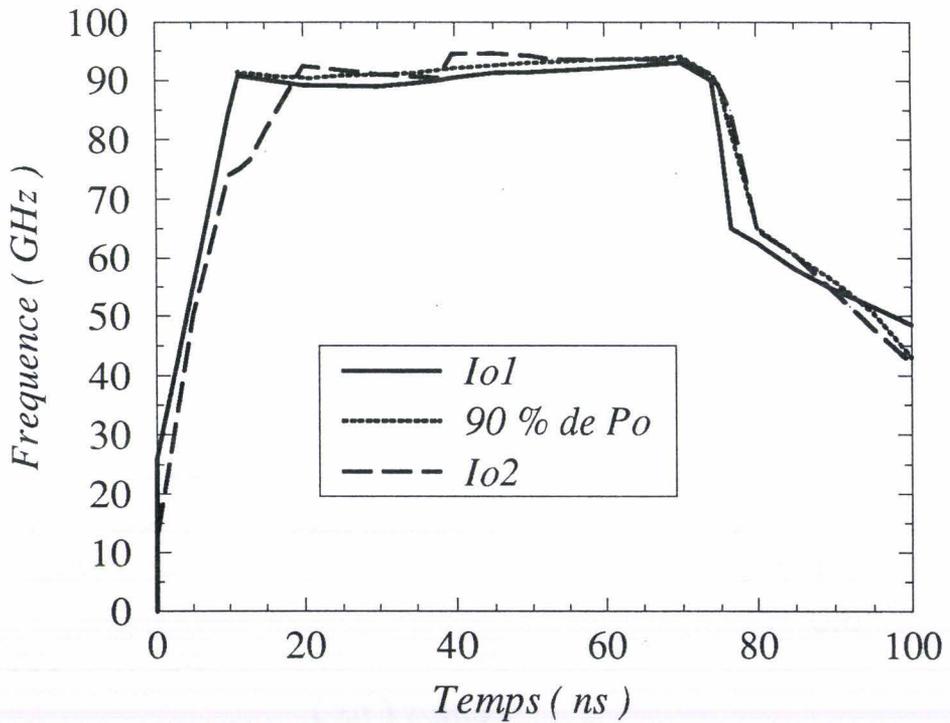


figure II-11.d



Les deux évolutions théoriques montrent plutôt une stabilité du niveau de puissance délivrée, proche de son maximum durant les 60 premières nanosecondes du fonctionnement de l'oscillateur, suivie d'une nette décroissance durant les 15 dernières nanosecondes. Les différences constatées peuvent en partie provenir de la description du comportement transitoire thermique du circuit.

En effet :

la diminution prématurée du niveau de puissance émise en fin d'impulsion, prédite par le modèle, peut être attribuée au modèle thermique unidimensionnel. Ce modèle simplifié tend à surestimer l'élévation de température de jonction de la diode. Cette tendance a été confirmée lors de comparaisons effectuées à l'aide d'un modèle développé à THOMSON-LCR considérant un écoulement tridimensionnel de la diffusion de la chaleur [13].

On pourra juger de l'influence de l'évaluation de la température sur l'évolution de la puissance théorique délivrée en considérant la courbe en trait pointillé. Ce résultat a été obtenu dans le cas de l'impulsion de courant notée I_{o1} en ne considérant que 90 % de la puissance dissipée P_o pour le calcul de la température de jonction. Le développement d'un modèle thermique quasi-3D utilisant la symétrie de révolution naturelle de l'ensemble constituant la ligne coaxiale, la diode et une partie de la masse thermique du circuit semble une solution raisonnable en terme de coût d'exploitation pour une amélioration future de notre modèle.

La température théorique initiale de jonction de la diode est fixée à 300 K, cette valeur est inférieure à la valeur réelle qui peut être estimée à 350 K pour une température ambiante de 20 °C. Le choix d'une valeur de température initiale de 300 K nous permet ici de limiter l'influence de la surestimation systématique de la température instantanée de jonction de la diode liée au modèle thermique unidimensionnel.

CONCLUSIONS

En conclusion, les résultats essentiels présentés peuvent se résumer de la façon suivante :

- l'intérêt de la diode A.T.T pour la génération de forte puissance en gamme millimétrique en régime périodique d'impulsions résulte de son mode de fonctionnement résonnant, lié à la valeur du courant de polarisation.

- le régime d'oscillation le plus favorable en terme de puissance délivrée, de rendement et de niveau de résistance négative correspond à des courants de polarisation situés légèrement en deçà de la valeur du courant de résonance.

- La valeur du courant de résonance dépend à la fois de l'amplitude de la tension hyperfréquence développée aux bornes de la diode et de sa température de jonction. En conséquence, la définition d'un niveau d'impédance de charge optimal à 94 GHz pour un fonctionnement stable, tant en terme de puissance délivrée que de fréquence d'oscillation, dans une gamme de température donnée, doit faire l'objet d'un compromis résultant d'une optimisation. Ce résultat d'optimisation est dépendant de conditions de polarisation spécifiques.

- Une structure de diode donnée présente une gamme de température de fonctionnement optimale en-deçà et au-delà de laquelle on observe une chute des performances et un risque de fonctionnement paramétrique. Cette plage a pu être quantifiée et montre l'intérêt d'une régulation thermique pour un fonctionnement de l'oscillateur dans une large gamme de température externe.

- La définition d'une structure de diode en absolu optimale devrait inclure des critères d'optimisation supplémentaires à ceux considérés dans notre travail, tels que le fonctionnement en régime très grand signal (problème des résistances dynamiques parasites induites, fonctionnement paramétrique...), la limitation des performances (injection tunnel, ...) et la fiabilité (température de jonction de diode maximale autorisée, ...). Ce travail ultime d'optimisation doit être ouvert à des structures de diode présentant des profils de dopage plus complexes que ceux considérés dans notre étude.

- Le modèle électrothermique temporel est l'outil permettant l'approche la plus réaliste du fonctionnement instantané des oscillateurs A.T.T. en régime d'impulsions. Son exploitation a permis de montrer l'importance de la forme d'onde du courant de polarisation pour l'obtention d'un fonctionnement optimal stable. Celui-ci dépend de façon étroite des valeurs instantanées du courant de polarisation et de la température de jonction de la diode, ainsi que de l'interaction électrique du composant actif et de son circuit de charge. Une première comparaison avec des résultats expérimentaux a permis de mesurer l'apport d'une telle modélisation en terme de compréhension du fonctionnement complexe de ces oscillateurs.

- Les limitations du modèle actuel ont été identifiées et des solutions ont été proposées en vue de son amélioration. Celle-ci nécessite une augmentation des performances des calculateurs.

- REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE II -

- [1] C. DALLE , "Contribution à la modélisation physique numérique des circuits non-linéaires à dipôle microondes dans les domaines temporel et fréquentiel ", Diplôme d'habilitation à diriger des recherches en sciences, Lille, juillet 1992.
- [2] M.R. FRISCOURT, " Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique", Thèse de doctorat d'Etat, Lille, mai 1985.
- [3] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY, "Avalanche diode oscillator, I. Basic concepts", Int. J. Electronics, 37, 577-632 , (1974).
- [4] C. DALLE, "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, juillet 1986.
- [5] P.A. ROLLAND, C. DALLE, M.R. FRISCOURT, "Physical understanding and optimum design of high-power millimeterwave pulsed IMPATT diodes", IEEE Electron. Device Lett., vol. 12, n°5, may 1991.
- [6] L. GAUL, M. CLAASSEN, "Pulsed high power operation of p+pnn+ avalanche diodes near avalanche resonance for mm wave oscillators", IEEE Trans. Electron. Devices, vol. 41 n°8., August 1994.
- [7] G. GIBBONS, T. MISAWA, "Temperature and current distribution in an avalanching P-N junction", SSE, Vol. 11, pp. 1007-1014.
- [8] J. FREY, "Multimesa versus annular construction for high average power in semiconductor devices", IEEE Electron. Devices, ED-19, N°8, 981-985, 1972.
- [9] K. BOARD, "Thermal properties of annular and array geomtry semiconductor devices on composite heatsinks", SSE, Vol 16, 1315-1320, 1973.
- [10] T.F. FONG, H.T. KUNO, " Millimeter Wave Pulsed IMPATT Sources ", IEEE Trans. on MTT, Vol 27, N° 5, may 1979.
- [11] N.B. KRAMER, " Millimeter Wave Semiconductor Devices ", IEEE Trans. on MTT, Vol MTT 24, n°11, november 1976.

[12] G.R. THOREN, M.J. VIROSTKO, " A High Power W Band Solid State Transmitter For High Duty Cycles and Wide Bandwidth ", IEEE Trans. on MTT, Vol MTT-31, n°2, february 1983.

[13] Y. PERREAL, Thomson LCR, "Etude théorique de diode IMPATT 94 GHz", communication privé

- CHAPITRE III -

*ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DU
CIRCUIT PASSIF DE CHARGE DE L'OSCILLATEUR A.T.T*

I Introduction

Parmi les différents types de circuit passif existant dans le domaine des hyperfréquences, les circuits en structure guide d'onde sont les plus utilisés pour la réalisation d'oscillateurs A.T.T. en gamme d'ondes millimétriques. En effet, plusieurs avantages leur sont classiquement reconnus:

- les pertes métalliques sont faibles;
- ces circuits présentent généralement des coefficients de qualité élevés (>50), ce qui permet de réaliser des accords très sélectifs, et contribue à la stabilisation du fonctionnement de l'oscillateur;
- leur structure est rigide, ce qui permet une utilisation dans des conditions sévères (tenue aux chocs et aux vibrations);
- la connexion à des appareils de mesure se fait directement en guide d'onde standard.

Une des difficultés rencontrée lors de la conception de ces oscillateurs est liée au fait qu'il faut adapter l'impédance de sortie du circuit passif de charge qui est élevée (de l'ordre de 400Ω) à l'impédance de la diode, qui est elle au contraire très petite, de l'ordre de un Ohm. Cette adaptation nécessite l'utilisation de structures de circuit permettant une transformation progressive d'impédance (guide réduit), auxquelles doivent s'ajouter les éléments de réglage (court-circuit mobile, cales). A cette difficulté d'ordre électrique s'ajoute une difficulté d'ordre mécanique. En effet, la taille des pièces mécaniques est en général du même ordre de grandeur que la longueur d'onde guidée, qui, dans la gamme de fréquences considérées, devient très petite ($\lambda = 3$ mm pour $f = 94$ GHz.). Ceci nécessite l'utilisation de techniques d'usinage particulières et coûteuses. Le circuit passif de charge vu par la zone active de la diode ne se limite pas seulement au circuit en structure guide d'onde. En effet, les éléments constituant le boîtier de la diode semiconductrice, assurant sa connexion au circuit extérieur et sa protection, contribuent de façon importante à la transformation d'impédance. Ils doivent donc être impérativement inclus dans la modélisation globale du circuit passif de charge.

II Structure du circuit passif de charge de l'oscillateur

La structure de circuit que nous avons étudiée est celle utilisée à Thomson CSF (Radars et contre-mesures). Elle se présente schématiquement sous la forme d'un guide d'onde rectangulaire réduit traversé par une ligne coaxiale (figure III-1.a).

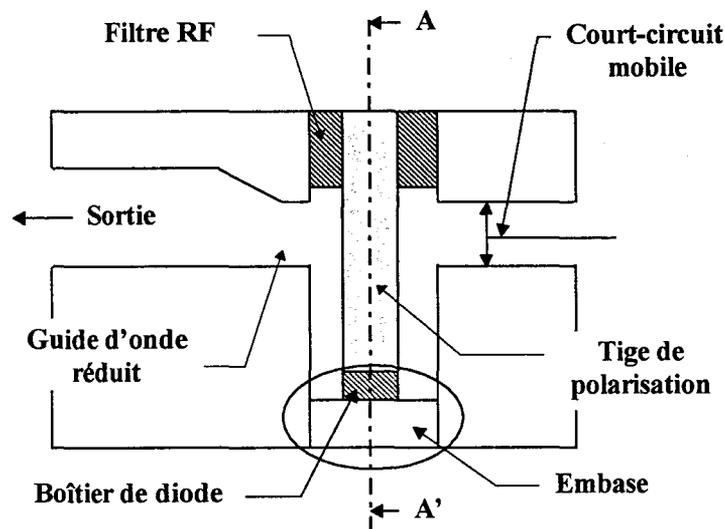


Figure III-1.a : Structure schématique de la cavité

Un des accès en guide d'onde est fermé par un piston de court-circuit mobile, l'autre accès constituant la sortie de l'oscillateur. La ligne coaxiale est fermée par un filtre RF à l'une de ses extrémités, l'autre étant terminée par la diode A.T.T. montée en boîtier. L'âme centrale de cette ligne constitue la tige de polarisation permettant d'alimenter en courant la diode.

Le boîtier de protection de la diode (figure III-1.b) est constitué d'une embase en cuivre sur laquelle est soudé un anneau de quartz isolant fermé par un capot en cuivre. La diode est placée sur un piédestal en diamant soudé sur l'embase. Sa connexion au capot est assurée par un élément préformé en or, thermo-compressé en son milieu sur la diode et soudé au niveau du capot.

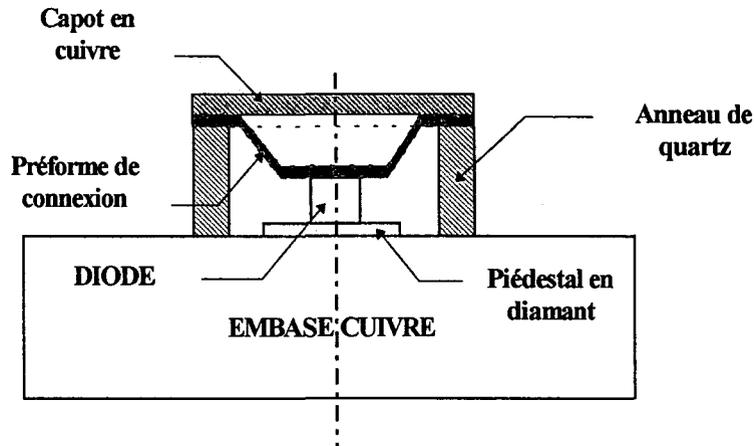


Figure III-1.b : Structure schématique du boîtier de la diode.

III Modélisation du circuit passif de l'oscillateur dans le domaine fréquentiel

Notre modèle du circuit passif de charge de l'oscillateur doit être essentiellement capable de décrire le comportement électrique fréquentiel de l'ensemble du circuit de l'oscillateur vu au niveau des couches épitaxiées de la diode. Un travail préalable a été nécessaire afin de déterminer le modèle le plus approprié à notre étude. Ce modèle doit réaliser le meilleur compromis entre conditions d'exploitation et précision des résultats obtenus. En effet, il doit permettre d'étudier de façon exhaustive la sensibilité et l'influence relative des différents paramètres de réglage de la cavité et des principaux éléments constituant le boîtier de la diode sur l'impédance globale du circuit passif de charge. Ainsi, nous avons envisagé au départ trois types de modélisation de circuit dans le domaine fréquentiel:

- une modélisation purement analytique de la cavité et du boîtier de diode,
- une modélisation physique électromagnétique numérique de la cavité et du boîtier,
- une modélisation mixte basée sur un modèle analytique du boîtier couplé à un modèle physique électromagnétique numérique de la cavité.

III.1 Modèle purement analytique du circuit passif

III.1.1 Modélisation analytique de la cavité

Ces modèles analytiques sont basés principalement sur un schéma électrique équivalent dans lequel chaque élément du circuit traduit de façon phénoménologique le comportement électromagnétique d'une partie du circuit réel. Il existe dans la littérature un grand nombre de schémas équivalents décrivant la transition de type "ligne coaxiale-guide d'onde rectangulaire". Ils correspondent chacun à des degrés d'approximation plus ou moins importants. Pour notre part, nous avons utilisé le modèle développé par N. Haese dans le cadre de sa thèse d'université [9]. Celui-ci est basé sur les travaux réalisés par Chang [1] et Williamson [2] qui sont les plus récents et reconnus comme l'état de l'art en ce qui concerne ce type de modélisation de circuit ([3],[4],[5],[6],[7]). L'exploitation de ce modèle doit être effectuée dans le cadre des hypothèses définies par Williamson, qui sont les suivantes:

- les métaux constituant le circuit formé par le guide d'onde rectangulaire et la ligne coaxiale sont considérés comme parfaitement conducteurs;
- seul le mode dominant TE_{10} se propage dans le guide d'onde rectangulaire;
- seul le mode dominant TEM se propage dans la ligne coaxiale;
- le diélectrique constituant le milieu intérieur du circuit est de l'air.

A ces limitations d'ordre physique s'ajoutent des limitations liées à la géométrie du circuit, à savoir que :

- le rapport $\frac{2a}{d}$, où $2a$ est le diamètre du conducteur central de la ligne coaxiale et d le grand côté du guide d'onde, doit demeurer inférieur à $\frac{1}{4}$: $\frac{2a}{d} \leq \frac{1}{4}$

- Le rapport $\frac{e}{d}$, où e est l'excentricité de la ligne coaxiale, doit vérifier la condition

$$\text{suivante: } 0.2 \leq \frac{e}{d} \leq 0.8$$

La figure III-2 représente une coupe transversale dans le plan A-A' (figure III-1.a) de la transition de type " ligne coaxiale-guide d'onde ", qui constitue l'élément de la structure du circuit le plus difficile à modéliser.

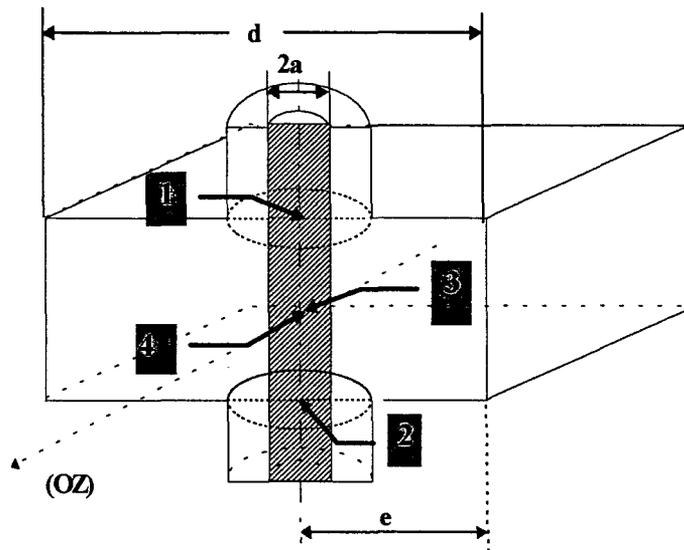


Figure III-2 : Coupe transversale de la transition "ligne coaxiale-guide d'onde".

En général, la ligne coaxiale traverse le guide d'onde rectangulaire en son milieu, là où le champ électrique suivant la direction de propagation (OZ) est maximum. La traversée du guide par la ligne coaxiale donne lieu à un déphasage des champs se propageant dans le guide, ainsi qu'à un couplage au niveau des ouvertures coaxiales dans les grands côtés du guide. Pour définir le schéma équivalent de cette transition, on définit quatre accès:

- deux accès relatifs aux ouvertures coaxiales dans les grands côtés du guide qui sont repérés 1 et 2 sur la figure III-2,
- deux autres accès relatifs au guide d'onde, repérés 3 et 4, qui sont définis perpendiculairement au plan transversal passant par l'axe de la ligne coaxiale.

La figure III-3 représente le schéma équivalent de la transition proposé par Williamson [2], dans lequel :

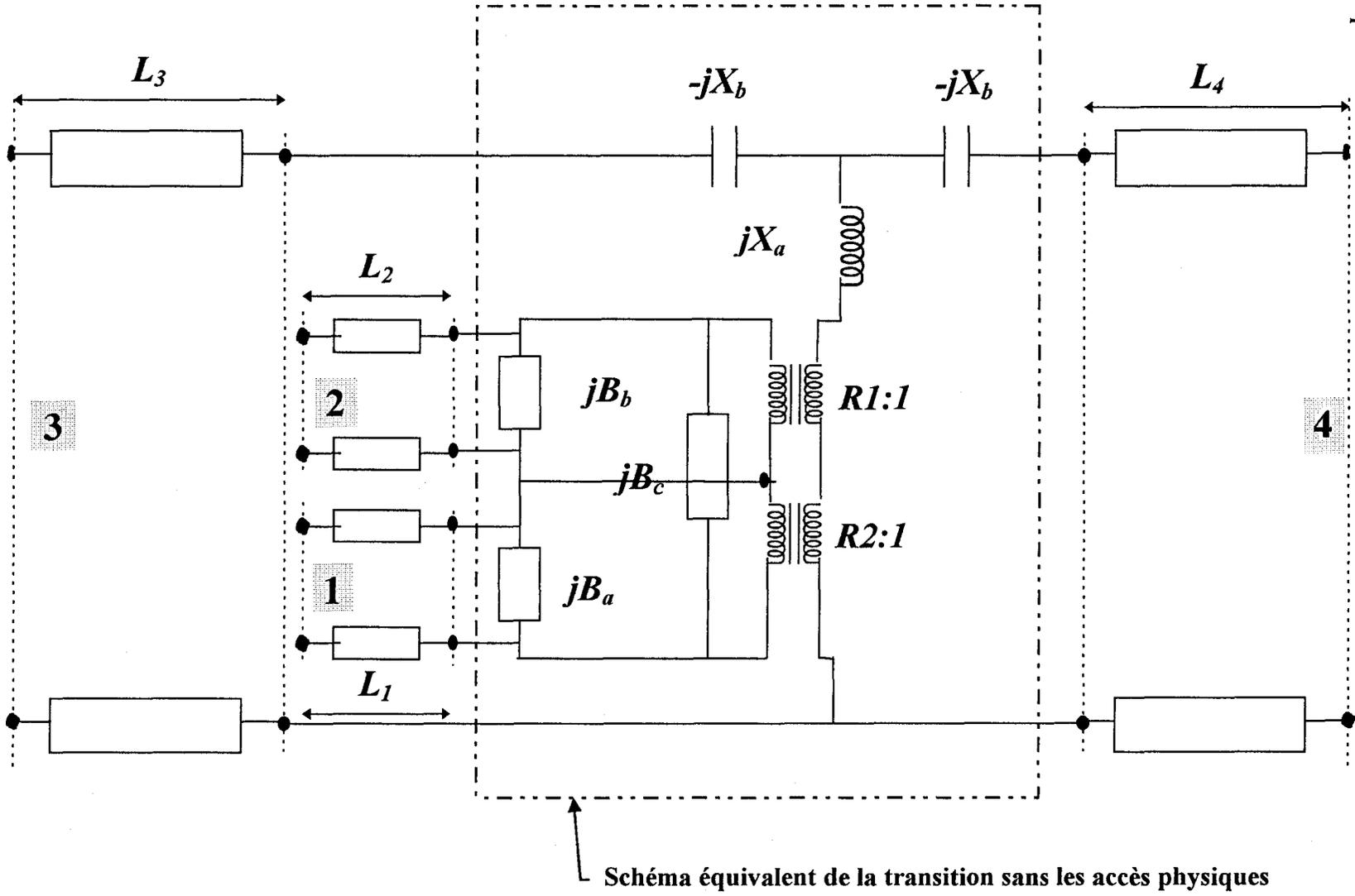
- X_b est une réactance capacitive traduisant l'épaisseur de la tige métallique constituant le conducteur central de la ligne coaxiale,
- X_a est une réactance selfique traduisant la traversée du guide d'onde rectangulaire par la tige métallique,
- B_b est une susceptance qui traduit l'énergie emmagasinée dans le guide d'onde au voisinage du conducteur central par les modes évanescents, induits par les discontinuités introduites par les ouvertures coaxiales,
- $B_a = B_{11} - B_{21}$ ($B_{21} = B_b$) où B_{11} est une susceptance qui traduit l'énergie emmagasinée par les modes évanescents induits par l'ouverture de la ligne coaxiale 1,
- $B_c = B_{22} - B_{21}$ ($B_{21} = B_b$) où B_{22} est une susceptance qui traduit l'énergie emmagasinée par les modes évanescents induits par l'ouverture de la ligne coaxiale 2,
- $R1:1$ et $R2:1$ sont les rapports des transformateurs d'impédance traduisant l'excentricité de la ligne coaxiale par rapport au milieu des grands côtés du guide d'onde rectangulaire. Ils permettent de tenir compte du couplage existant entre le mode dominant du guide d'onde (TE_{10}) et celui de la ligne coaxiale (TEM).

Pour être complet ce schéma doit inclure aussi les accès relatifs au guide et à la ligne coaxiale:

- L_1 et L_2 sont des longueurs de ligne électrique équivalentes aux lignes coaxiales 1 et 2,
- L_3 et L_4 les longueurs de ligne électrique équivalentes au guide d'ondes.

Ainsi défini, ce modèle analytique permet de connaître l'évolution fréquentielle de l'impédance du circuit vue de l'un des accès lorsque les trois autres sont chargés par des impédances connues .

Figure III-3 : Schéma équivalent de la transition proposé par Williamson incluant les accès physiques.



Les expressions analytiques de ces éléments sont issues des travaux de Williamson [2], [3], [4], [8] et sont données en fonction de la géométrie du circuit considéré.

III.1.2 Modélisation analytique du boîtier de la diode

Le modèle analytique du boîtier de la diode est celui développé par N. Haese dans le cadre de sa thèse d'université [9] et a déjà fait l'objet d'études antérieures sur des structures radiales pour des dispositifs intégrés en ondes millimétriques ([13],[14]). Il permet de déterminer la valeur de l'impédance vue aux bornes de la diode connaissant l'impédance aux bornes du boîtier et vice-versa. Le domaine de validité de ce modèle est limité par les hypothèses simplificatrices suivantes :

- on suppose que le boîtier de la diode présente une symétrie de révolution par rapport à son axe longitudinal (figure III-4);
- les éléments tels que la préforme de connexion, l'embase en cuivre, le bouton d'or, le capot et le dissipateur diamant sont considérés comme des matériaux parfaitement conducteurs;
- la propagation des champs électrique et magnétique est limitée à l'espace repéré 1 sur la figure III-4;
- compte tenu des dimensions transversales des lignes radiales et des fréquences d'utilisation considérées, il est admis que seul le mode dominant TM_{00} (quasi TEM) se propage dans le boîtier de la diode. En effet, les fréquences de coupure des modes de propagation d'ordre supérieur sont situées au-delà de la gamme des longueurs d'ondes millimétriques. En conséquence, leur contribution est négligée. Ces hypothèses ont été vérifiées dans des travaux antérieurs [13,14,15] portant sur la modélisation de modules pré-accordés pour des applications dans le domaine des ondes millimétriques.

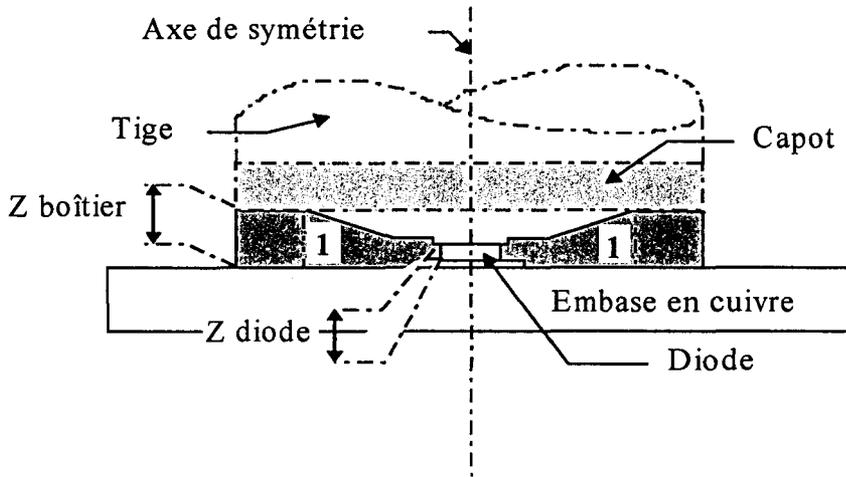
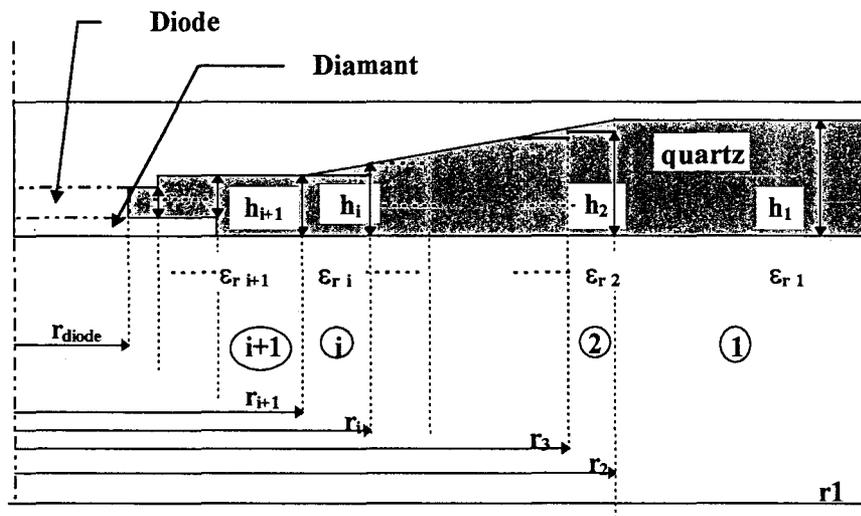


Figure III-4 : Zone de propagation des champs électrique et magnétique dans le boîtier de la diode.



Caractéristiques du tronçon de ligne radiale.

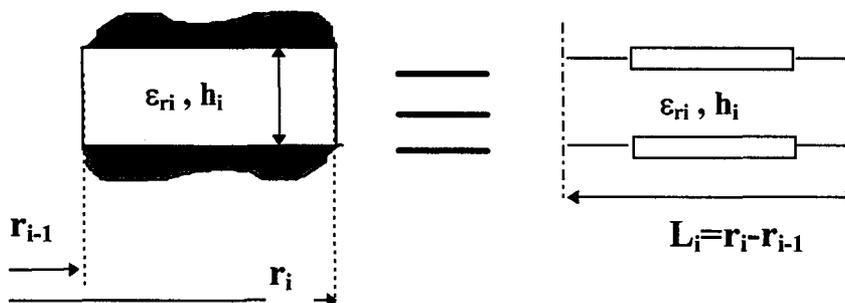


Figure III-5.a : Découpage du domaine de propagation en tronçons de ligne radiale.

Suivant ces hypothèses, on peut admettre que le boîtier possède une structure de propagation dite radiale qu'il est possible de modéliser à l'aide de la théorie des lignes radiales.

La zone de propagation des ondes est décomposée en plusieurs zones modélisées chacune de façon indépendante à l'aide d'un tronçon de ligne comme représenté sur la figure III-5.a.

En particulier, la variation de la hauteur de l'espace compris entre l'embase de cuivre et la préforme de connexion est approximée par une série de tronçons de ligne radiale dans lesquels la rupture au niveau de l'interface de jonction entre deux lignes de hauteur différente est modélisée par une capacité C_j (figure III-5.b). Sa valeur est donnée dans la référence [16].

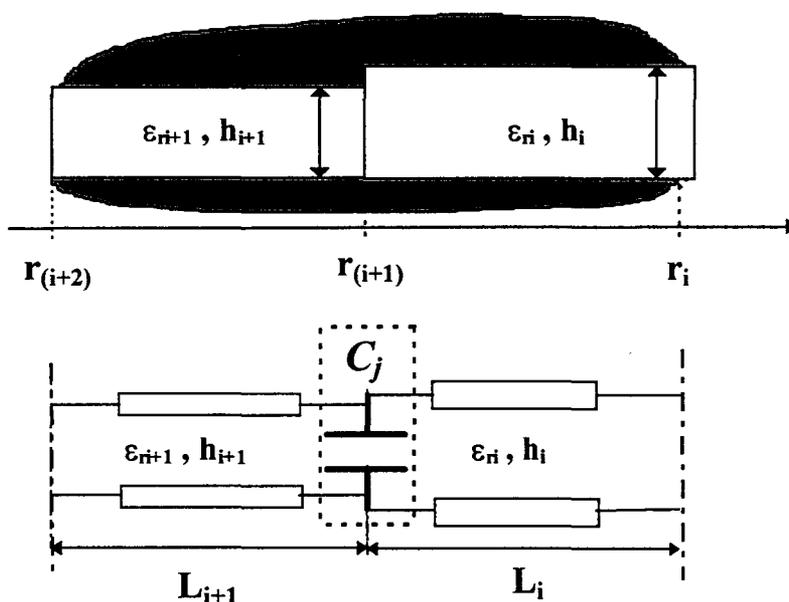


Figure III-5.b : Capacité de rupture entre deux lignes radiales

III.1.3 Couplage des modèles analytiques de la cavité et du boîtier

Les modèles de la cavité et du boîtier de diode que nous venons de décrire permettent de déterminer chacun séparément l'évolution fréquentielle de l'impédance vue à un de leurs accès, lorsque les autres accès sont fermés sur des impédances connues. Dans le cadre de notre étude, il est nécessaire de connaître l'impédance globale ramenée par l'ensemble du

circuit passif de charge aux bornes de la diode. Le couplage entre le modèle de la cavité en structure guide d'onde et le modèle du boîtier n'est pas direct car il subsiste en effet une discontinuité liée au fait que les plans dans lesquels sont définis l'impédance (π_1 dans le cas du modèle de la cavité, π_2 dans le cas du modèle du boîtier) sont différents (figure III-6). Pour construire le modèle analytique global, il faut tenir compte de ce changement de plan qui ajoute une transformation d'impédance.

A partir de l'impédance $Z_{\pi_1}(\omega)$ déterminée dans un plan π_1 perpendiculaire à l'axe de la ligne coaxiale 1 située à une distance L_1 du bas du guide d'onde, on se ramène à l'impédance $Z_3(\omega)$ aux bornes du boîtier de la diode par un changement de plan π_3 de référence comme illustré sur la figure III-6.

Ce changement de plan de référence (π_1 à π_3) est réalisé à partir de deux transformations:

- une première transformation correspondant au passage du plan π_1 au plan π_2 repéré par la région 1 sur la figure III-6 et qui correspond à la transition entre la ligne coaxiale et la ligne radiale. Ainsi définie, cette première transformation permet de déterminer l'impédance $Z_{\pi_2}(\omega)$, connaissant l'impédance $Z_{\pi_1}(\omega)$.

- Une deuxième transformation correspondant au passage du plan π_2 au plan π_3 qui revient à considérer la région 2 sur la figure III-6 comme une ligne radiale de hauteur égale à celle du boîtier de la diode (H_b) et de longueur L_r définie par:
$$L_r = \frac{(D_{\text{int}} - \phi_{\text{boîtier}})}{2}.$$

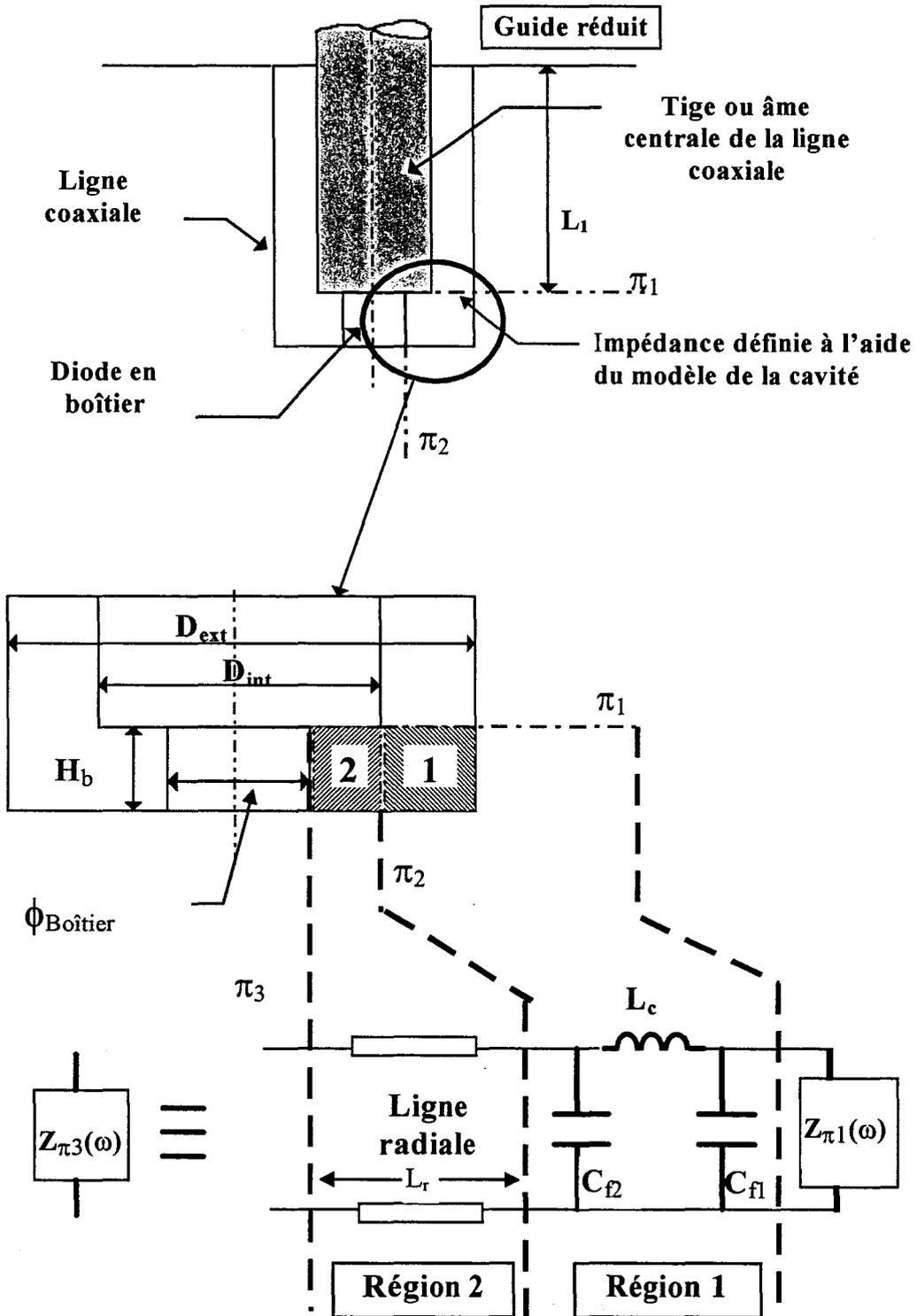
La modélisation de la région repérée 1 repose sur les travaux développés par Getsinger [10],[11]. La région 1 est modélisée par un quadripôle en π constitué de deux capacités C_{f1} et C_{f2} et d'une inductance L_c , où:

- C_{f1} représente une capacité de bord existant entre le coin du conducteur central et le conducteur extérieur;
- C_{f2} représente une capacité de bord entre le conducteur central et son image;

- L_c est une inductance traduisant la longueur H_b de la ligne coaxiale limitée par le conducteur extérieur et la tige.

Ainsi définie, la transformation nous permet de déterminer simplement l'évolution fréquentielle de l'impédance aux bornes du boîtier de diode $Z_{\pi 3}(\omega)$ par une mise en cascade de deux quadripôles terminés par l'impédance $Z_{\pi 2}(\omega)$. Dans la pratique nous utilisons le formalisme des matrices chaînes qui se prête bien à la mise en cascade de quadripôles.

Figure III-6 : Schéma de couplage entre le modèle de la cavité et celui du boîtier de diode.



III.2 Modélisation physique purement numérique du circuit passif

Le logiciel de C.A.O. HFSS (High -Frequency Structure Simulator) développé par Hewlett Packard permet une analyse électromagnétique en 3 dimensions de structures de propagation ouvertes (antennes, lignes coplanaires) et fermées (cavité). Ce logiciel permet, grâce à une interface graphique très conviviale, de construire facilement la géométrie de la structure que l'on veut simuler et d'en calculer les paramètres [S]. Il permet aussi d'inclure dans la structure différents types de matériaux:

- des matériaux ayant des pertes métalliques (conductivité finie) comme des matériaux parfaits (conductivité infinie),
- des matériaux présentant des pertes électriques (tangente électrique non nulle) ou des pertes magnétiques (tangente magnétique non nulle),
- des surfaces à pertes (résistances),

ainsi que d'introduire des conditions aux limites particulières liées à une surface, comme un plan E ou un plan H à un endroit de la structure.

La méthode utilisée pour calculer la répartition du champ électromagnétique à l'intérieur d'une structure définie par l'utilisateur est basée sur une analyse mathématique du problème par éléments finis ([17],[18]). Cette méthode consiste à diviser le domaine de propagation de la structure étudiée en sous-domaines élémentaires ayant la forme d'un tétraèdre et de calculer à l'intérieur le champ électromagnétique. L'ensemble de ces tétraèdres constitue le maillage géométrique de la structure, réalisé automatiquement par le simulateur. Le calcul du champ électromagnétique à l'intérieur de chaque sous-domaine est obtenu par interpolations nodales à partir des valeurs du champ aux sommets du tétraèdre et au milieu de chaque côté comme représenté sur la figure III-7.

L'interpolation nodale sera d'autant meilleure que la taille du tétraèdre sera petite, au détriment de la taille mémoire.

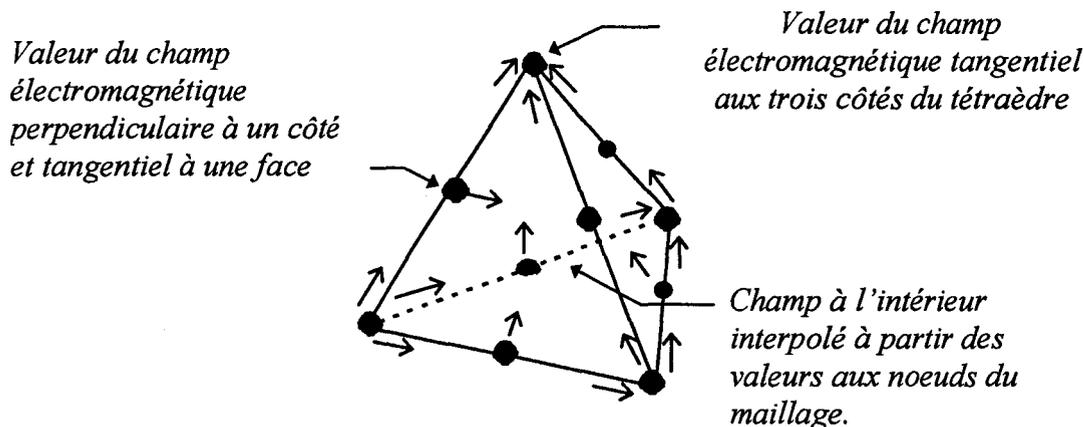


Figure III-7 : tétraèdre élémentaire.

Le maillage géométrique de la structure par le simulateur est réalisé de façon auto-adaptative et reste tout à fait transparent pour l'utilisateur. La précision sur le calcul des différentes composantes du champ est d'autant meilleure que la taille des tétraèdres est petite. Généralement, on obtient une précision suffisante lorsque la longueur des côtés du tétraèdre est inférieure à 1/10 de la plus petite longueur d'onde propagée.

III.2.1 Calcul des champs électrique et magnétique

Pour calculer les paramètres [S] aux différents accès de la structure définie par l'utilisateur, le logiciel procède de la façon suivante :

- dans un premier temps, il détermine les champs électrique et magnétique excités aux différents accès de la structure en supposant que ceux-ci sont connectés à une ligne de propagation semi-infinie de même section droite. Les valeurs des champs excités sont alors déterminées en résolvant l'équation d'onde suivante qui résulte directement des équations de Maxwell:

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\mu_r} \cdot \nabla \times E(x, y) - k_0^2 \cdot \epsilon_r \cdot E(x, y) \right\} = 0 \quad (I).$$

dans le cas où la direction de propagation se fait suivant l'axe (OZ), où ϵ_r et μ_r représentent la permittivité et la perméabilité relatives du milieu considéré, k_0 le nombre d'onde égal à $\omega \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$ en espace libre. La même équation est résolue pour le champ magnétique $H(x,y)$.

La solution complexe des champs suivant l'axe (OZ) est alors de la forme :

$$\begin{aligned} E(x, y) \cdot e^{j\omega.t + \gamma.z} \\ H(x, y) \cdot e^{j\omega.t + \gamma.z} \end{aligned}$$

avec $\gamma = \alpha + j\beta$

La résolution de ces équations permet d'obtenir tous les modes susceptibles de se propager à chaque accès de la structure.

Le logiciel calcule alors les composantes du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure résultant des champs appliqués aux différents ports d'accès en résolvant l'équation d'onde dans le cas général. Ce calcul tient compte des conditions aux limites fixées par le simulateur, constituées par les champs d'excitation aux différents accès, et des conditions aux limites définies par l'utilisateur qui peuvent être de plusieurs types:

- un plan parfait E ou H,
- une impédance,
- une résistance.

Le simulateur calcule une matrice [S] généralisée qui est normalisée par rapport à l'impédance naturelle du port d'accès et qui peut être renormalisée par rapport à une impédance de 50 Ohms pour être réutilisée directement dans un logiciel de CAO de circuits hyperfréquences.

Par défaut, le logiciel ne calcule que le premier mode de propagation mais on peut avoir accès aux valeurs des paramètres [S] correspondant aux modes supérieurs. Notons que

l'impédance de chaque port d'accès est calculée de trois manières différentes convergeant vers une solution unique en mode TEM.

De plus, selon la structure étudiée, le simulateur permet de réduire la géométrie si l'on connaît au préalable des plans de symétrie. L'avantage dans ce cas est de limiter la taille du maillage et d'augmenter la vitesse de calcul sans nécessiter une taille mémoire trop importante.

Ainsi, tel que nous venons de le décrire, ce logiciel offre un certain nombre d'avantages par rapport à l'utilisation d'un modèle analytique. D'une part, les modes supérieurs sont pris en compte dans le calcul des paramètres [S]. D'autre part il permet d'inclure dans la structure des matériaux présentant des pertes. De plus, par rapport au modèle analytique, le logiciel permet de s'affranchir de la limitation géométrique imposée par exemple dans le cas de la cavité (diamètre de tige inférieur à 0.6 millimètre).

Cependant, l'inconvénient majeur dans l'utilisation du logiciel est lié au temps de simulation, qui est directement lié à la précision demandée et à la complexité de la structure que l'on désire étudier. Par exemple, dans notre cas, la structure présente une dynamique importante en ce qui concerne ses dimensions lorsque l'on passe de la cavité (mm) au boîtier (μ m) ce qui nécessite une consommation plus importante des ressources de la machine qui peut être très pénalisante dans certains cas.

C'est pourquoi, compte tenu du circuit que nous sommes amenés à étudier, nous avons jugé intéressant de tester pour le calcul de l'impédance globale du circuit de l'oscillateur un modèle hybride permettant de coupler une modélisation analytique du boîtier et une modélisation par HFSS de la cavité afin de tirer le meilleur parti de ces deux types d'approche.

III.3 Modèle hybride

Ce modèle est basé sur le couplage entre le modèle numérique limité à la cavité seule et le modèle analytique du boîtier de la diode. Le couplage de ces deux modèles s'effectue grâce à la méthode présentée au paragraphe III.1.3. L'avantage d'utiliser une modélisation numérique pour la cavité seule est de simuler une structure où les différents éléments présentent des dimensions du même ordre de grandeur. Ainsi, on limite le temps de calcul et l'utilisation des ressources de la machine. D'autre part, l'utilisation d'un modèle analytique pour déterminer la transformation d'impédance due au boîtier de diode ne demande que quelques minutes d'exploitation. Cependant, en contre partie, le modèle reste limité à des cas où la structure du boîtier est de symétrie de révolution.

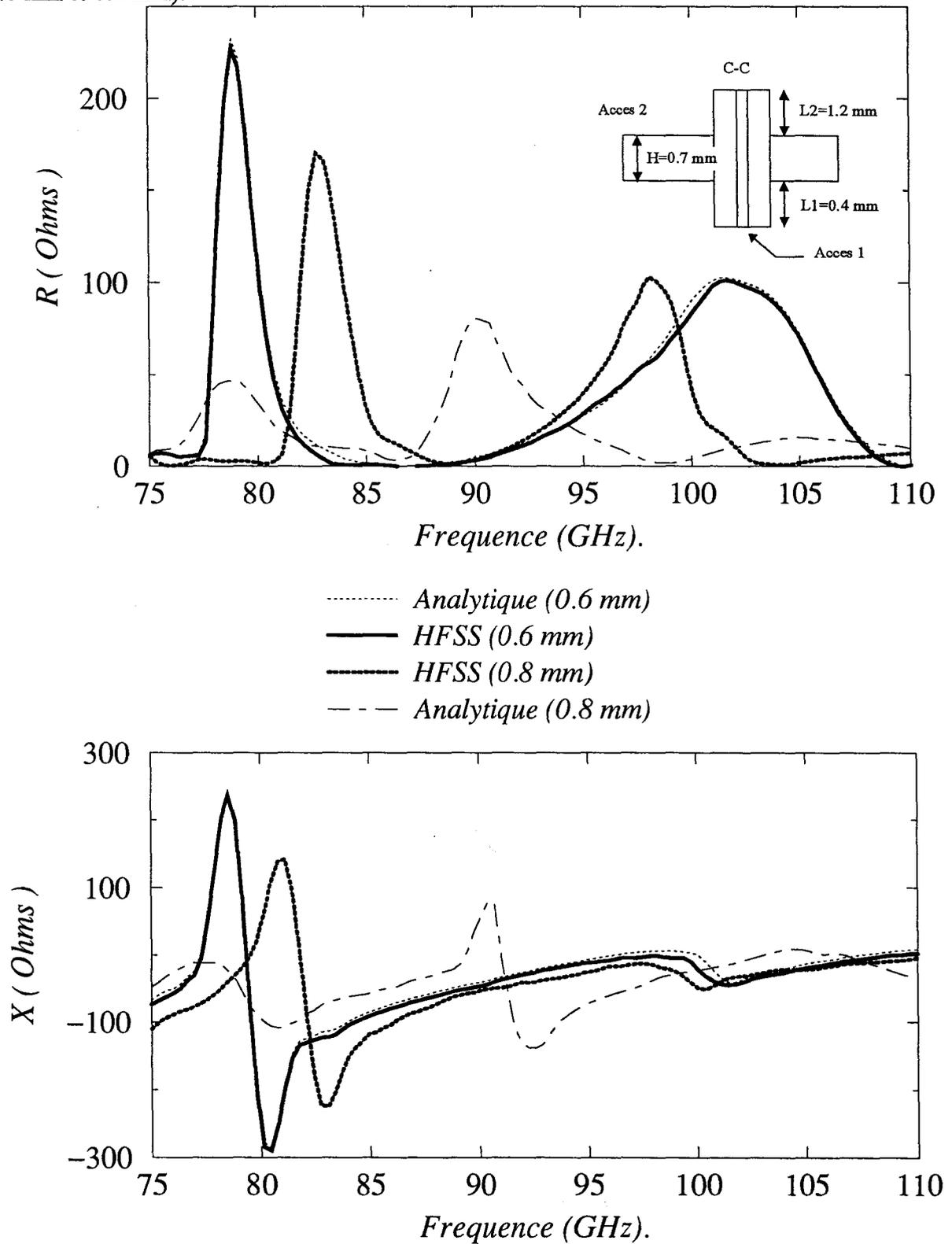
III.4 Choix du modèle théorique du circuit passif

Une étude comparative a été menée en vue de déterminer parmi les trois types de modélisation du circuit passif envisageables, le modèle le plus approprié à notre étude.

III.4.1 Modélisations analytique et numérique limitées à la cavité

Nous avons, dans un premier temps, comparé l'intérêt relatif des modèles analytique et physique numérique limités à la cavité en structure guide d'onde. La figure III-8 montre les évolutions fréquentielles dans la bande W (75-110 GHz) de l'impédance vue au niveau du capot de la diode (accès 1 pour deux diamètres de tige de polarisation). On observe une excellente concordance des résultats lorsque les hypothèses relatives au modèle analytique sont respectées (diamètre de tige ϕ inférieur à 0.635 mm). Par contre, pour un diamètre de tige de polarisation plus réaliste (égal à 0.8 mm) correspondant au cadre de notre étude, les écarts sont significatifs.

Figure III-8 : Comparaison entre le modèle analytique et le modèle numérique de la cavité. Evolution fréquentielle de l'impédance vue de l'accès 1 pour deux valeurs de diamètre de tige (0.6 mm et 0.8 mm).



Différentes tentatives visant à améliorer le schéma électrique équivalent de la cavité défini par Williamson ont d'autre part été effectuées, mais elles n'ont pas abouti à des résultats fiables. Cette difficulté condamne l'utilisation du modèle analytique de la cavité dans le cadre de notre étude.

III.4.2 Comparaison entre les modélisations numérique et analytique du boîtier

Au niveau du boîtier seul, des simulations de plusieurs configurations de boîtier ont été effectuées en utilisant le modèle numérique et le modèle analytique.

III.4.2.a Circuit utilisé pour étudier le boîtier de diode à l'aide du logiciel HFSS

Pour faire l'étude du boîtier à l'aide du logiciel HFSS, nous avons considéré un circuit constitué de deux lignes coaxiales (figure III-9). Le boîtier de diode à étudier est considéré comme placé à l'extrémité d'une ligne coaxiale, notée 2, ayant le même diamètre intérieur que celui du boîtier (ϕ_{int2}). Une seconde ligne coaxiale notée 1 est connectée au bas du boîtier, l'âme centrale est connectée à la place de la diode comme représenté sur la figure III-9.

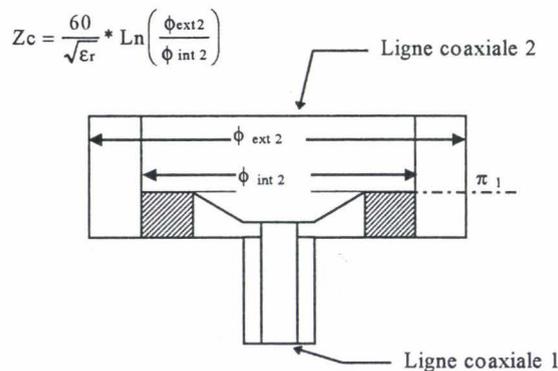


Figure III-9 : Circuit utilisé pour étudier le boîtier de diode par HFSS.

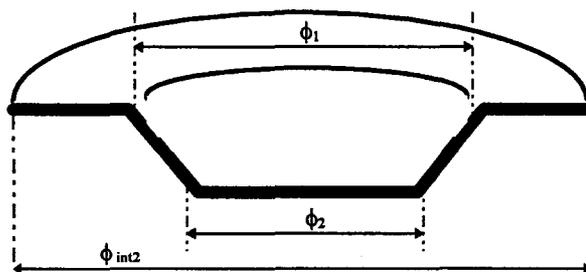
Ce circuit permet de calculer l'impédance vue au niveau de la diode, connaissant l'impédance au niveau de la ligne coaxiale 1, pour une configuration de boîtier donnée et une impédance de charge de la ligne coaxiale 2 fixée. Cette méthode a été validée dans le cadre de travaux antérieurs ([19],[20],[21],[22],[23],[24],[25]).

III.4.2.b Modélisation analytique du boîtier de diode

Un boîtier de diode de configuration identique à celui décrit au paragraphe précédent a été modélisé en considérant le formalisme des lignes radiales décrit au paragraphe III.1.2, ainsi que le couplage avec une ligne coaxiale au lieu de la cavité. Connaissant l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale 2 dans le plan π_1 (figure III-9) on se ramène à l'impédance vue aux borne de la diode par un couplage en utilisant le schéma décrit dans le paragraphe III.1.3 (figure III-6). Des comparaisons entre les modèles numérique et analytique ont été effectuées avec plusieurs types de boîtier de diode. Nous présenterons les résultats par rapport à deux types de boîtier typiques, pour lesquels seules les caractéristiques géométriques de la préforme changent. Celles-ci sont rappelées dans le tableau ci-dessous:

	ϕ_1 (μm)	ϕ_2 (μm)	$\phi_{\text{int}2}$ (μm)
préforme1	400	320	800
préforme2	280	240	800

Caractéristiques de la préforme.



Nous avons considéré dans nos simulations deux diamètres extérieurs pour la ligne coaxiale notée 2, afin de faire varier l'impédance de charge du boîtier de diode. A titre d'exemple les caractéristiques des lignes radiales utilisées avec le modèle analytique sont rappelées dans le tableau de la figure III-10. Le nombre de tronçons de ligne a dans chaque cas fait l'objet d'une optimisation de façon à garantir la précision des résultats.

Figure III-10: Caractéristiques des lignes radiales utilisées avec le modèle analytique.

<i>PREFORME1</i>				<i>PREFORME2</i>		
<i>i</i>	r_i (mm)	h_i (mm)	ε_{ri}	r_i (mm)	h_i (mm)	ε_{ri}
1	0.4	0.1	3.75	0.4	0.1	3.75
2	0.2	0.095	1	0.2	0.1	1
3	0.198	0.09	1	0.140	0.095	1
4	0.196	0.085	1	0.139	0.090	1
5	0.193	0.080	1	0.138	0.085	1
6	0.191	0.075	1	0.137	0.080	1
7	0.189	0.070	1	0.135	0.075	1
8	0.187	0.065	1	0.134	0.070	1
9	0.185	0.060	1	0.133	0.065	1
10	0.182	0.055	1	0.132	0.060	1
11	0.180	0.050	1	0.131	0.055	1
12	0.178	0.045	1	0.130	0.050	1
13	0.176	0.040	1	0.129	0.045	1
14	0.173	0.035	1	0.128	0.040	1
15	0.171	0.030	1	0.127	0.035	1
16	0.169	0.025	1	0.126	0.030	1
17	0.167	0.020	1	0.125	0.025	1
18	0.165	0.015	1	0.124	0.020	1
19	0.163	0.010	1	0.123	0.015	1
20	0.160	0.008		0.122	0.010	1
21	0.033			0.120	0.008	
22				0.033		

Figure III-11.a : Comparaison des évolutions fréquentielles de l'impédance vue aux bornes de la diode calculées avec les modèles analytique et numérique dans le cas du boîtier utilisant la préforme n°1 pour deux valeurs d'impédance de charge du boîtier.

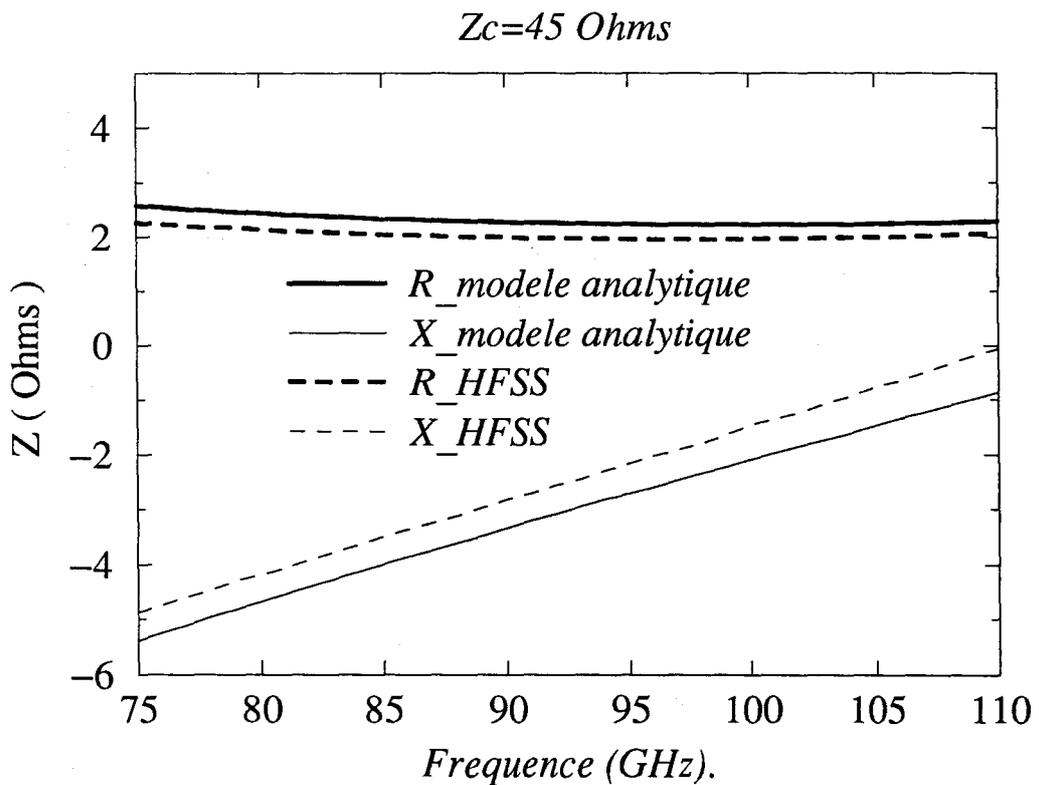
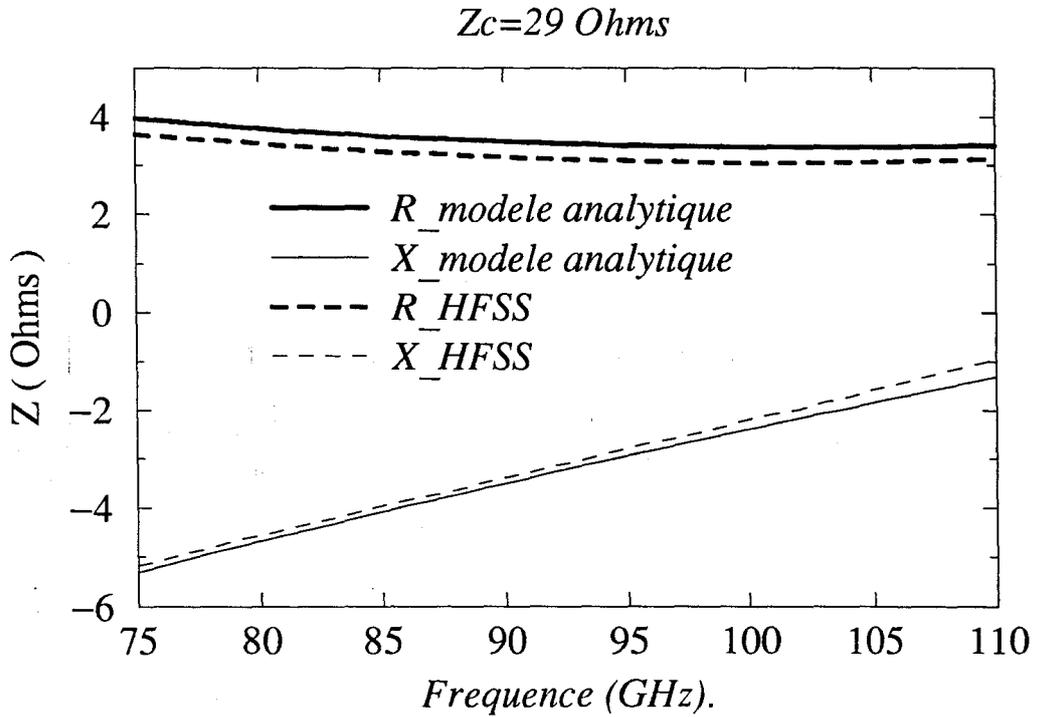


Figure III-11.b : Comparaison des évolutions fréquentielles de l'impédance vue au bornes de la diode calculées avec les modèles analytique et numérique dans le cas du boîtier utilisant la préforme n°2 pour deux valeurs d'impédance de charge du boîtier.

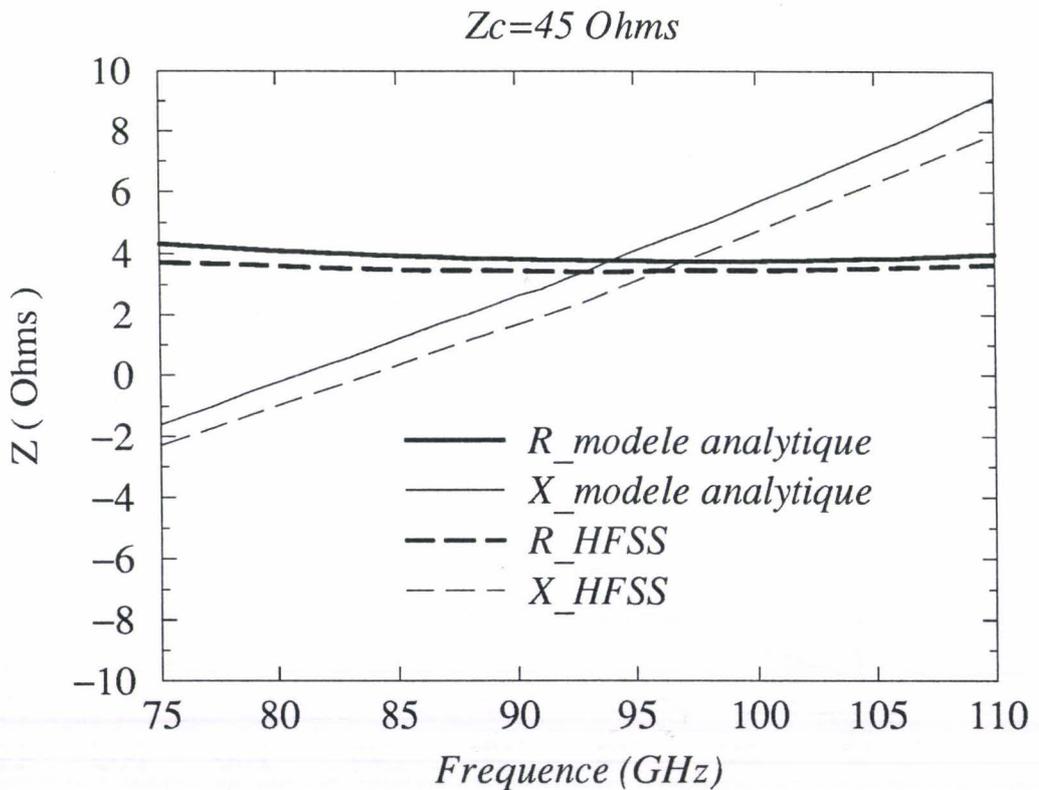
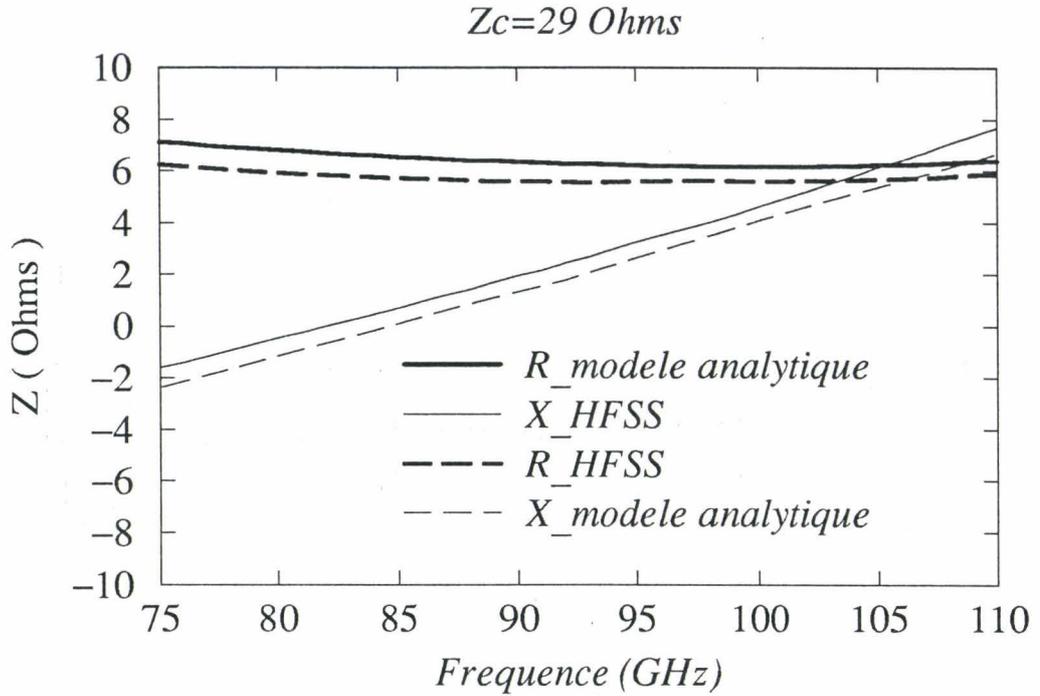
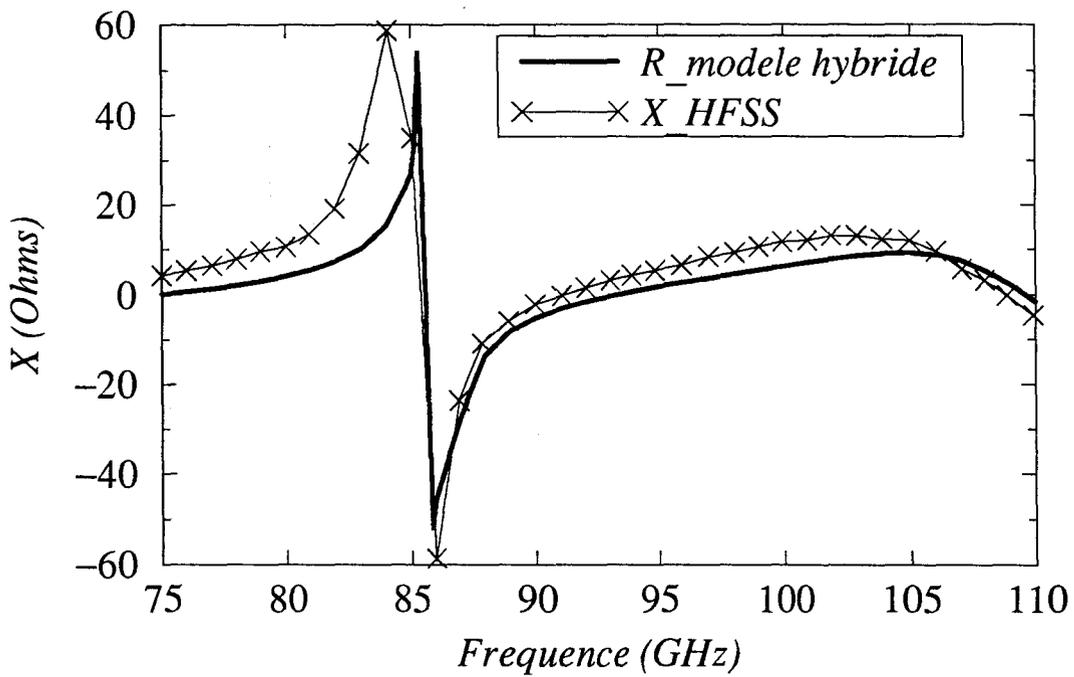
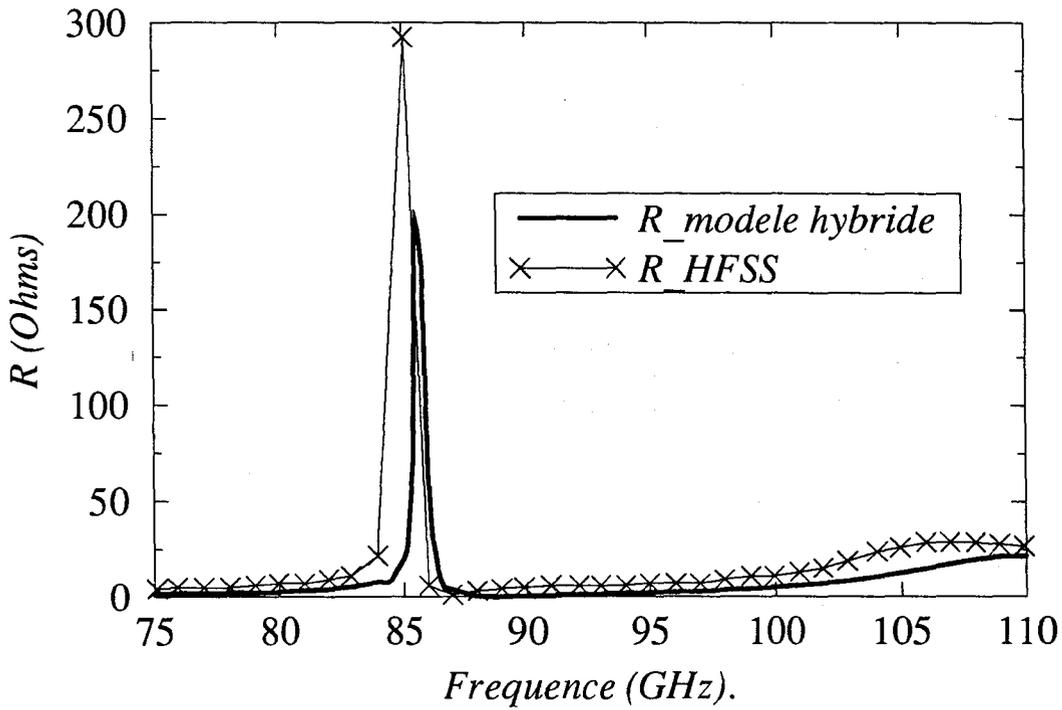


Figure III-12 : Comparaison entre le modèle hybride et le modèle numérique de circuit. Evolution fréquentielle de l'impédance vue aux bornes de la diode.



Les figures III-11.a et III-11.b montrent les résultats de comparaisons des évolutions fréquentielles, dans la bande W, de l'impédance vue aux bornes de la diode, calculées à l'aide des modèles analytique et numérique pour les deux structures de boîtiers considérées (préformes 1 et 2) et pour deux valeurs d'impédance de charge (impédance imposée dans le plan π_1 sur la figure III-9). Ces résultats mettent en évidence une bonne concordance entre les résultats issus des deux types de modélisation du boîtier. Dans la bande de fréquence considérée, les écarts au niveau de la résistance et de la réactance vues aux bornes de la diode sont au maximum de l'ordre de 10 à 15 %. Ils montrent l'intérêt de l'utilisation du modèle analytique dans le cas restrictif de l'étude de boîtier de diode présentant une symétrie de révolution, sous réserve d'une approximation convenable de la géométrie de la préforme de connexion.

III.4.3 Modélisation numérique et hybride du circuit passif de charge

Des comparaisons systématiques ont été effectuées dans la bande W entre des résultats issus de modélisations physique numérique et hybride du circuit passif de charge complet. La figure III-12 en est une illustration typique. Elle montre les évolutions de l'impédance du circuit passif vue aux bornes de la diode pour une configuration donnée des paramètres de réglage. Les résultats sont qualitativement cohérents. En effet, on retrouve bien dans les deux cas le comportement d'un circuit résonnant parallèle aux alentours de la fréquence de 85 GHz. Un examen plus quantitatif laisse apparaître une différence de l'ordre de 1 GHz entre les fréquences de résonance déterminées. Les différences sur les valeurs de résistance ou de réactance à une fréquence donnée ne sont pas négligeables et peuvent atteindre plusieurs dizaines de pourcent. Néanmoins, nous pourrions considérer que le modèle hybride peut constituer une alternative intéressante au modèle physique électromagnétique, sous réserve que son exploitation soit effectuée dans un cadre respectant ses limites de validité (boîtier de symétrie de révolution).

III.4.4 Conclusion : choix du modèle du circuit passif

Nous présentons dans le tableau de la figure III-13, un récapitulatif des avantages et des inconvénients respectifs des modèles physique numérique, purement analytique, et hybride pour la modélisation du circuit passif de charge de notre oscillateur A.T.T. La conclusion de

notre étude comparative est qu'en dépit des temps de mise en œuvre nettement supérieurs du modèle physique numérique, celui-ci présente néanmoins le meilleur compromis coût d'exploitation-précision des résultats. Nous l'avons en conséquence exploité dans la majorité des travaux exposés dans la suite de ce travail.

Figure III-13 : Tableau comparatif des différents modèles.

	Avantages	Inconvénients
HFSS	<ul style="list-style-type: none"> • résolution directe des équations de Maxwell • décrit l'ensemble de la cavité et le boîtier de diode • calcul des paramètres jusqu'à des fréquences de l'ordre de 210 GHz. • prise en compte des modes supérieurs • calcul en deçà de la fréquence de coupure du guide • convivialité 	<ul style="list-style-type: none"> • Temps de calcul • Maillage • Compromis Temps/précision.
HFSS (Cavité) + Modèle analytique (boîtier)	<ul style="list-style-type: none"> • résolution directe des équations de Maxwell dans la cavité • Prise en compte des caractéristiques du piège • Etude séparée du boîtier • Gain en temps de calcul 	<ul style="list-style-type: none"> • Limité à des boîtiers ayant une symétrie de révolution • limité à une bande monomode pour le boîtier
Modèle analytique	<ul style="list-style-type: none"> • très rapide • Etude systématique de l'influence des différents paramètres de réglage de la cavité 	<ul style="list-style-type: none"> • Limité à la bande W. • Mode fondamental • Diamètre de tige inférieur à 0.635 mm, alors que la tige la plus utilisée en pratique a un diamètre égal à 0.8 mm pour notre application.

III.5 Validation expérimentale du modèle théorique du circuit passif

Avant d'exploiter de façon systématique le modèle physique numérique du circuit passif, il convenait de le valider. La meilleure façon de procéder dans notre étude aurait été de comparer des résultats de mesures expérimentales de l'impédance vue aux bornes de la partie semi-conductrice de la diode à des évaluations théoriques de cette grandeur obtenue par une modélisation précise du circuit réel dans sa configuration de réglage exacte. Malheureusement, compte tenu des dimensions de la ligne coaxiale d'accès et des éléments constituant le boîtier de la diode, la réalisation d'une sonde permettant la mesure directe de cette impédance n'est pas envisageable. C'est pourquoi, nous avons plutôt choisi d'effectuer notre comparaison par des mesures de coefficient de réflexion dans le plan de sortie du guide WR 10. La partie semi-conductrice de la diode est alors remplacée par un court-circuit. Ceci a nécessité la réalisation par THOMSON de boîtiers de diode spécifiques dans lesquels la préforme de connexion est directement thermo-compressée sur l'embase.

III.5.1 Description de la cellule de mesure

La structure de la cellule utilisée par THOMSON est rappelée sur la figure III-14. Précisons que la ligne coaxiale est en pratique chargée à l'une de ses extrémités par un filtre RF (de type MF-116) et à l'autre extrémité par le boîtier de la diode. Une transition guide réduit-guide en bande W permet la connexion d'une bride WR 10 pour réaliser les mesures. La cellule est alors reliée à la tête de mesure millimétrique dans le plan 1.

La cavité est réalisée en deux parties rapportées qui sont fixées l'une sur l'autre par l'intermédiaire de quatre vis non représentées sur le schéma. La partie supérieure est interchangeable et permet de modifier la hauteur du guide réduit. Une cale d'épaisseur variable permet de régler la position de la diode dans la ligne coaxiale. Un système mécanique constitué par un ressort permet de maintenir la tige d'alimentation en contact avec le boîtier de la diode.

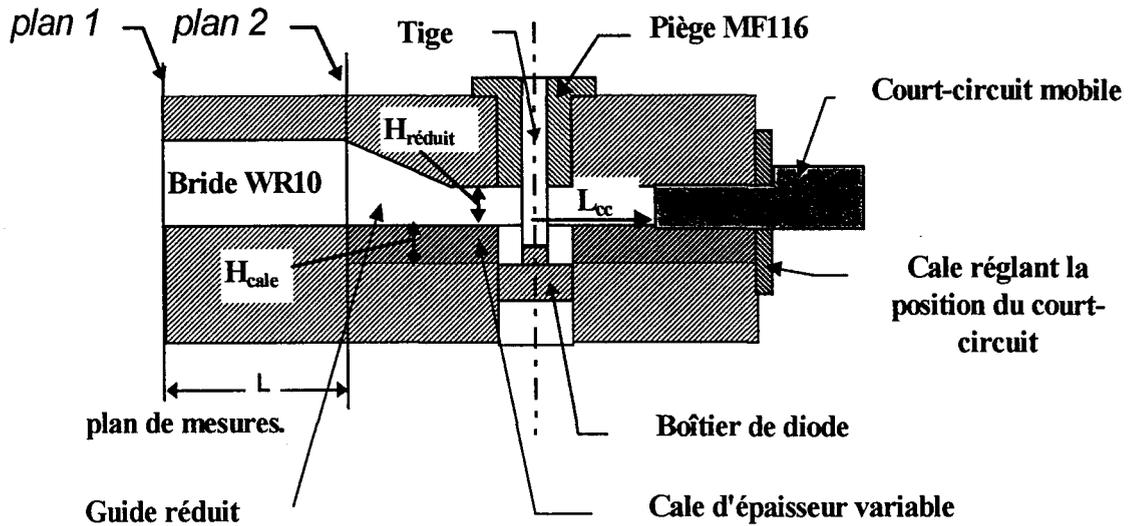


Figure III -14 : Schéma de la cellule de mesure.

Le piston de court-circuit utilisé dans la pratique est réalisé à l'aide d'une lamelle de cuivre recourbée, à laquelle on a donné la forme d'une goutte d'eau (figure III-15). Cependant, une première campagne de mesures a montré que ce type de piston ne permettait pas de déterminer la position exacte du plan de court-circuit dans le guide. Aussi, des pistons de court-circuit de section droite rectangulaire parfaitement ajustés au guide réduit, ainsi que des cales de réglage ont été spécialement réalisées pour cette étude par THOMSON par électroérosion.

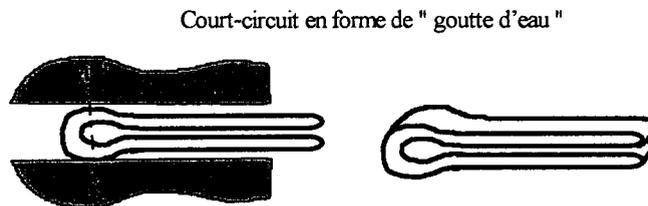


Figure III-15 : Piston de court-circuit

Les paramètres de réglage mécanique de la cavité utilisables par l'expérimentateur sont résumés ci-dessous:

- L_{cc} : repère la position du court-circuit mobile par rapport à l'axe de la tige,
- $H_{réduit}$: représente la hauteur du guide réduit,
- H_{cale} : la hauteur de cale sous le guide réduit,
- ϕ_{tige} : le diamètre de la tige d'alimentation qui est aussi l'âme centrale de la ligne coaxiale.

Les mesures en réflexion de cette cellule ont été réalisées en salle de caractérisation de l'IEMN sur l'analyseur de réseau vectoriel H.P. 8510A dans la bande W. La calibration utilisée est de type TRL (thru-reflect-line) avec une résolution fréquentielle de 175 MHz, ce qui correspond à 200 points de mesure sur 35 GHz de bande.

La mesure du coefficient de réflexion peut être effectuée de deux façons différentes :

- **dans le plan 1:** la mesure est directement effectuée dans le plan 1 à l'analyseur de réseau puis on se ramène dans le plan 2. Cette méthode permet de tenir compte du déphasage et des pertes dans la bride de longueur L.
- **Dans le plan 2:** la mesure à l'analyseur de réseau peut être faite directement dans le plan 2 en utilisant l'option ELECTRICAL DELAY (qui est une longueur électrique équivalente à la longueur de la bride), mais les pertes ne sont pas prises en compte.

Nous avons finalement opté pour la mesure directe dans le plan 2 à laquelle nous ajoutons les pertes théoriques dues à la longueur de la bride d'accès à la cellule. Les résultats de mesures sont normalisés par rapport à 50 Ohms. Afin néanmoins d'estimer les pertes métalliques dans la bride d'accès, nous avons mesuré le coefficient de réflexion lorsque celle-ci est fermée par un court-circuit et nous avons comparé ce coefficient au cas où l'on place le même court-circuit directement sur la tête de mesure de l'analyseur vectoriel (figure III-16). Les pertes mesurées sont de l'ordre de 0.1 dB en moyenne. En comparaison les pertes théoriques sont égales à 2.74 dB/m, soit 0.1dB pour une longueur de bride égale à 40 mm. Cette concordance satisfaisante valide notre démarche expérimentale.

Figure III-16 : Mesure des pertes dans la bride.

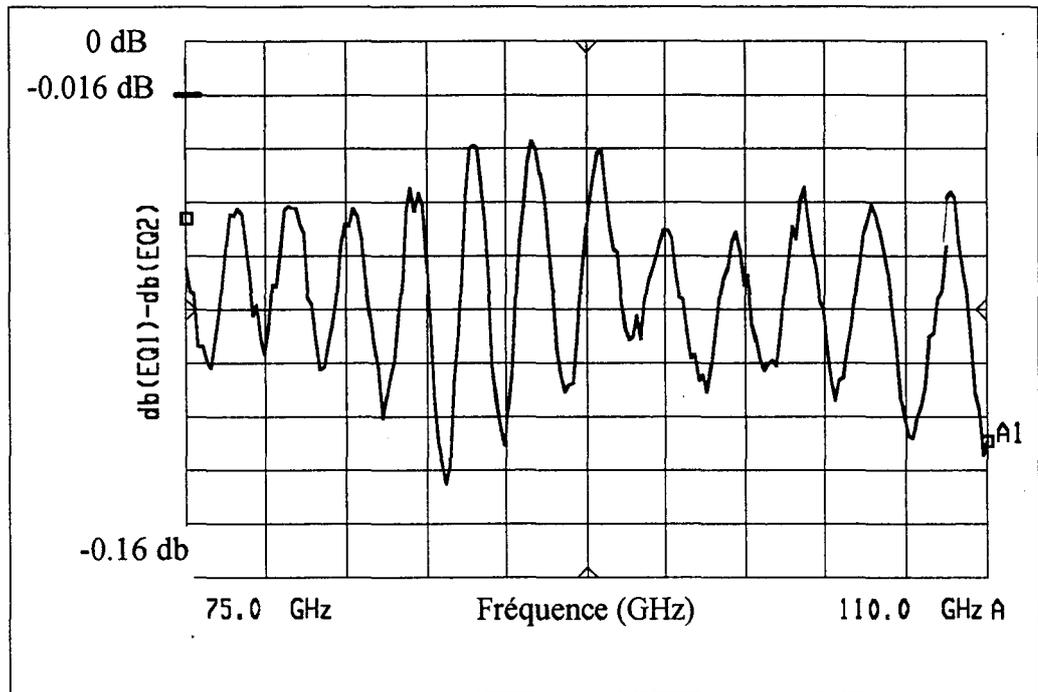
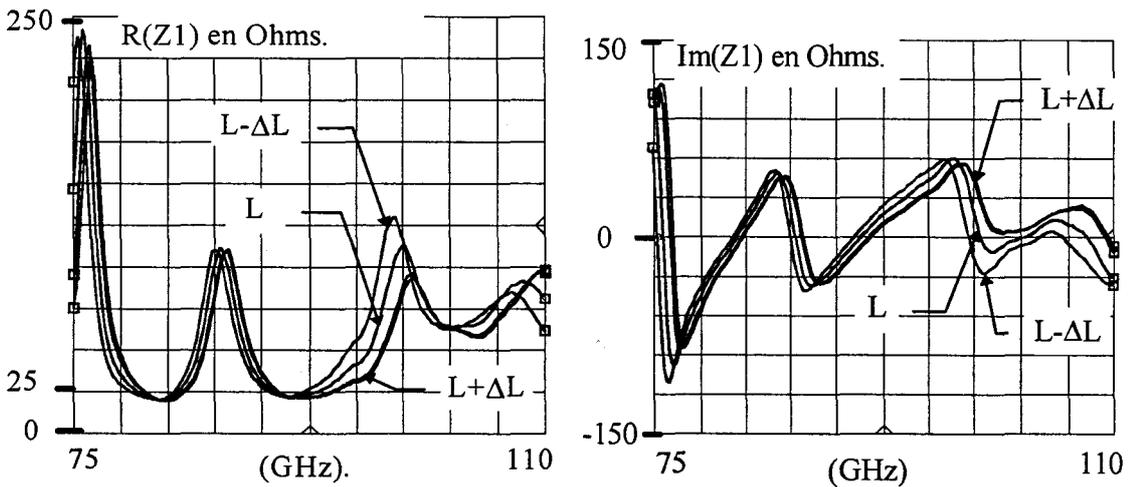
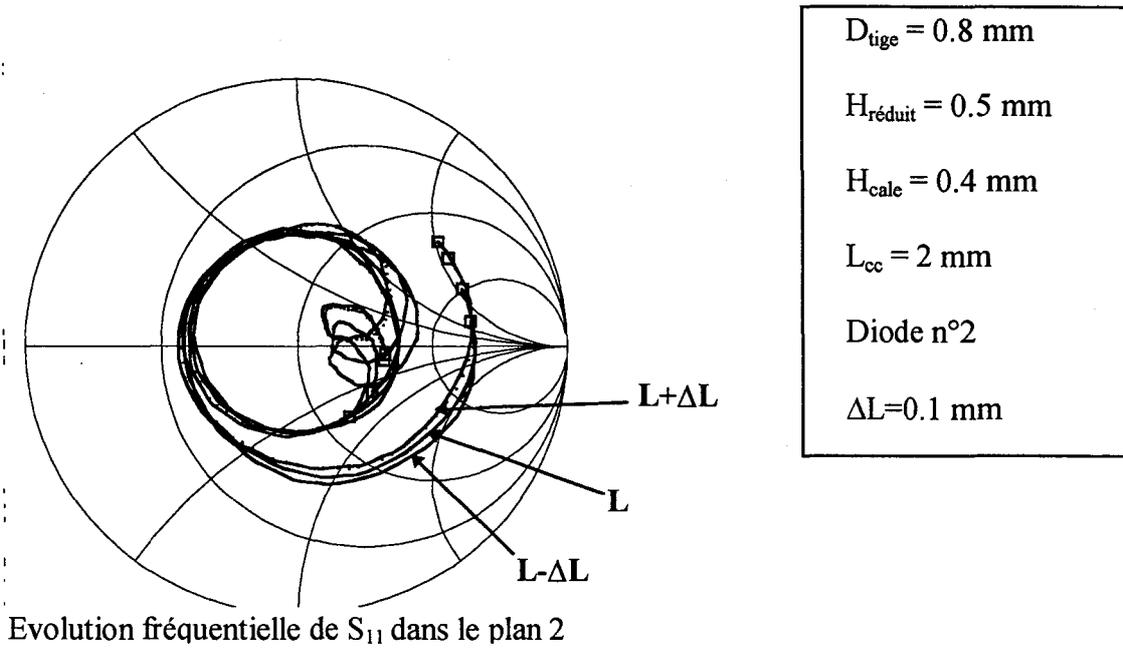


Figure III-17 : Evolution fréquentielle du paramètre S_{11} mesuré dans le plan 2 lorsque la longueur de ligne électrique équivalente varie de 0.1 mm.



Evolution fréquentielle de $Z1$ dans le plan 2

Les mesures systématiques effectuées ont nécessité des démontages répétés de la cellule. Il est alors rapidement apparu qu'en l'absence de précautions, les conditions d'expérimentation pouvaient influencer sur les résultats des mesures. En effet, compte tenu des dimensions de la cavité, de la diode et de la longueur d'onde des signaux appliqués, les conditions de serrage et de contact entre les différentes pièces, ainsi que les jeux mécaniques naturels dans le circuit peuvent modifier suffisamment la géométrie de la cellule et affecter la reproductibilité des résultats. La figure III-17 illustre ce problème. Elle montre l'influence, sur l'évaluation du paramètre S_{11} mesuré à la sortie du circuit et de l'impédance correspondante, d'une erreur de $\pm 0.25\%$ (soit ± 0.1 mm) sur la valeur de la longueur théorique de la longueur de la bride (40 mm) par rapport à sa longueur réelle. Ce résultat montre qu'une telle erreur, conséquence par exemple d'un mauvais serrage, n'est pas négligeable et peut rapidement affecter les résultats de mesure.

III.5.2 Modélisation physique électromagnétique globale de la cellule et du boîtier de la diode

Compte tenu de la configuration du circuit réel, nous avons entrepris une modélisation de la cavité avec deux accès comme représenté sur la figure III-18. L'accès 1 correspond au plan de sortie de la bride WR-10. Le calcul des paramètres $[S]$ à l'extrémité de la partie supérieure de la ligne coaxiale (accès 2) est nécessaire pour la prise en compte des pertes dans le piège MF-116.

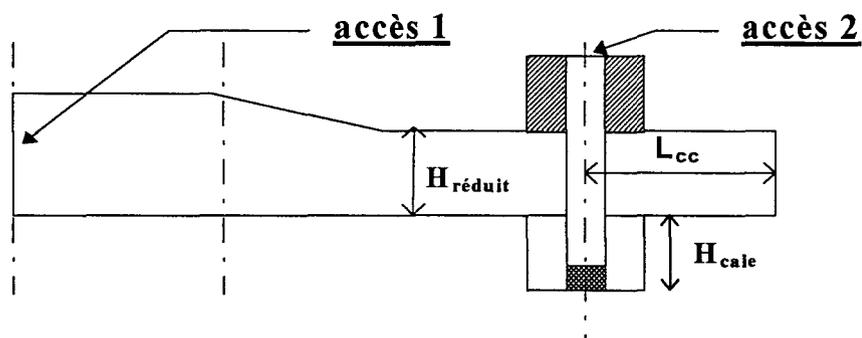
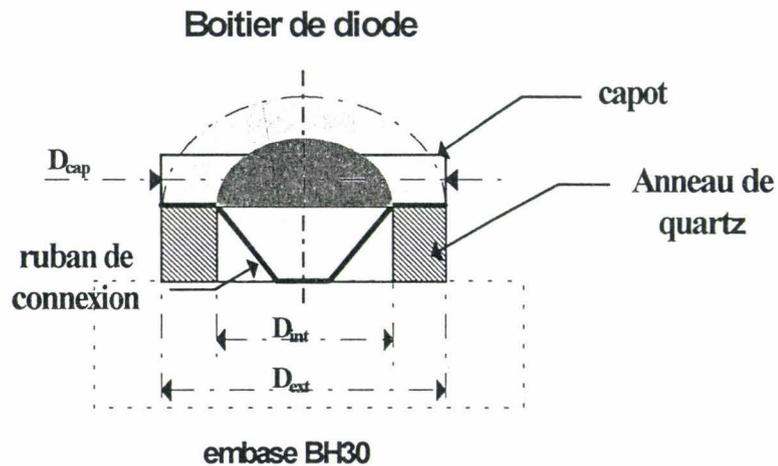


Figure III-18 : Schéma de la cellule modélisée avec HFSS.

Au niveau du boîtier, nous avons respecté les dimensions des boîtiers de diode spécifiques fournis par THOMSON (figure III-19), dans lesquels la préforme est directement thermocompressée sur l'embase de cuivre. Ces boîtiers ont été réalisés avec des anneaux de quartz de différentes dimensions rappelées dans le tableau de la figure III-19. Pour la simulation nous avons considéré une préforme présentant une symétrie de révolution par rapport à l'axe de la ligne coaxiale.



	<i>DIODE type 1</i>	<i>DIODE type</i>
D_{int}	472 μm	453 μm
D_{ext}	768 μm	768 μm
D_{cap}	800 μm	800 μm

Figure III-19 : Schéma et caractéristiques des boîtiers de diode simulés avec HFSS.

En ce qui concerne les caractéristiques physiques du piège, nous avons dans un premier temps utilisé les caractéristiques fournies par le constructeur (Emerson&Cuming) pour la fréquence maximale de 18 GHz. Dans la pratique deux types de pièges sont utilisés :

- un piège en eccosorb brute,
- un piège en eccosorb brute ayant subi un traitement de surface à base d'anodine.

Notre comparaison théorie-expérience a été effectuée dans le cas d'un circuit présentant un piège en eccosorb brute. En ce qui concerne le quartz, nous avons utilisé les données classiquement utilisées pour ce matériau. Précisons à ce niveau que les caractéristiques matériaux du quartz et du piège sont considérées constantes sur toute la bande W, nous rappelons leur valeur dans le tableau ci-dessous :

	QUARTZ	PIÈGE MIT-116
ϵ_r	3.75	15.8
$\tan \delta$	0.0001	0.05
$\epsilon_r^{(2)}$	0	0.79
μ_r	1	1.4
$\tan \mu$	0	0.73
$\mu_r^{(2)}$	0	1.02
dB/cm	*	57

Les paramètres [S] obtenus dans nos simulations sont normalisés par rapport à 50 Ohms et sont ainsi directement comparables avec les mesures. La précision que nous avons utilisée sur les paramètres (S_{ij}) est inférieure à 5%. Les simulations sont effectuées sur la bande W avec un pas fréquentiel de 875 MHz, ce qui correspond à 40 points de simulation sur 35 GHz de bande. Ces différents paramètres ont été fixés après plusieurs essais, afin d'obtenir un compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats.

III.5.3 Comparaison théorie - expérience

Nous avons effectué un grand nombre de mesures expérimentales du coefficient de réflexion à la sortie de l'oscillateur en faisant varier de façon systématique les différents paramètres de réglage mécanique de la cavité. Dans le but de limiter le nombre de simulations correspondantes à effectuer, nous avons réduit le champ de notre étude comparative aux plages de variation des paramètres de réglage mécanique typiquement utilisées à THOMSON, à savoir :

$$0.4 \leq H_{\text{réduit}} \leq 0.6\text{mm}$$

$$0.7\text{mm} \leq \phi_{\text{tige}} \leq 0.8\text{mm}$$

$$0 \leq L_{\text{cc}} \leq \frac{\lambda_g(94\text{GHz})}{2}$$

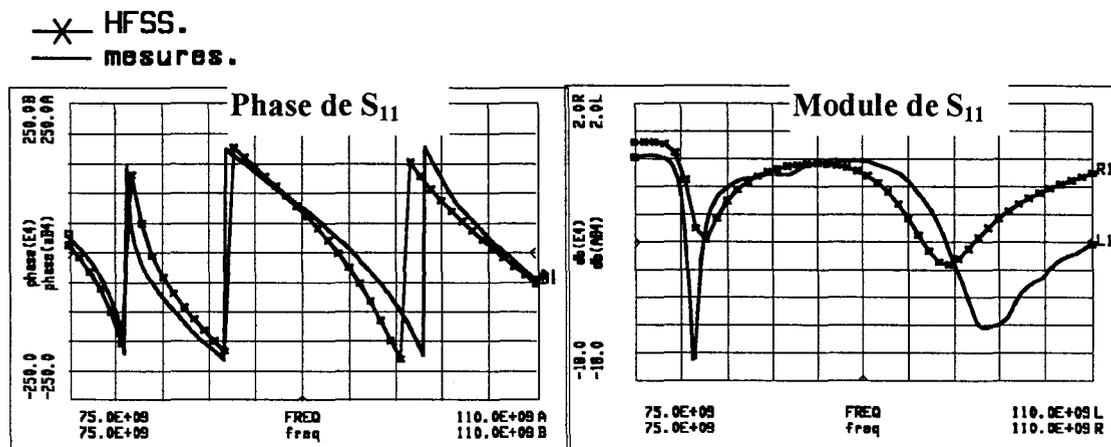
$$0 \leq H_{\text{cale}} \leq 0.4\text{mm}$$

Nous limiterons ici volontairement notre présentation des résultats de comparaison théorie - expérience à quelques exemples significatifs. Les évolutions fréquentielles du coefficient de réflexion mesuré et simulé, ainsi que l'impédance d'entrée de la cavité (plan 2) sont représentées pour quatre configurations de paramètres de réglage de la cavité sur les figures III-20.a,b,c,d. Les comparaisons présentées ici ne concernent que le boîtier de diode de type 2.

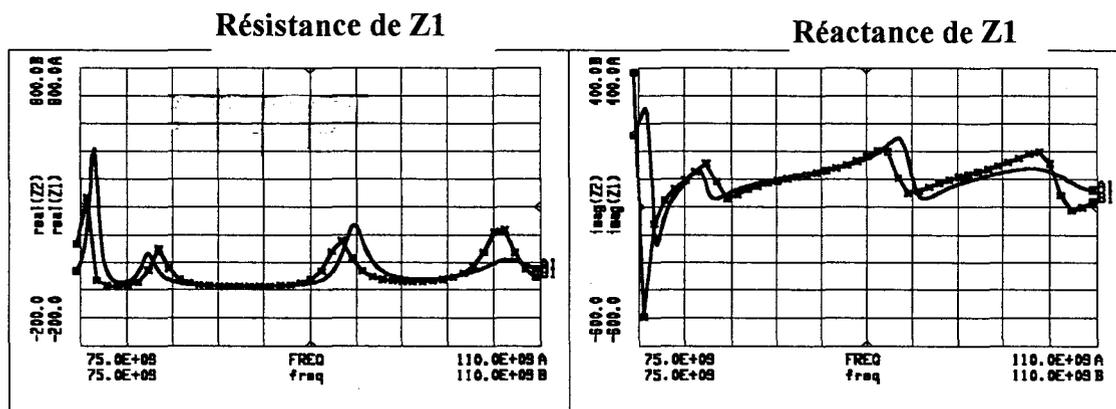
L'ensemble des résultats présentés laisse apparaître une concordance globale satisfaisante. Les évolutions sont qualitativement cohérentes sur l'ensemble de la bande W. En particulier, les fréquences de résonance théoriques et expérimentales déterminées sont coïncidentes. Cependant, on observe des différences d'ordre quantitatif sur la définition de l'acuité des résonances. Celles-ci résultent à la fois des conditions de mesures expérimentales et des conditions dans lesquelles sont effectuées les simulations. Nous avons essayé d'approfondir ces questions dans la suite de ce chapitre.

Nous pouvons néanmoins conclure dès à présent que le modèle physique numérique électromagnétique du circuit passif constitue un outil de modélisation suffisamment représentatif et fiable des propriétés hyperfréquences du circuit passif réel, pour envisager son utilisation systématique dans la suite de notre étude.

Figure III-20.a : Evolutions comparées du coefficient de réflexion (en module et phase) et de l'impédance de la cellule dans le plan2 en fonction de la fréquence.



Evolution fréquentielle de S_{11} dans le plan 2 .

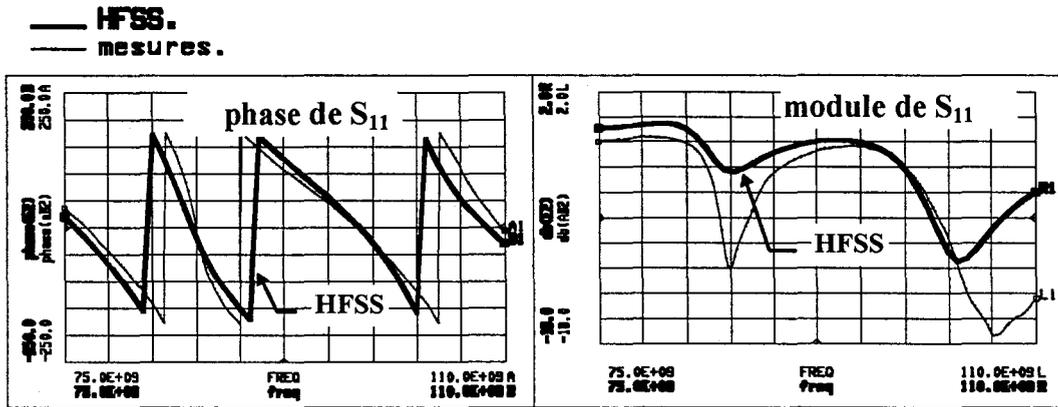


Evolution fréquentielle de $Z1$ dans le plan 2 .

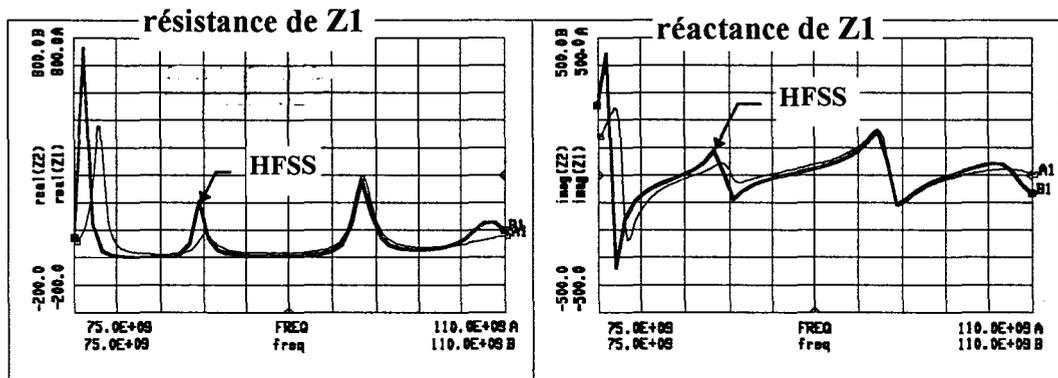
Caractéristiques du circuit: $\phi_{tige}=0.8$ mm, $H_{réduit}=0.5$ mm, $H_{cale}=0.4$ mm, $L_{cc}=2.6$ mm,

Diode n° 2

Figure III-20.b : Evolutions comparées du coefficient de réflexion (en module et phase) et de l'impédance de la cellule dans le plan2 en fonction de la fréquence.



Evolution fréquentielle de S_{11} dans le plan 2

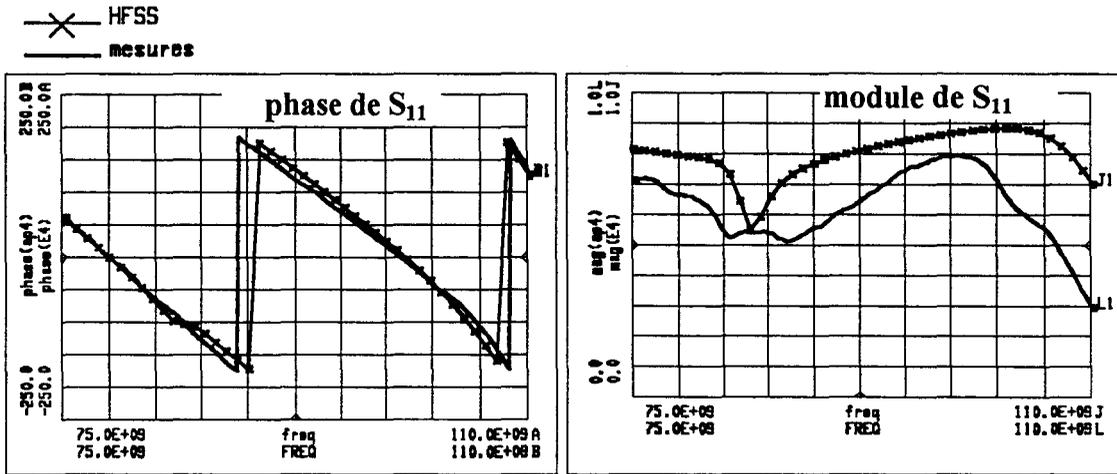


Evolution fréquentielle de Z1 dans le plan 2 .

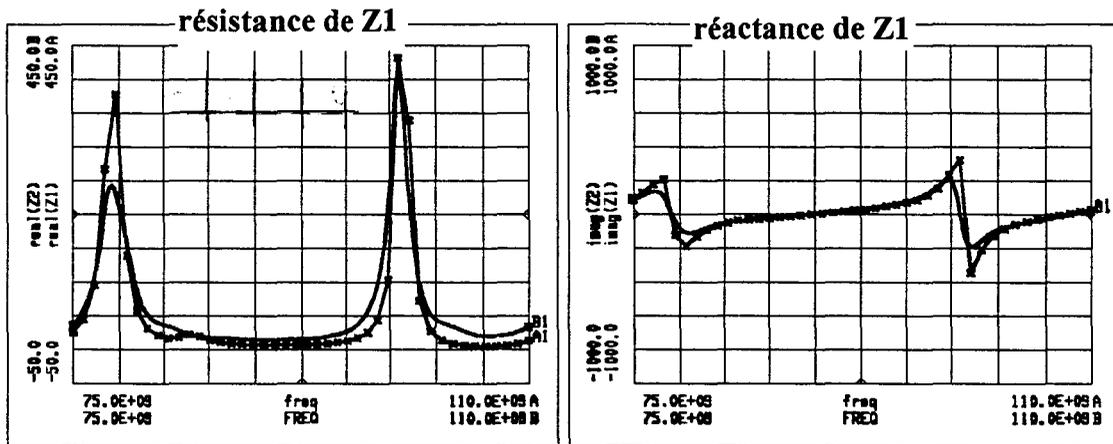
Caractéristiques du circuit: $\phi_{tige}=0.8$ mm, $H_{réduit}=0.5$ mm, $H_{cale}=0.4$ mm, $L_{cc}=2,4$ mm,

Diode n° 2

Figure III-20.c : Evolutions comparées du coefficient de réflexion (en module et phase) et de l'impédance de la cellule dans le plan2 en fonction de la fréquence.



Evolution fréquentielle de S₁₁ dans le plan 2 .

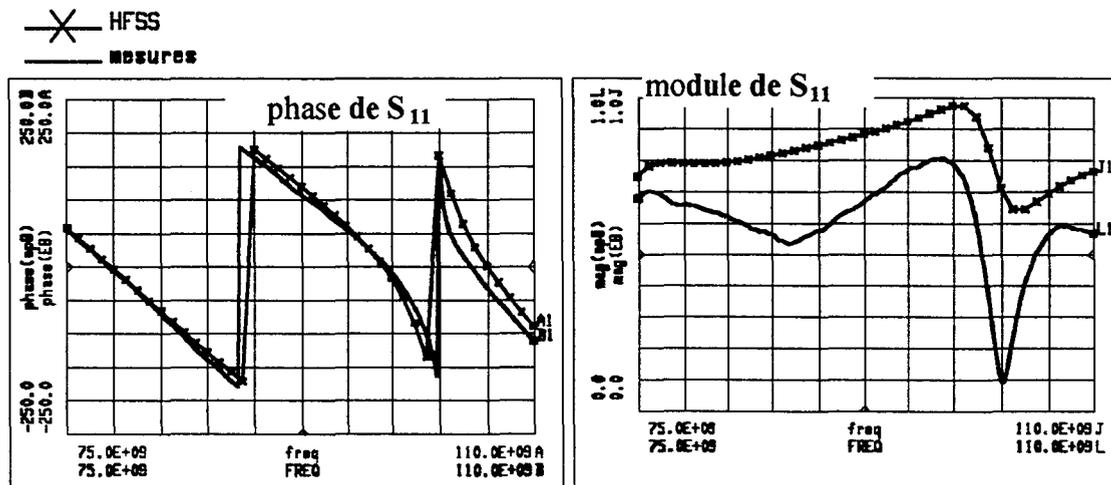


Evolution fréquentielle de Z₁ dans le plan 2 .

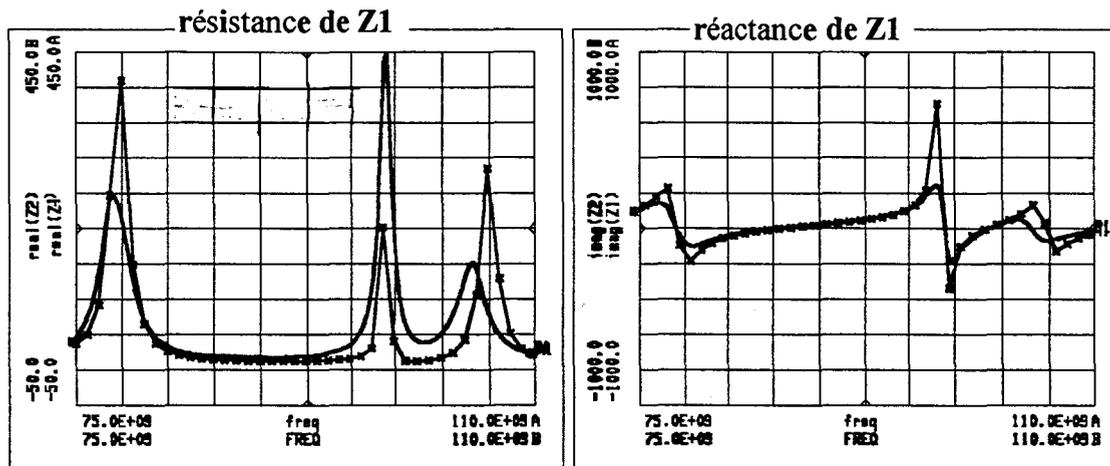
Caractéristiques du circuit: $\phi_{tige}=0.8$ mm, $H_{réduit}=0.5$ mm, $H_{cale}=0.1$ mm, $L_{cc}=2$ mm, Diode

n° 2

Figure III-20.d : Evolutions comparées du coefficient de réflexion (en module et phase) et de l'impédance de la cellule dans le plan2 en fonction de la fréquence.



Evolution fréquentielle de S₁₁ dans le plan 2 .



Evolution fréquentielle de Z₁ dans le plan 2 .

Caractéristiques du circuit $\phi_{\text{tige}}=0.8$ mm, $H_{\text{réduit}}=0.5$ mm, $H_{\text{cale}}=0.1$ mm, $L_{\text{cc}}=3.4$ mm,

Diode n° 2

III-5.4 Influence des conditions de mesures sur l'évaluation expérimentale du coefficient de réflexion à la sortie de l'oscillateur

III-5.4.a Influence des jeux mécaniques et des conditions de serrage de la cavité sur la reproductibilité des mesures

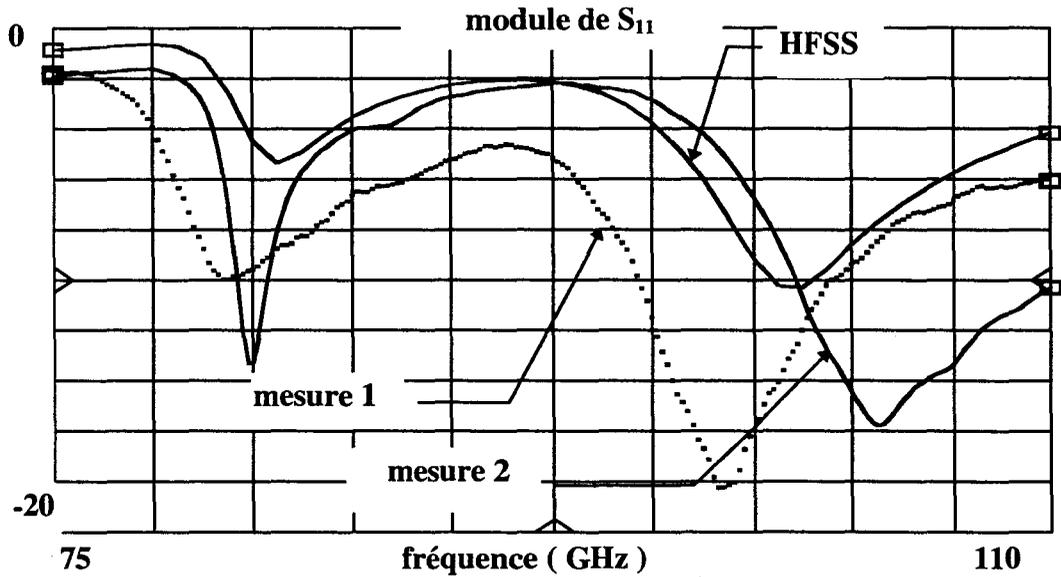
Les premières mesures effectuées ont montré que leur reproductibilité pouvait être affectée par les différents jeux mécaniques de la cavité. Ce problème a déjà été évoqué à propos des mesures liées à la présence de la transition entre l'analyseur et l'oscillateur (paragraphe III.5.2).

La figure III-21 est un exemple de comparaisons théorie-expérience, pour une configuration donnée de réglage de la cavité, de l'évolution fréquentielle dans la bande W du coefficient de réflexion à la sortie de l'oscillateur, pour deux conditions de serrage des vis de fixation. Les résultats présentés donnent une idée claire de l'importance des jeux mécaniques et des conditions de serrage associées sur la reproductibilité des mesures expérimentales.

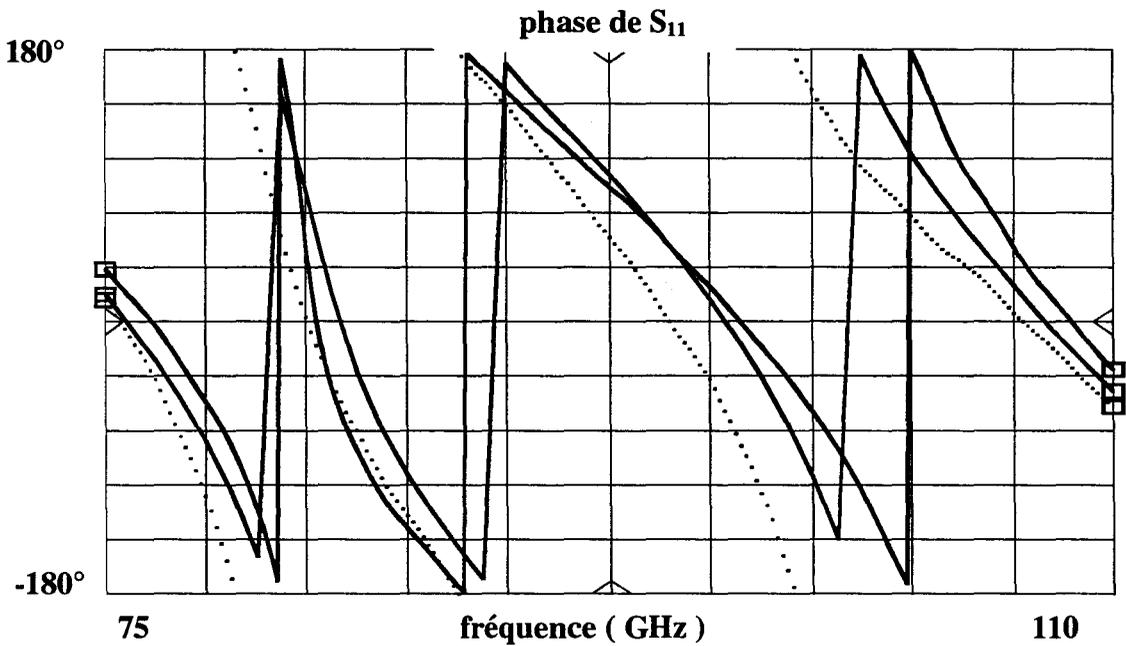
III-5.4.b Influence du centrage de la tige de polarisation par rapport au boîtier de la diode

L'âme centrale de la ligne coaxiale assurant le rôle de dispositif de polarisation est principalement maintenue en position par le filtre RF en eccosorb et une pièce de blocage. La tige de polarisation présente en conséquence un certain jeu qui va influencer sur la position du point de contact avec le boîtier de la diode. Nous avons essayé d'évaluer l'importance d'un décentrage de la tige de polarisation par rapport au boîtier de la diode sur l'évolution fréquentielle de l'impédance vue aux bornes de la diode. Cette étude n'a pas été menée de façon expérimentale car il n'est pas possible de contrôler la position exacte du point de contact de la tige lorsque la cavité est montée. Elle a donc été menée de façon théorique à l'aide du logiciel HFSS. Dans ces simulations, le boîtier est considéré de révolution par rapport à l'axe de symétrie de la ligne coaxiale. La tige de polarisation a été considérée plus ou moins décentrée par rapport au boîtier de diode dans le plan de section droite du circuit.

Figure III-21 : Reproductibilité des mesures.

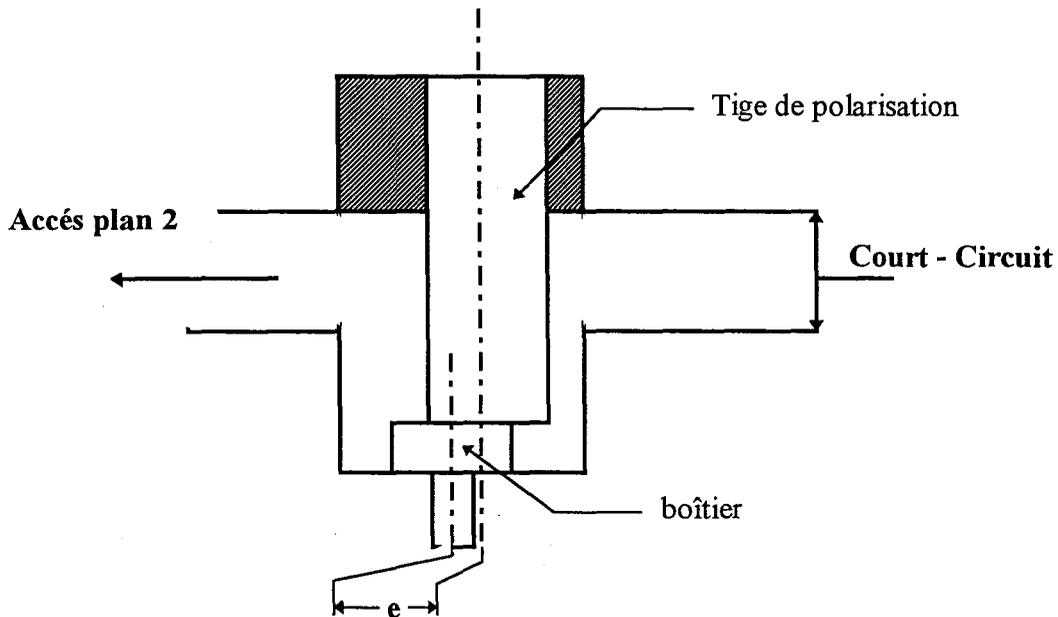


Evolution fréquentielle du module de S_{11}



Evolution fréquentielle de la phase de S_{11} dans le plan 2

La figure III-22 résume les résultats obtenus et montre les évolutions fréquentielles dans la bande W de l'impédance du circuit passif vue aux bornes de la diode pour des décentrages e respectifs de -100, 0, +100 μ m de la tige de polarisation. Le circuit utilisé dans les simulations est représenté ci-dessous :



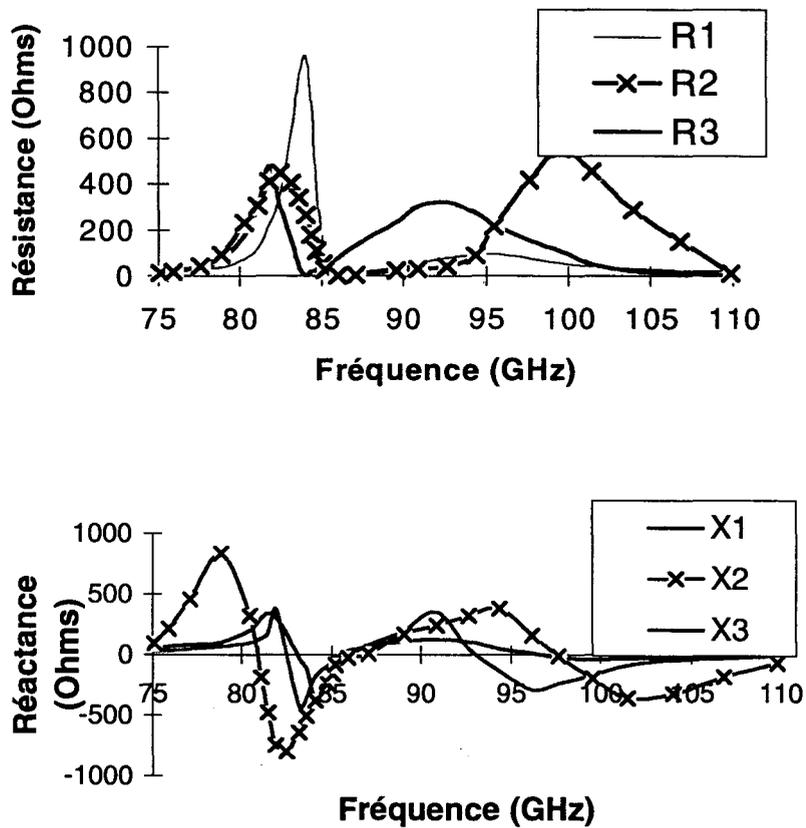
Les résultats montrent des variations importantes des fréquences de résonance du circuit passif, ainsi que de leur acuité. On observe notamment à 94 GHz de fortes variations du niveau d'impédance vue par la diode. Le positionnement de la tige de polarisation constitue donc un paramètre important, en ce qui concerne la mise en œuvre et le réglage optimal de l'oscillateur.

III-5.4.c Influence du centrage du boîtier de la diode

Lors des opérations de montage, l'anneau de quartz est soudé sur l'embase de cuivre, puis la diode semiconductrice est thermocompressée en son milieu. Compte tenu des dimensions de ces éléments et des difficultés de manipulation, leur positionnement présente en pratique une certaine dispersion par rapport à l'axe de symétrie de l'embase. Ces variations de position sont susceptibles de jouer sur le comportement fréquentiel global de l'oscillateur. Nous avons essayé d'évaluer de façon expérimentale l'influence de ces dissymétries par des mesures menées pour des configurations figées de réglage mécanique de la cavité, dans lesquelles une rotation du boîtier de diode est effectuée sans modifier la position de la tige de polarisation.

des configurations figées de réglage mécanique de la cavité, dans lesquelles une rotation du boîtier de diode est effectuée sans modifier la position de la tige de polarisation.

Figure III-22 : Evolutions fréquentielles dans la bande W de l'impédance du circuit passif vue aux bornes de la diode en fonction de la position de la tige de polarisation sur le boîtier de diode. ($e=+100 \mu\text{m} \Rightarrow R1$; $e=-100 \mu\text{m} \Rightarrow R2$; $e= 0 \mu\text{m} \Rightarrow R3$).



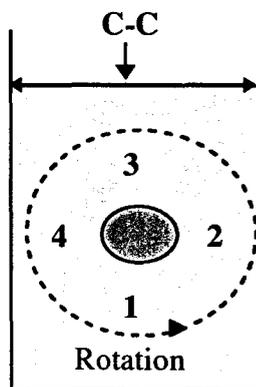
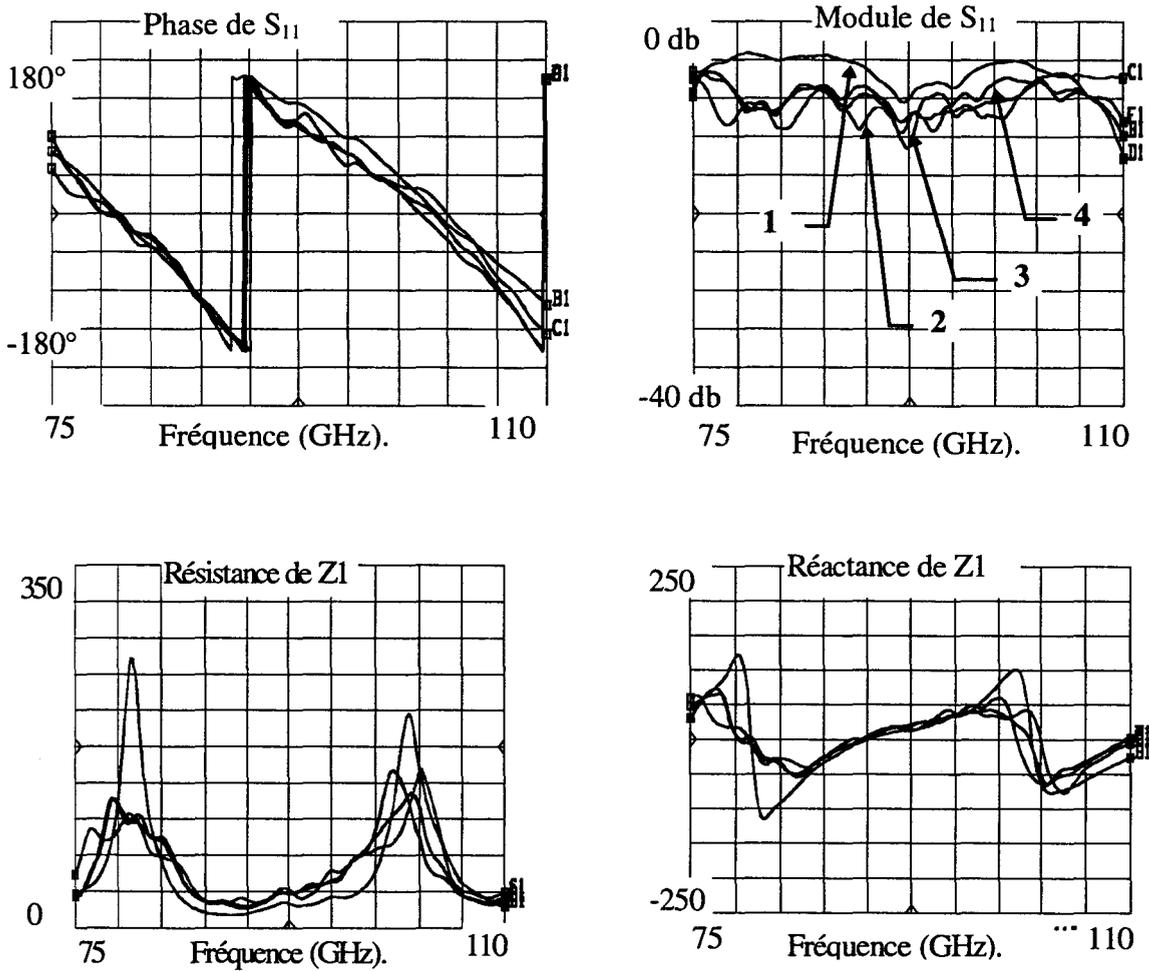
Caractéristiques du circuit: $\phi_{\text{tige}}=0.8 \text{ mm}$, $H_{\text{réduit}}=0.5 \text{ mm}$, $H_{\text{cale}}=0.5 \text{ mm}$, $L_{\text{cc}}=2.4 \text{ mm}$, diode

n°2

La figure III-23 montre un exemple typique de résultats de mesure de l'évolution fréquentielle dans la bande W du coefficient de réflexion en sortie de l'oscillateur et du niveau d'impédance correspondant lorsque l'on effectue une rotation du boîtier de diode autour de son axe.

Les résultats laissent apparaître des variations non négligeables des grandeurs mesurées. Les évolutions fréquentielles de l'impédance de sortie du circuit montrent de légères variations des fréquences de résonance du circuit. On pourra remarquer qu'une des positions conduit à des variations beaucoup plus fortes de l'impédance que les trois autres. Ces résultats montrent d'un point de vue général que les positionnements de l'anneau de quartz et de la diode semiconductrice par rapport à l'axe de symétrie de l'embase constituent des paramètres à ne pas négliger dans l'optique de la reproductibilité et de la facilité des procédures de réglage des circuits. En effet, toute variation de la transformation d'impédance effectuée par le circuit passif de charge implique pour l'expérimentateur de modifier les réglages mécaniques de la cavité de façon à optimiser l'adaptation d'impédance.

Figure III-23 : Excentricite de l'anneau de quartz par rapport à l'embase ou au capot de cuivre. Caractéristiques du circuit: $\phi_{\text{tige}}=0.8$ mm, $H_{\text{réduit}}=0.5$ mm, $H_{\text{cale}}=0$ mm, $L_{\text{cc}}=2$ mm, diode n°2.



↓
Sortie du guide

III-5.4.d Influence des valeurs des caractéristiques physiques du filtre RF sur le calcul théorique de l'impédance du circuit ramenée aux bornes de la diode

Le filtre RF utilisé dans le circuit de l'oscillateur est réalisé à partir de l'eccosorb MF116, matériau absorbant dont les caractéristiques sont données par le constructeur pour des fréquences inférieures à 18 GHz (figure III-23).

**Figure III-23 : Paramètres caractéristiques de l'Eccosorb MF116.
(EMERSON&CUMING)**

f (GHz)	1	3	8,6	10	18
ϵ_r	17	16.5	16.2	16	15.8
$\tan \delta$	0.07	0.06	0.07	0.06	0.05
ϵ_{eff}	1.2	0.99	1.1	0.96	0.79
μ_r	3	2.8	1.6	1.5	1.4
$\tan \delta_{\mu}$	0.13	0.21	0.47	0.68	0.73
μ_{eff}	0.39	0.59	0.75	1.02	1.02
α (dB/cm)	1.3	5	21	32	57

Les simulations du circuit dans la bande W effectuées jusqu'à présent utilisaient les caractéristiques du matériau données par le constructeur à la fréquence de 18 GHz. Dans le but d'évaluer l'erreur introduite sur le calcul théorique du comportement fréquentiel du circuit, nous avons entrepris d'effectuer des mesures de la permittivité et de la perméabilité de l'eccosorb au-delà de 18 GHz.

Ces mesures ont été effectuées à l'IEMN en collaboration avec les équipes "Circuits et Applicateurs" et "Nouveaux Matériaux" jusqu'à des fréquences de 40 GHz. Deux types d'échantillons ont été réalisés à THOMSON RCM, afin de pouvoir effectuer des mesures dans la bande K (18-26.5GHz) et la bande Ka (26.5-40 GHz).

Les mesures ont été effectuées à l'aide de plusieurs échantillons afin de limiter les dispersions sur la mesure d'un échantillon à un autre. Celles-ci sont effectuées en transmission sur l'analyseur vectoriel HP 8510B avec une calibration TRL. La mesure des paramètres [S]

permet de calculer l'évolution fréquentielle de la permittivité et de la perméabilité complexe en utilisant une méthode décrite dans les travaux sur la caractérisation de matériaux dans le domaine des micro-ondes ([26],[27],[28],[29],[30]).

Nous présentons sur les figures III-24.a et III-24.b les évolutions fréquentielles de 18 à 40 GHz de la permittivité et de la perméabilité complexe de l'eccosorb MF116.

III-5.4.d.1 Remarques en ce qui concerne les mesures

La dispersion non négligeable observée sur la mesure de ϵ_r'' et μ_r'' , entre les différents échantillons, en particulier dans la bande [18-26.5]GHz, s'explique par l'ajustement imparfait de leurs dimensions à celles de la cellule de mesure. En effet, cette imperfection entraîne l'existence de lames d'air entre la surface de l'échantillon et les parois du guide d'onde dans lequel il est placé. La discontinuité des résultats observée à 26.5 GHz résulte du changement de cellule lorsque l'on passe des mesures dans la bande K à la bande Ka.

Ces résultats nous donnent néanmoins une bonne idée de l'évolution fréquentielle de la permittivité et de la perméabilité de l'eccosorb MF 116. Nous avons ainsi extrapolé les valeurs de ϵ_r et μ_r à la fréquence de 94 GHz (figure III-24.c).

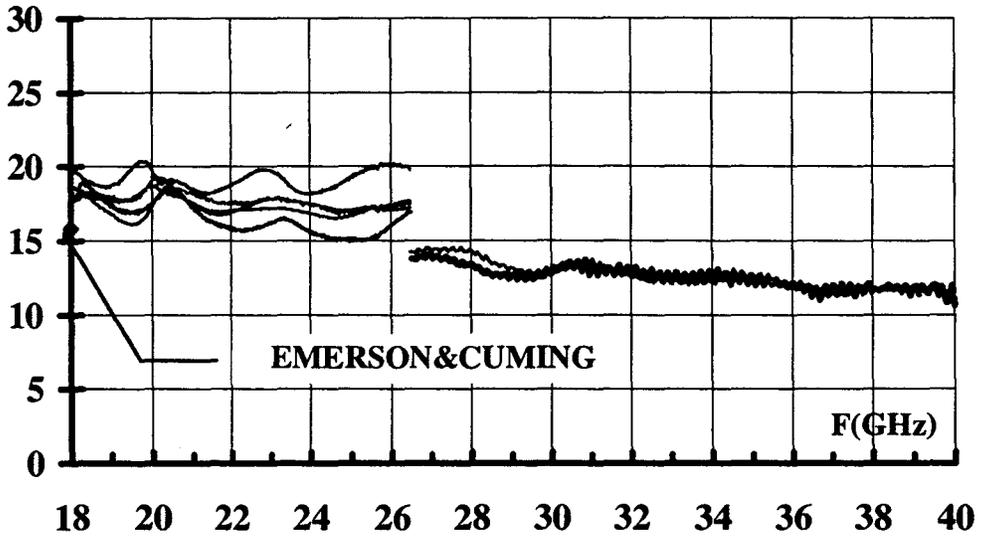
Figure III-24.c : Valeurs des paramètres matériaux

F(GHz)	18	40	94
ϵ_r'	15.8	12	9
$\tan d$	0.05	0.05	0.05
μ_r'	1.4	1	1
$\tan M$	0.73	0.73	0.73

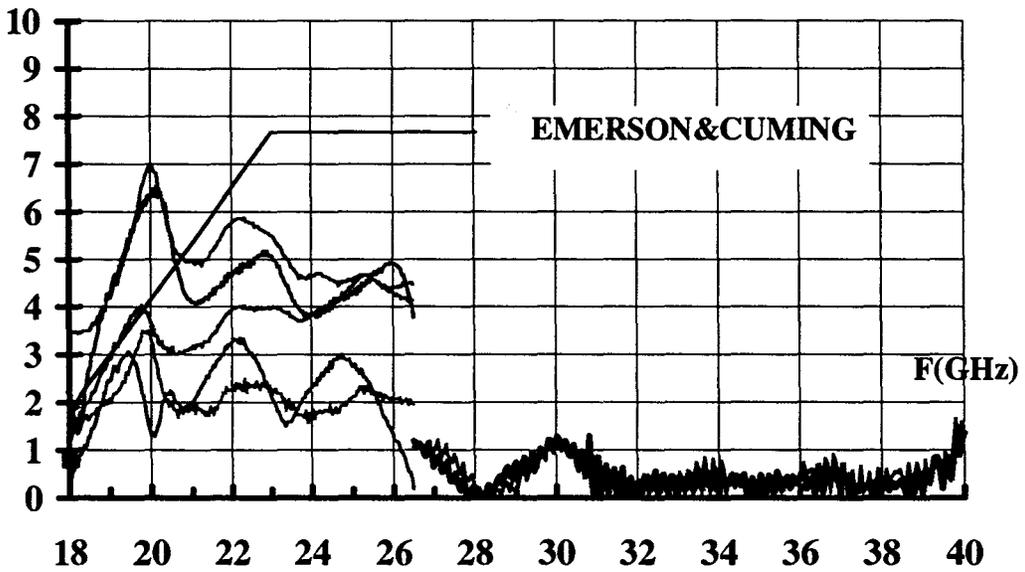
Nous avons ensuite effectué de nouvelles simulations du circuit de charge de l'oscillateur dans la bande W.

Figures III-24.a : Evolution de la permittivité complexe

Evolution de ϵ_r'

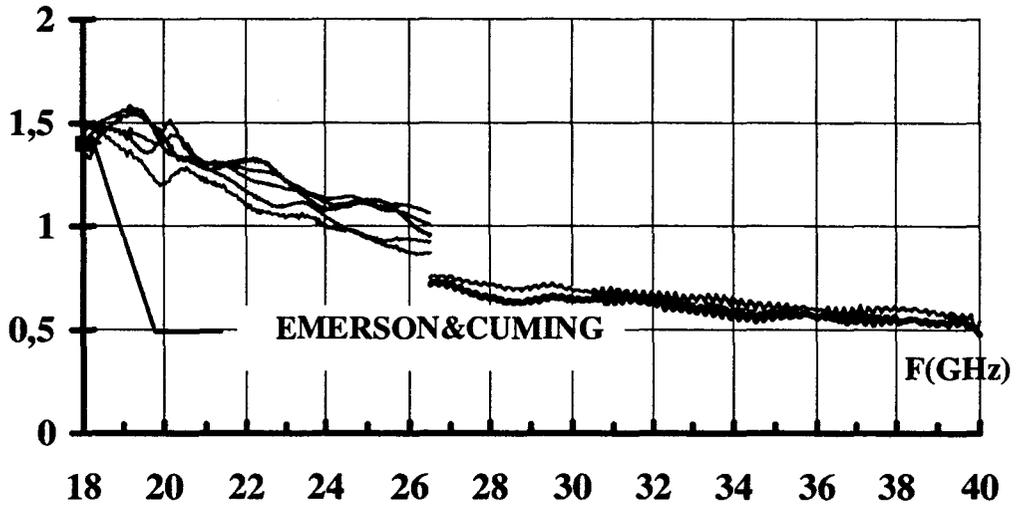


Evolution de ϵ_r''

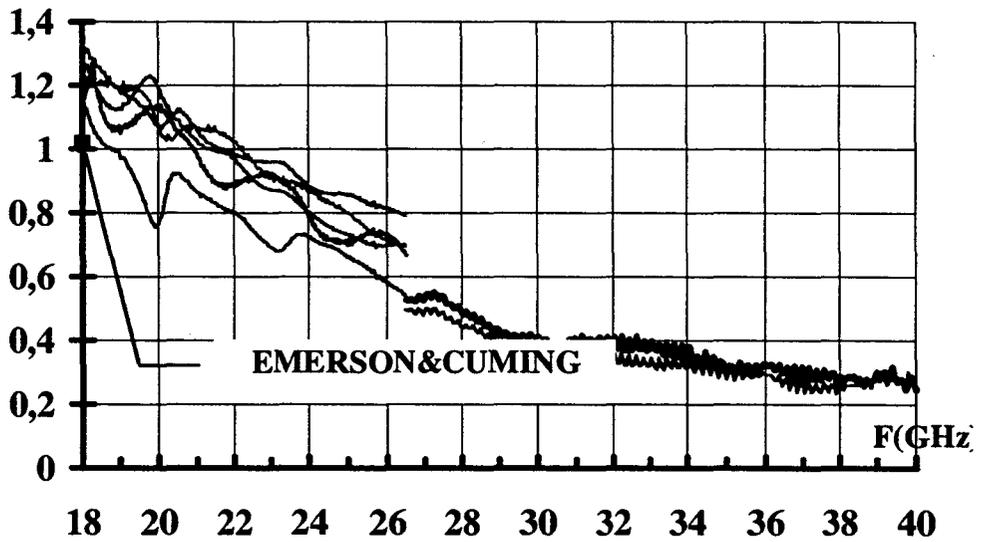


Figures III-24 b : Evolution de la perméabilité complexe

Evolution de μ_r'



Evolution de μ_r''



La figure III-25 est le résultat typique d'une comparaison entre des mesures expérimentales de l'évolution fréquentielle de l'impédance de sortie du circuit en bande W et des évolutions théoriques de cette grandeur, dans laquelle nous avons considéré comme paramètre variable la valeur de la permittivité ϵ_r' de l'eccosorb MF116.

Nous avons ainsi successivement imposé les valeurs déterminées expérimentalement à 18 et 40 GHz, et extrapolée à 94 GHz. Les résultats confirment l'importance de la valeur théorique de ce paramètre. En particulier, sa valeur joue fortement sur l'acuité des résonances. La concordance la meilleure avec les résultats expérimentaux est obtenue pour la valeur de ϵ_r' extrapolée à 94 GHz.

Figure III-25 : Evolution de l'impédance du circuit simulée à l'accès 1.

$\epsilon_r'(18\text{GHz}) \Rightarrow R1$, $\epsilon_r'(40\text{GHz}) \Rightarrow R2$, $\epsilon_r'(94\text{GHz}) \Rightarrow R3$

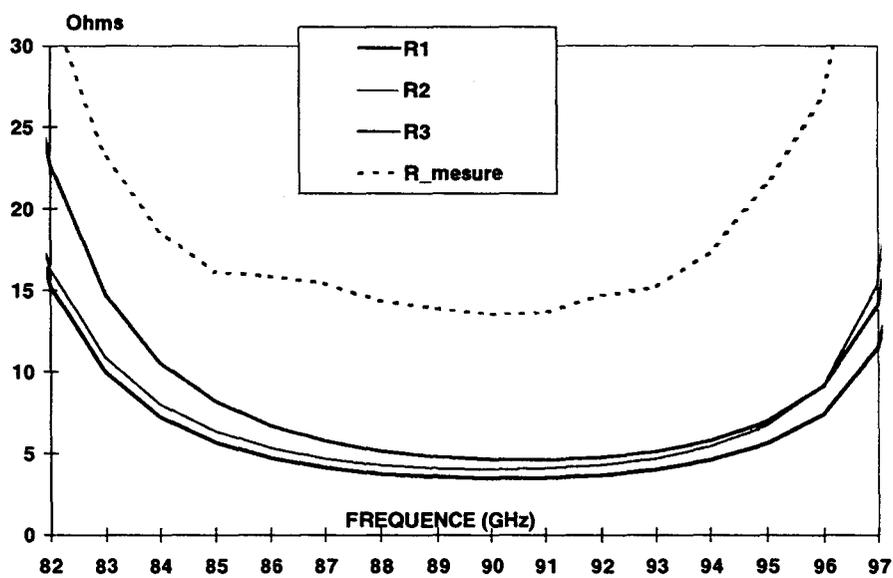
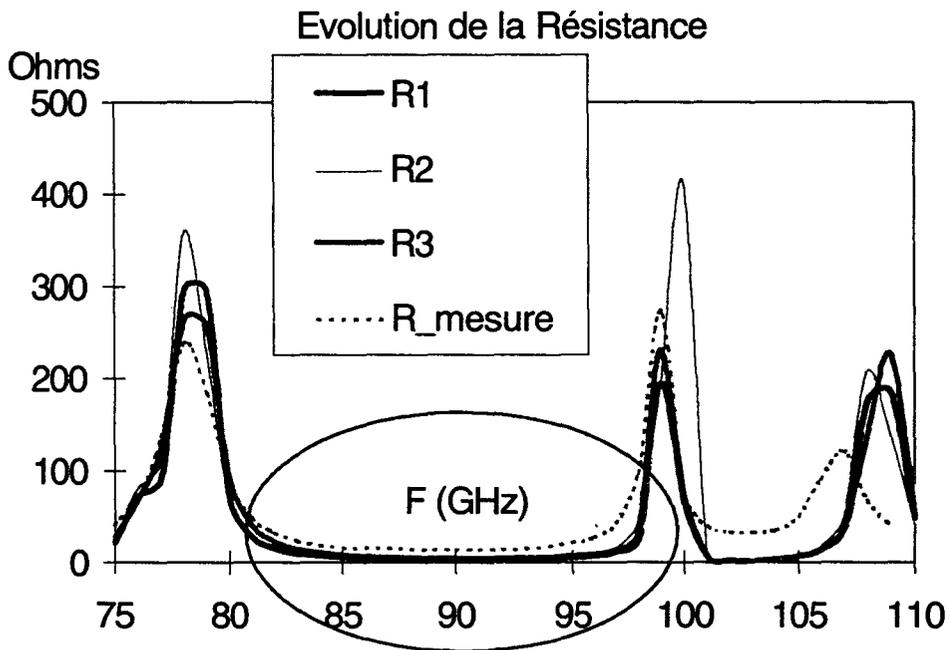
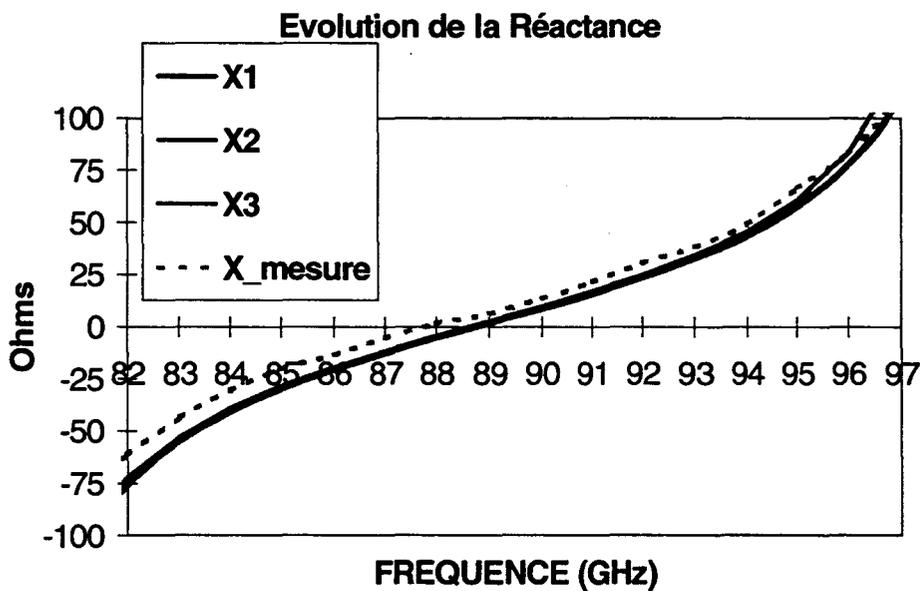
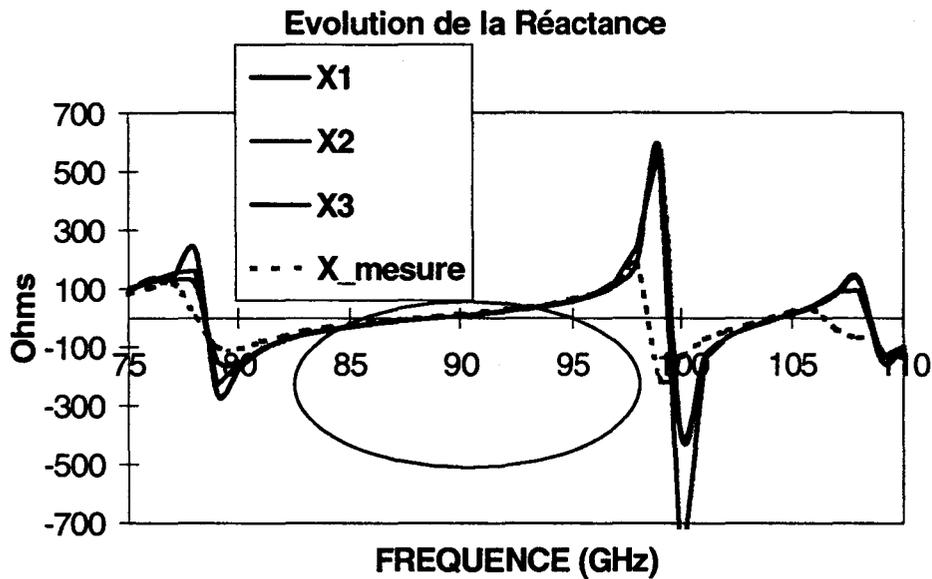


Figure III-25 : Evolution de l'impédance du circuit simulée à l'accès 1.



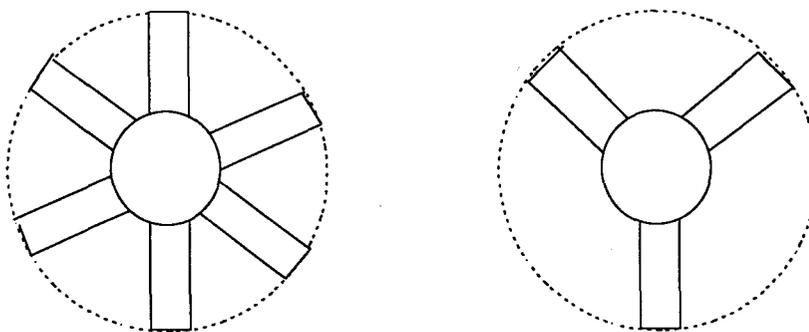
Caractéristiques du circuit: $\phi_{tige}=0.8$ mm, $H_{réduit}=0.5$ mm, $H_{cale}=0.1$ mm, $L_{cc}=3.4$ mm, Diode

III.6 Influence de la préforme sur la transformation d'impédance effectuée par le boîtier de diode

Les éléments constituant le boîtier de la diode semiconductrice interviennent de façon notable dans la transformation d'impédance permettant l'adaptation optimale de la partie active de la diode au circuit de sortie de l'oscillateur. Compte tenu des dimensions géométriques des différentes pièces constituant ces boîtiers, leur montage constitue une opération technologique délicate. Ces difficultés de réalisation se répercutent au niveau de l'expérimentateur par une dispersion des caractéristiques électriques hyperfréquences du boîtier, affectant la transformation d'impédance se produisant à leur niveau. L'élément contribuant certainement le plus à cette dispersion est la préforme de connexion. En effet, lors de son montage sur la puce semiconductrice, celle-ci subit, de la part de l'outil de thermocompression, une déformation mécanique difficilement contrôlable. Afin d'étudier de façon théorique l'influence de la préforme de connexion de la diode sur la transformation d'impédance effectuée par le boîtier de la diode, nous avons dans un premier temps étudié l'influence du type de préforme.

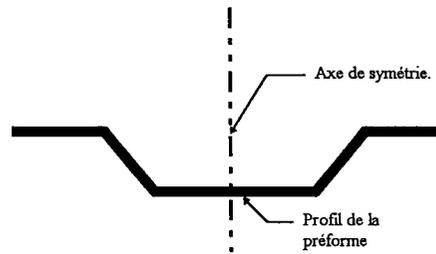
En effet, les préformes utilisées en pratique présentent une géométrie en forme d'étoile comportant un nombre plus ou moins élevé de branches de connexion (figure III-26).

Figure III-26 : Préformes à 6 branches et 3 branches vues de dessus.



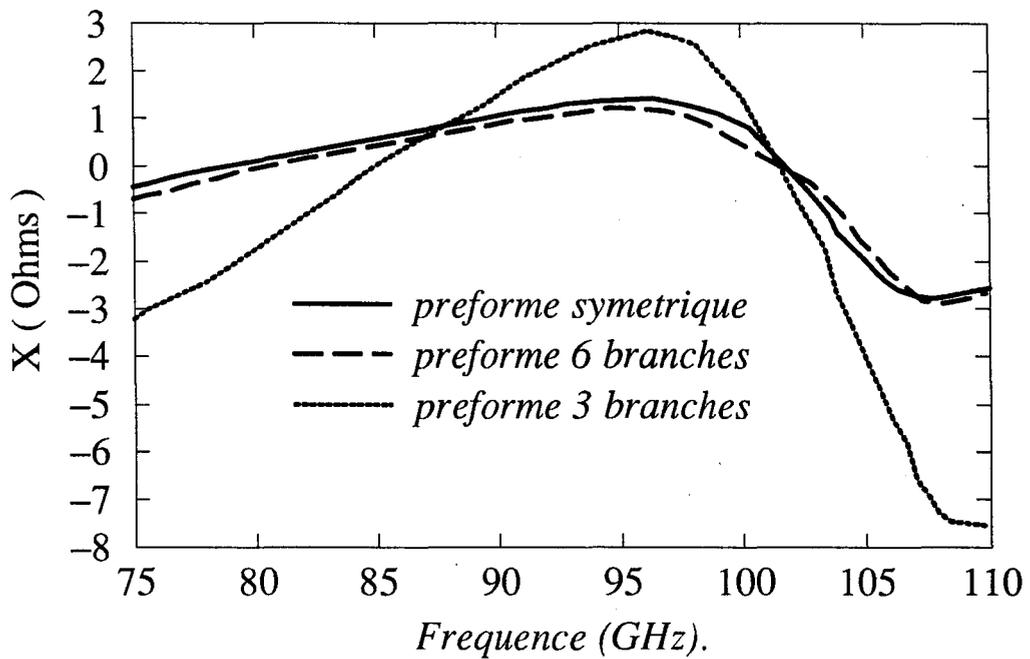
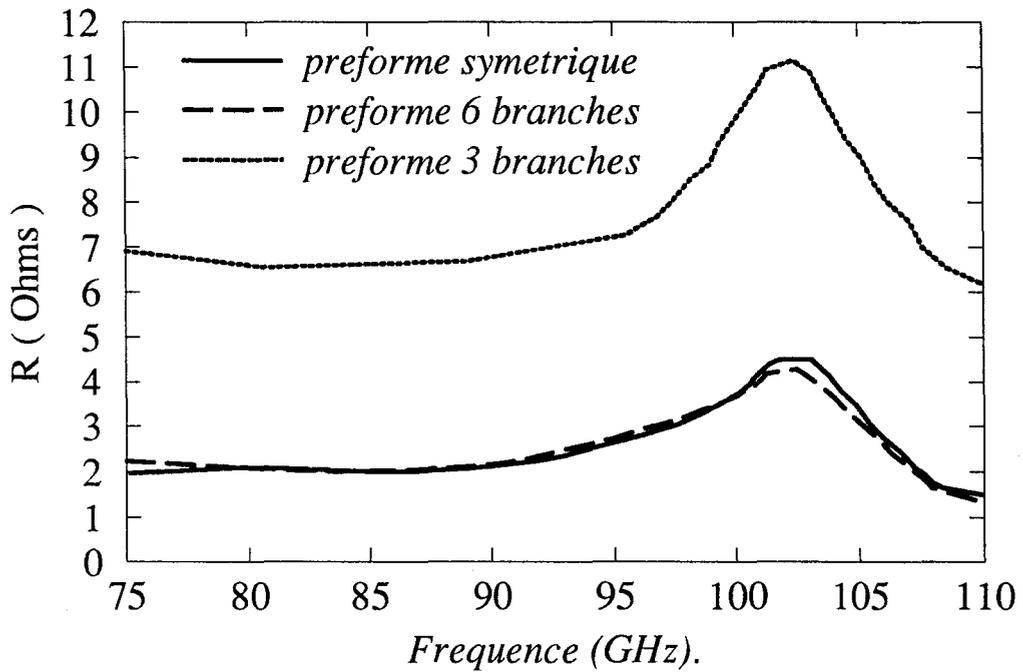
Nous avons ainsi effectué des simulations de boîtier de structure générale similaire dans lesquelles ont été considérés des préformes de profil vu en coupe identique (figure III-27), mais présentant successivement 3 et 6 branches. Le cas d'une préforme de connexion de symétrie de révolution parfaite a aussi été considéré.

Figure III-27 : vue en coupe du profil de la préforme de révolution.



La figure III-28 présente les évolutions fréquentielles de l'impédance vue aux bornes de la diode dans la bande W pour les trois types de préforme considérées. L'impédance de charge du boîtier est la même dans tous les cas simulés. Le résultat le plus immédiat montre que le boîtier avec préforme à six branches présente un comportement électrique fréquentiel analogue à celui du boîtier avec préforme de symétrie de révolution. Ce résultat est logique dans la mesure où les parties évidées résultant des six branches représentent une part assez faible de la surface totale de la préforme (vue du dessus). D'un point de vue général, les évolutions fréquentielles montrent l'existence d'un comportement électrique de type résonnant série de faible acuité pour des fréquences inférieures à environ 90 GHz. On observe un comportement résonnant de type parallèle à la fréquence de 102.5 GHz. Il convient de noter que pour le niveau d'impédance de charge du boîtier ici imposé, l'évolution fréquentielle du niveau de résistance vue au niveau de la diode dans le cas de la préforme à 3 branches est pratiquement homothétique de celle de la préforme à 6 branches. Si l'on considère la fréquence de 94 GHz, on observe une forte variation du niveau de résistance qui passe d'environ 3Ω pour la préforme à 6 branches, à 7Ω pour la préforme à 3 branches. La variation de réactance est assez faible, passant de 1Ω à presque 3Ω . Vu sous l'angle des conditions de fonctionnement de l'oscillateur, le changement de préforme conduirait ici, pour une structure de diode donnée, à un régime d'oscillation assez différent, tant en terme de puissance délivrée que de fréquence d'oscillation.

Figure III-28: Evolution fréquentielle de l'impédance vue aux bornes de la diode dans le cas d'une préforme à 6 branches et à 3 branches. Comparaison avec le cas de la préforme de symétrie de révolution.



Nous avons dans un second temps, étudié de façon théorique l'influence du profil vu en coupe de la préforme de connexion (figure III-27). Ceci permet de donner une idée de l'influence d'une déformation de symétrie de révolution de la préforme sur le comportement électrique fréquentiel global du boîtier de la diode. Cette étude a été effectuée en considérant une préforme de symétrie de révolution, pour des raisons de commodités de mise en œuvre du logiciel HFSS. Ici encore, les résultats typiques sont présentés pour une structure de boîtier figée dans laquelle trois profils de préforme ont été successivement considérés(figure III-29).

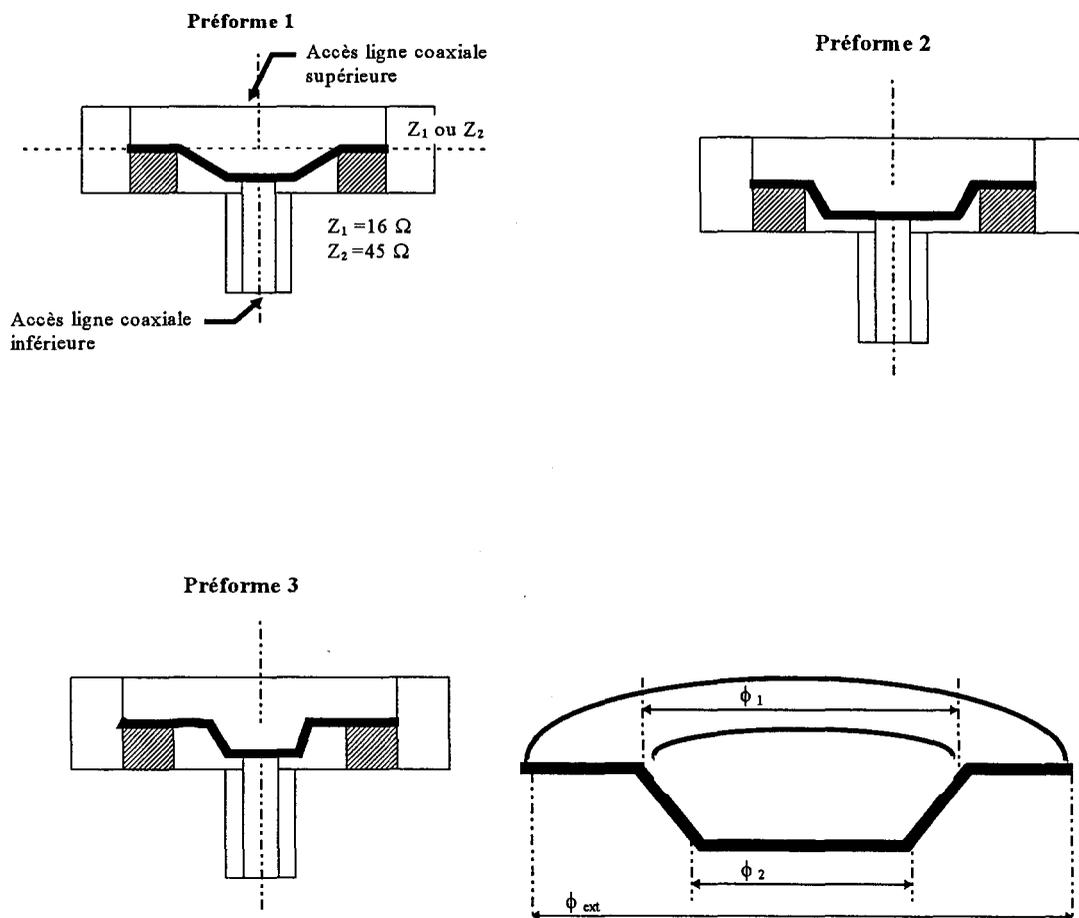
La figure III-30 présente les évolutions fréquentielles dans la bande W de l'impédance vue aux bornes de la diode pour les trois profils de préformes et deux valeurs du niveau d'impédance de charge du boîtier. Ces valeurs sont ici déterminées par le diamètre extérieur de la ligne coaxiale d'accès supérieur. Si l'on se limite dans un premier temps au cas de l'impédance de charge du boîtier Z_1 , on observe un comportement fréquentiel du boîtier fortement dépendant du profil de la préforme de connexion. En effet :

- le cas de la préforme 1 a déjà été commenté précédemment. Il montre un comportement résonnant de faible acuité du type série aux alentours de 78 GHz et une résonance plus marquée de type parallèle à environ 102 GHz.
- Dans le cas de la préforme n°2, le niveau de résistance vue par la diode présente une valeur sensiblement constante de l'ordre de 3Ω sur toute la bande W. La réactance correspondante est négative et croît de façon monotone.
- Le boîtier avec la préforme n°3 ne présente qu'une seule résonance de type série à la fréquence de 82 GHz. Le niveau de résistance vue par la diode est à peu près constant et présente une valeur plus élevée de 6Ω . La réactance évolue de façon monotone sur la totalité de la bande W de -1.5Ω à environ 8Ω .

Si l'on compare maintenant les évolutions obtenues dans le cas du niveau d'impédance de charge du boîtier Z_1 avec celles obtenues dans le cas d'un niveau d'impédance de charge Z_2 , on

observe un comportement fréquentiel qualitativement similaire pour chacun des profils de préforme.

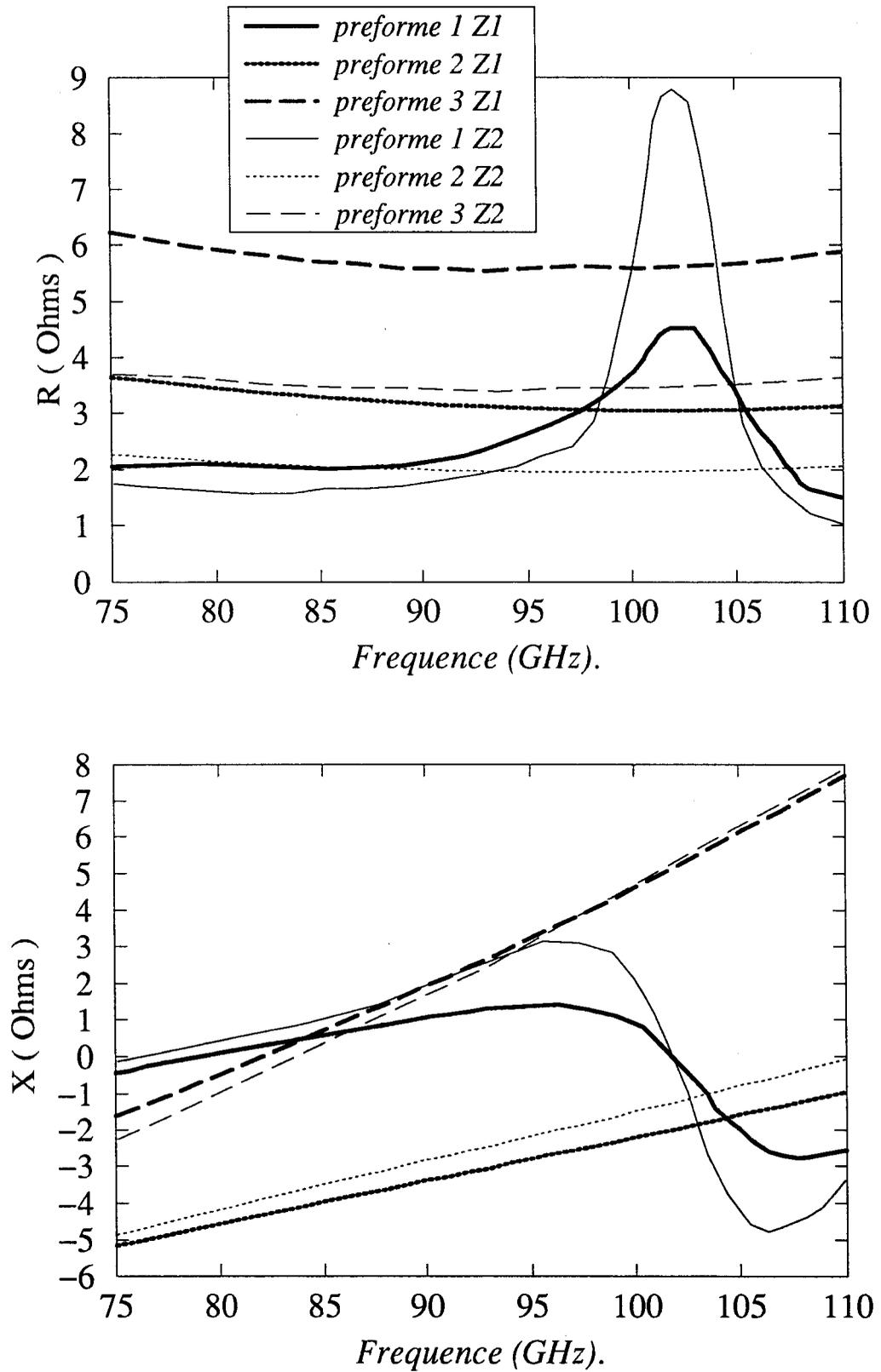
Figure III-29 : Géométrie des différentes préformes étudiées.



- Tableau des différentes préformes étudiées -

	ϕ_1 (μm)	ϕ_2 (μm)	ϕ_{ext} (μm)
préforme 1	400	240	800
préforme 2	400	320	800
préforme 3	280	240	800

Figure III-30 : Evolution fréquentielle de l'impédance aux bornes de la diode dans le cas d'une déformation globale pour deux valeurs d'impédance de charge du boîtier.



D'un point de vue plus quantitatif, on notera que le changement d'impédance de charge du boîtier influe assez fortement sur le niveau de résistance vue par la diode, mais assez peu sur la réactance dans le cas des préformes 2 et 3. Le changement d'impédance de charge joue par contre plus fortement dans le cas de la préforme 1, en particulier en ce qui concerne l'acuité de la résonance de type parallèle se produisant à 102 GHz.

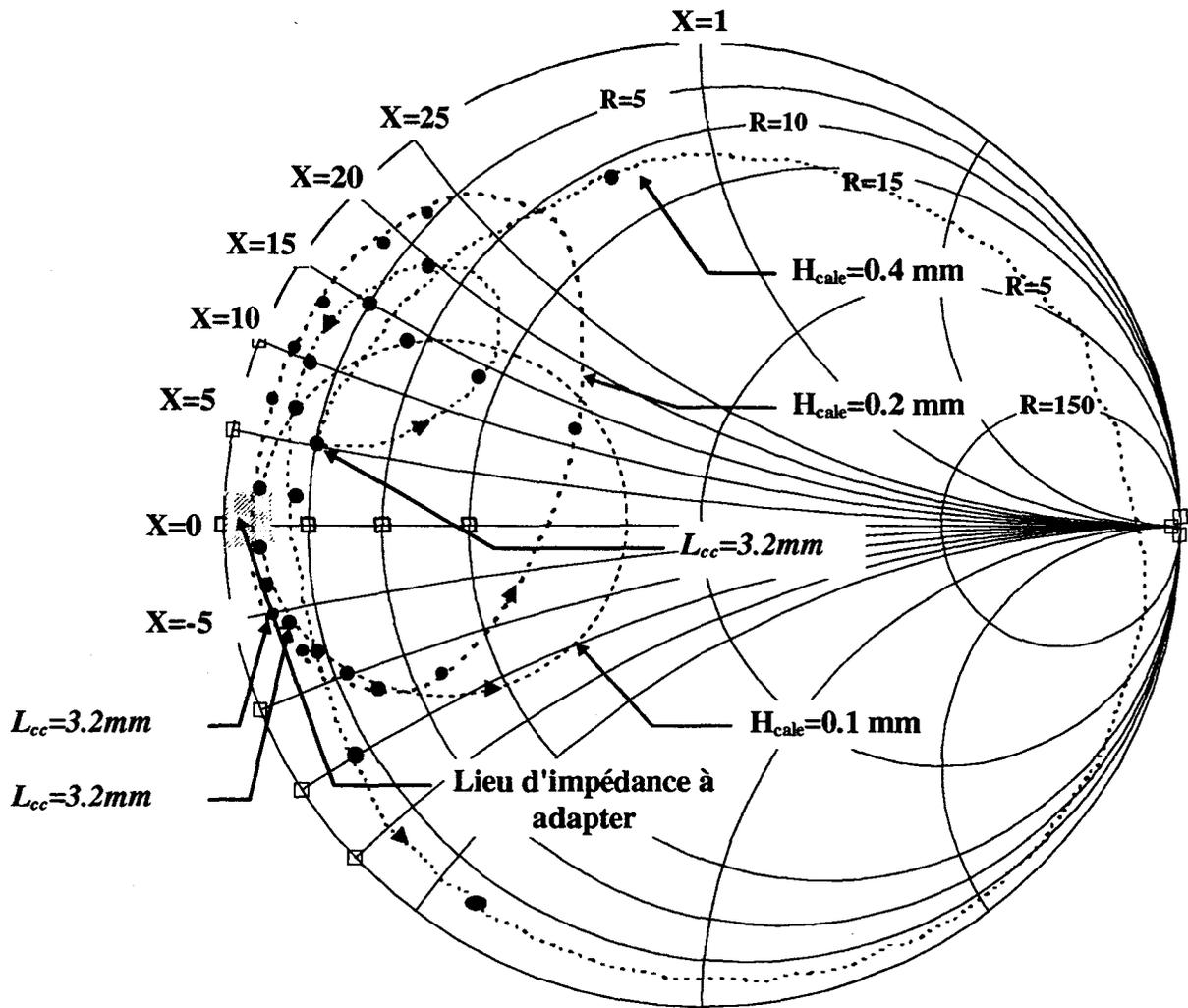
Si l'on considère maintenant la transformation d'impédance opérée uniquement à la fréquence de 94 GHz, on s'aperçoit que le niveau de résistance vue par la diode est susceptible de varier dans des proportions supérieures à 200 %, pour le niveau de résistance le plus faible de 2Ω . La réactance évolue dans une gamme importante s'étendant de -4Ω à $+3 \Omega$.

Vus sous l'angle de l'expérimentateur chargé du réglage optimal du fonctionnement du circuit, les résultats présentés montrent que la dispersion des caractéristiques géométriques de la préforme de connexion de la diode est susceptible à elle seule, pour une structure de diode et une impédance de charge du boîtier données, de conduire à des modes de fonctionnement très différents, si on se réfère aux résultats présentés dans le chapitre II (fonctionnement à puissance moyenne résultant d'une adaptation par une résistance de charge élevée, fonctionnement optimal en-deçà du courant de résonance, fonctionnement au-delà du courant de résonance résultant d'une adaptation par une réactance de charge négative ...). Ceci impliquerait pour l'expérimentateur de trouver à chaque fois les réglages de la cavité conduisant à une impédance de charge du boîtier permettant une adaptation optimale de l'impédance vue au niveau de la zone active de la diode.

III.7 Influence des paramètres de réglage de la cavité

Dans le chapitre II, les simulations relatives à l'étude théorique du fonctionnement de la diode A.T.T en régime d'impulsions ont montré que quelle que soit la structure de la diode envisagée, les conditions d'oscillations optimales à 94 GHz nécessitaient l'adaptation, pour le circuit passif de charge, d'un niveau d'impédance faible de l'ordre de quelques Ohms pour la partie réelle et de plus ou moins quelques Ohms pour la partie imaginaire. Nous avons voulu vérifier dans quelle mesure le circuit passif de charge était capable d'adapter à 94 GHz de tels niveaux d'impédance.

Figure III-31 :Lieu de l'impédance à 94 GHz décrit par le circuit passif de charge en fonction de la position du court-circuit mobile pour trois valeurs de la hauteur de cale.



Cette étude a été menée à l'aide du logiciel HFSS avec lequel a été modélisé le circuit réel complet, incluant la cavité et le boîtier de la diode. Ce dernier est considéré de révolution et présente les caractéristiques géométriques du boîtier n°1 défini au paragraphe III.6. Compte tenu de la charge de calcul représentée par une étude systématique menée à l'aide du logiciel HFSS sur la machine dont nous disposons, nous avons restreint notre champ d'investigation aux réglages typiques utilisés lors de notre campagne de mesures effectuée dans les laboratoires de THOMSON directement sur le système complet.

Ces réglages utilisaient principalement une tige de polarisation de diamètre de 0,8 mm et une hauteur de guide réduit égale à 0,5 mm. Ainsi, dans les simulations effectuées, les paramètres variables sont l'épaisseur de la cale (H_{cale}) qui permet de régler la position de la diode dans la ligne coaxiale inférieure et la position du piston de court-circuit L_{cc} . Trois hauteurs de cales ont été considérées. La position du court-circuit a été considérée comme variable sur une distance égale à une demi longueur d'onde guidée dans le guide à 94 GHz. La figure III-31 présente le lieu de l'impédance à 94 GHz décrit par le circuit passif de charge en fonction de la position du court-circuit mobile pour trois valeurs de la hauteur de cale. Le lieu approximatif de l'impédance optimale de la diode à 94 GHz est indiqué par une zone hachurée.

Les résultats confirment la capacité du circuit passif utilisé à réaliser la condition optimale d'adaptation pour un fonctionnement de l'oscillateur à puissance maximale. En particulier, les cales de hauteur égale à 0,1 et 0,2 mm, associées à un ajustement adéquat de la position du court-circuit mobile, permettent d'approcher avec le plus de précision les niveaux d'impédance de charge optimaux requis. Le lieu d'impédance décrit par le circuit comportant une cale égale à 0,4 mm est par contre juste tangent à la zone d'adaptation optimale. On remarquera enfin que la position du piston de court-circuit présente un caractère assez critique. Il faut en effet considérer que la distance de réglage entre deux points notés sur les évolutions présentées figure III-31 correspond en pratique à 0,2 mm.

III.8 Deuxième comparaison théorie expérience

Nous avons présenté, à la fin du chapitre II, les résultats d'une première comparaison, entre des mesures expérimentales de la forme d'onde du niveau de puissance délivrée par l'oscillateur

durant une impulsion et celle du courant de polarisation, et des simulations effectuées à l'aide du modèle électrothermique. Dans cette approche théorique, le circuit passif de charge était modélisé sous la forme d'un circuit RLC série.

Nous avons effectué la même comparaison en considérant cette fois une modélisation physique électromagnétique du circuit passif réel, incluant la cavité en structure guide d'onde et les éléments de connexion du boîtier de la diode. Notons que les paramètres géométriques et technologiques de la diode introduits dans le modèle sont ceux déduits de mesures expérimentales (figure II-3). Le circuit passif de charge modélisé est identique à celui considéré dans le paragraphe précédent, à savoir:

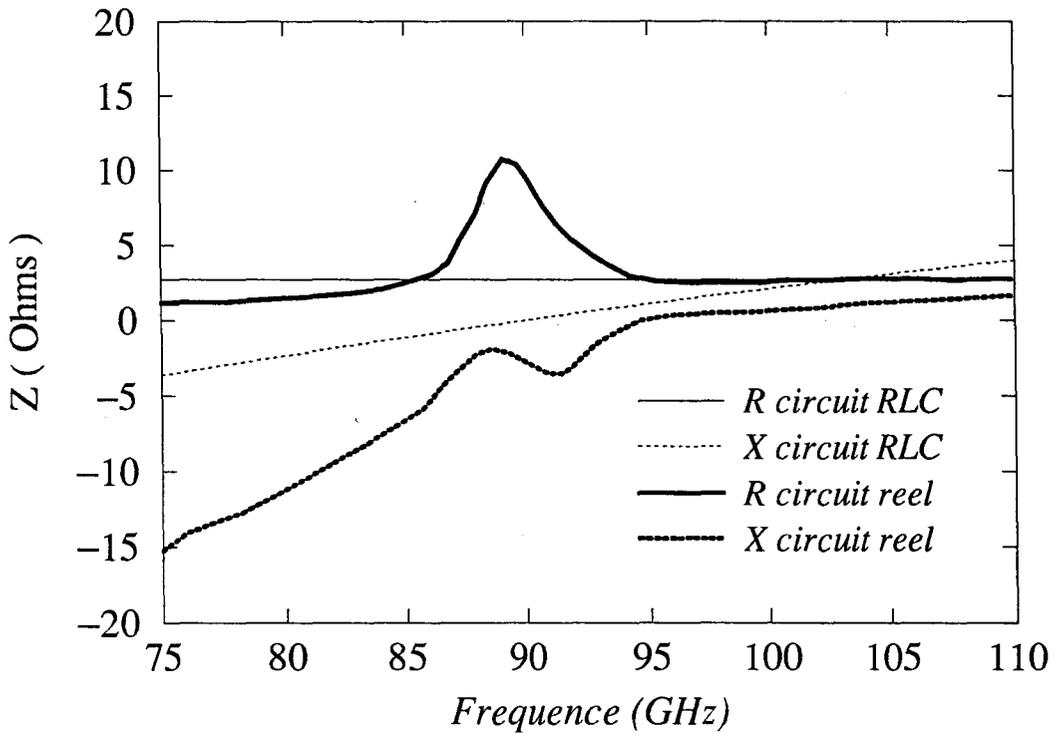
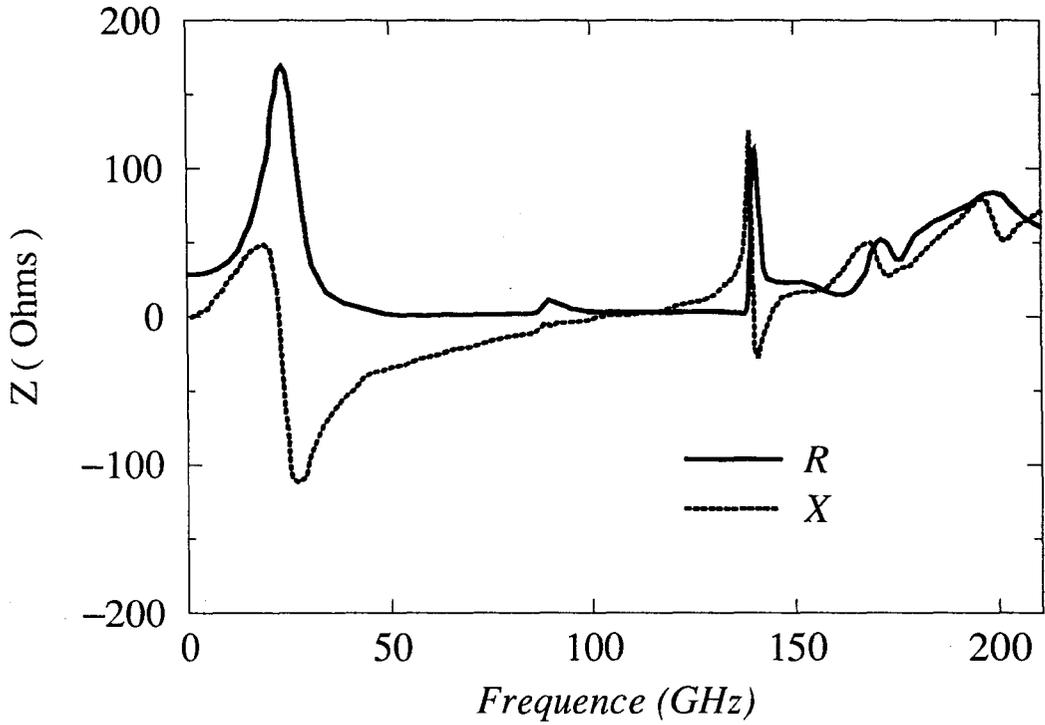
- les dimensions géométriques de la cavité sont celles du circuit utilisé en pratique à THOMSON;
- le boîtier de diode est considéré de révolution par rapport à l'axe de symétrie de la ligne coaxiale. Ses caractéristiques correspondent à celles du boîtier de type 1 (figure III-29).

Les paramètres de réglage mécanique de la cavité ont été ajustés de façon à ce que le niveau d'impédance vu par la diode à 94 GHz soit proche du niveau d'impédance optimal théorique de $(+2.65 +j0.88) \Omega$. Ces paramètres correspondent à:

- un diamètre de tige de 0,8 mm;
- une hauteur de guide réduit de 0,5 mm;
- une hauteur de cale de 0,2 mm;
- un piston de court-circuit situé à 1,9 mm de la tige de polarisation.

L'évolution fréquentielle de l'impédance de charge vue par la diode a été évaluée dans une bande allant de 10 MHz à 210 GHz (figure III-32).

Figure III-32: Evolution fréquentielle de l'impédance de charge vue par la diode (Cavité THOMSON, boîtier de diode de type 1) dans la bande W et dans la bande 10 MHz -210 GHz.

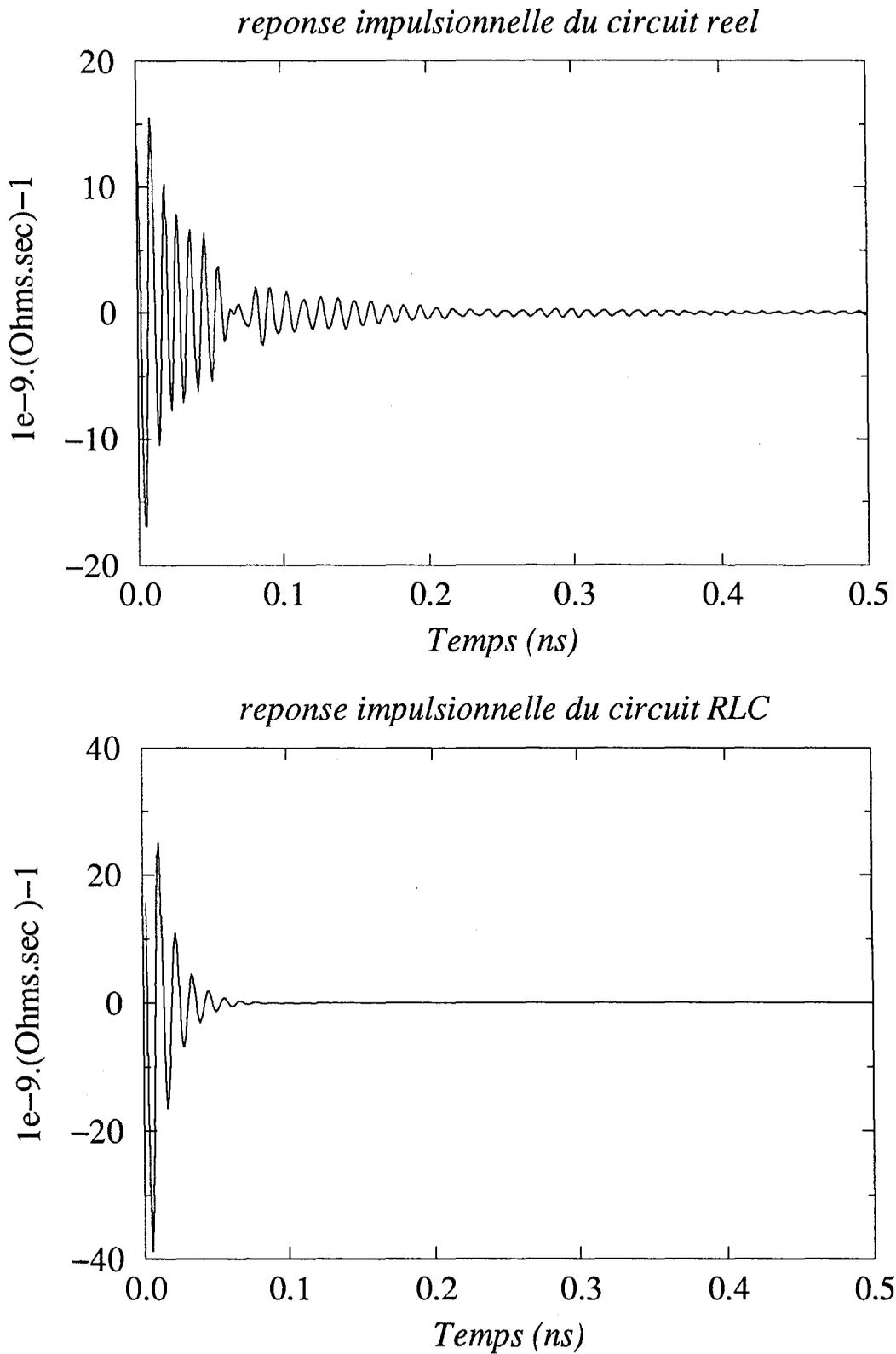


Cette bande est suffisante pour tenir compte éventuellement de l'influence de l'harmonique deux et de la résonance du circuit à des fréquences la plus basses. Cette évolution fréquentielle est comparée dans la bande W à celle du circuit RLC considéré dans la première comparaison. On s'aperçoit que les niveaux de résistance présentent une bonne concordance à 94 GHz. Les réactances correspondantes laissent par contre apparaître une différence non négligeable. Celle-ci résulte de la difficulté rencontrée dans la définition des paramètres de réglages théoriques de la cavité. En effet, il est apparu que les niveaux de résistance et de réactance du circuit de charge à 94 GHz vus par la diode ne peuvent être ajustés de façon indépendante à la valeur souhaitée.

La figure III-33 illustre les évolutions temporelles sur une durée limitée à 0.5 ns de la réponse impulsionnelle du circuit réel et de celle du circuit RLC utilisé précédemment. Ce résultat confirme que la modélisation d'un circuit réel présentant plusieurs résonances réparties dans une bande de fréquence assez large nécessite de définir sa réponse impulsionnelle sur une durée nettement supérieure à celle d'un simple circuit RLC. Ainsi, afin de minimiser les erreurs liées à une troncature prématurée, la réponse impulsionnelle du circuit réel a été tronquée à 10 ns. Cet instant est défini en comparant l'évolution fréquentielle de l'impédance de charge initiale à celle recalculée après transformation de Fourier de la réponse impulsionnelle tronquée. En comparaison, la réponse impulsionnelle du circuit RLC peut être raisonnablement tronquée au bout de 0.2 ns. Son évolution est définie avec un pas temporel égal à celui imposé par le modèle du composant semiconducteur, soit dans notre cas 10^{-14} s. Cette nécessité pénalise fortement le temps d'exploitation du modèle électrothermique du circuit. Notre méthode conduit ici à des simulations d'une durée en temps CPU de l'ordre de 150 heures sur une station maintenant de gamme moyenne (IBM RS 6000 / 3CT, 66 MHz). Notons que les stations de gamme supérieure sont aujourd'hui déjà trois fois plus rapides.

La simulation a été effectuée sur une durée de 100 ns, avec une température de jonction initiale de la diode arbitrairement fixée à 300 K. La forme d'onde théorique du courant de polarisation est identique à celle considérée lors de la première comparaison théorie-expérience.

Figure III-33: Evolutions temporelles sur une durée limitée à 0.5 ns de la réponse impulsionnelle du circuit réel et de celle du circuit RLC.



La figure III-34 présente les évolutions théoriques et expérimentales (pour les deux types de modélisation du circuit de charge), de la forme d'onde du niveau de puissance délivrée normalisé par rapport à la valeur maximale de la puissance et du courant de polarisation correspondant, ainsi que celles, uniquement théoriques, de la température de jonction et de la fréquence fondamentale instantanée d'oscillation.

Les différents résultats montrent une bonne concordance en ce qui concerne la durée du régime de fonctionnement à des fréquences proches de 94 GHz. La concordance entre les évolutions théoriques et expérimentales de la forme d'onde de la puissance délivrée normalisée s'avère moins bonne. Celle-ci a déjà fait l'objet de justifications lors de la première comparaison au chapitre II (paragraphe III.1).

Les résultats théoriques peuvent aussi être comparés entre eux. La concordance est assez satisfaisante compte tenu de la modélisation pourtant très différente du circuit passif de charge. Celle-ci est logique, dans la mesure où la simulation est ici effectuée dans un cas où la configuration de réglage du circuit et les conditions de fonctionnement associées sont sensiblement optimales pour un fonctionnement stable à puissance maximale à 94 GHz. Il apparaît ainsi que les résonances parasites du circuit passif réel rencontrées à des fréquences inférieures et supérieures à 94 GHz exercent finalement une influence assez faible sur le fonctionnement instantané de l'oscillateur. Des différences sont cependant observées en tout début et en fin d'impulsion. Celles-ci proviennent principalement de la légère différence entre les évolutions des deux réactances théoriques dans la bande de fréquence centrée autour de 94 GHz. Ainsi, la modélisation basée sur le circuit réel conduit à un régime d'oscillation libre à des fréquences globalement supérieures à celles déterminées à l'aide du modèle électrique du circuit de type RLC.

Figure III-34: Evolutions théoriques et expérimentales de la forme d'onde du niveau de puissance délivrée et du courant de polarisation correspondant.

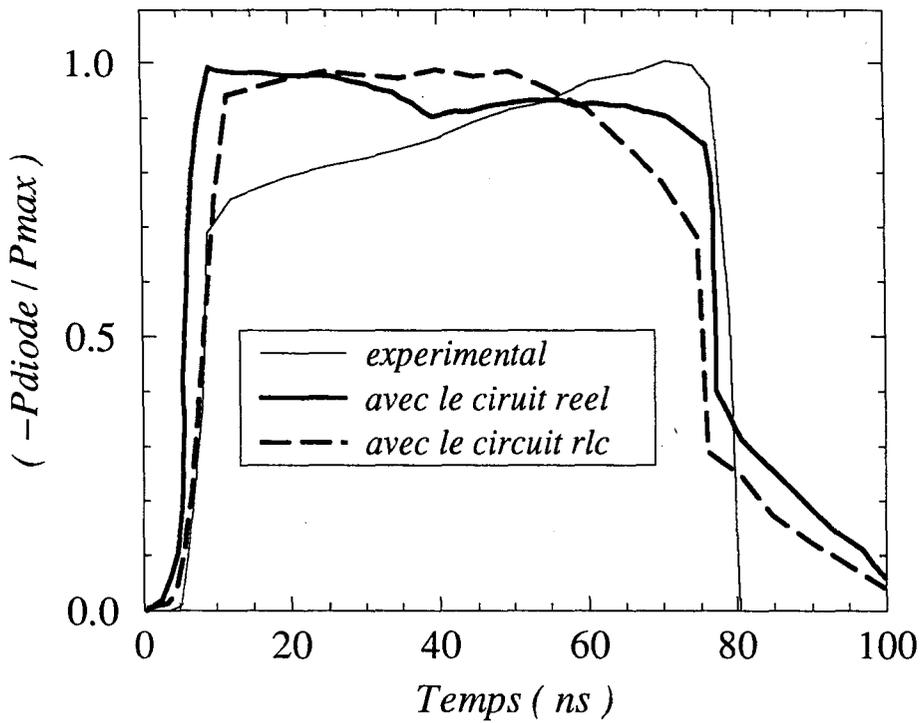
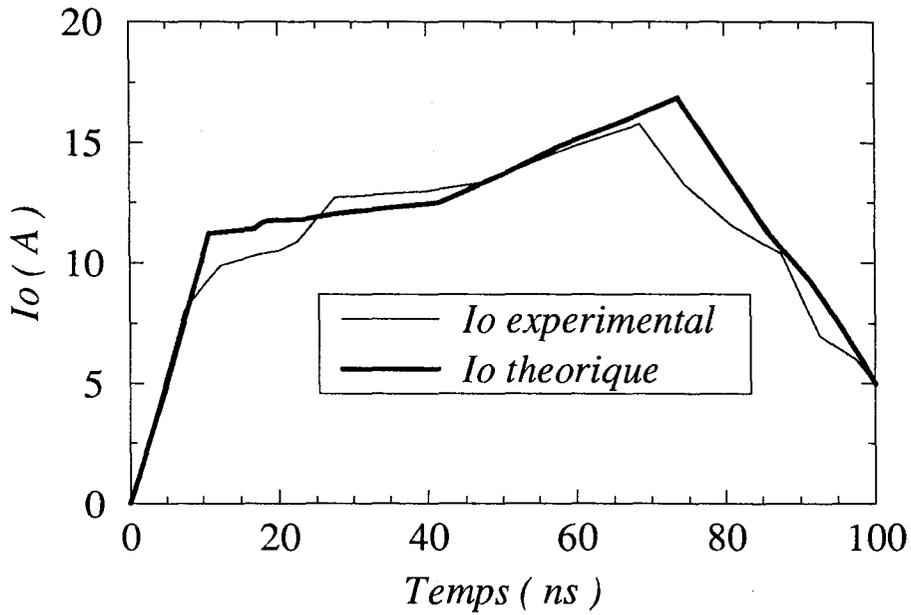
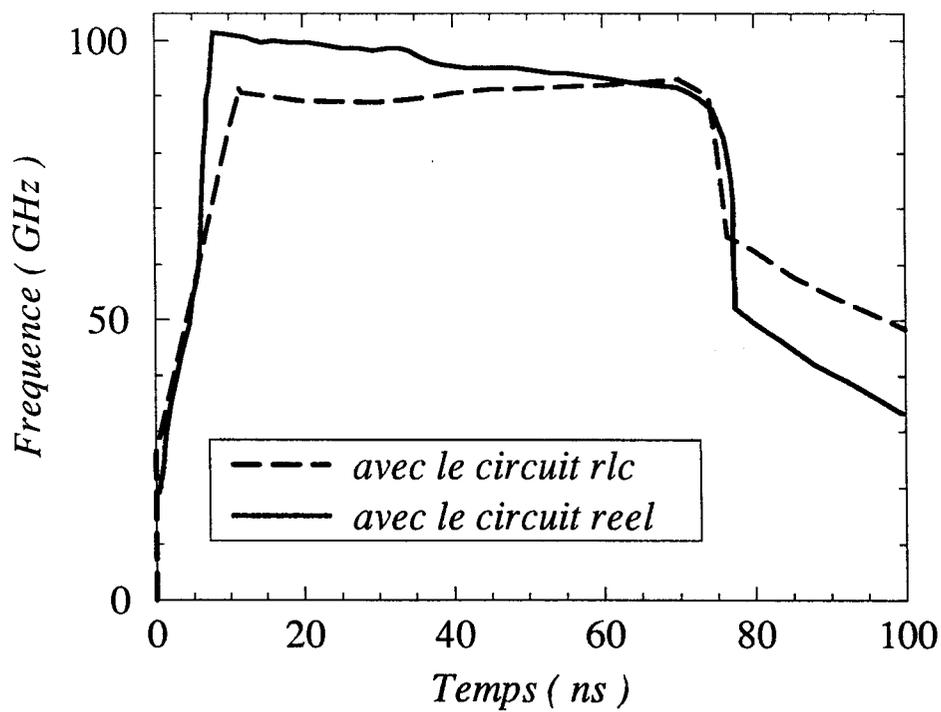
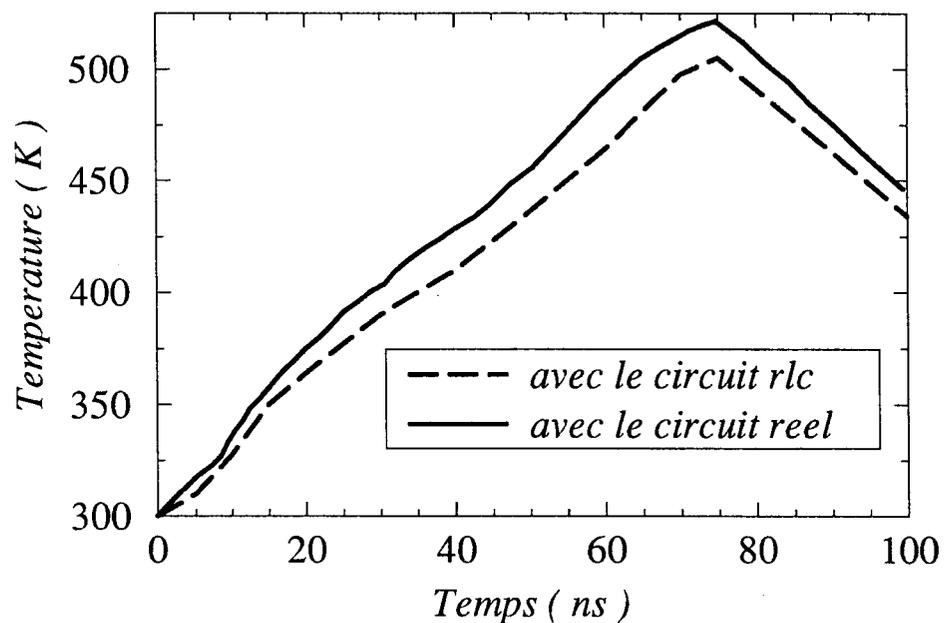


Figure III-34: Evolutions théoriques de la température et de la fréquence instantanées .



Conclusion:

Ce chapitre a été plus particulièrement consacré à la modélisation du circuit passif de charge et à l'étude de son influence sur le fonctionnement global de l'oscillateur. Ainsi, la détermination du modèle permettant la description la plus réaliste de son comportement fréquentiel a nécessité une comparaison entre trois modèles différents. Le modèle physique électromagnétique numérique finalement retenu a fait l'objet d'une validation dans le cadre d'une comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus avec la cellule utilisée en pratique à THOMSON. Ce modèle a ensuite servi de base pour une étude de l'influence de la dispersion de la valeur de certains paramètres caractéristiques du circuit passif sur l'évolution fréquentielle de l'impédance de charge vue au niveau du boîtier de la diode semiconductrice. Les paramètres définissant la géométrie du boîtier de la diode, ainsi que son positionnement dans la ligne coaxiale de la cavité en structure guide d'onde, ont fait l'objet d'une investigation particulière.

Les principaux résultats de cette étude montrent que les dispersions liées d'une part aux paramètres figés du boîtier de la diode, comme le profil de la préforme de connexion ou le centrage de celui-ci sur l'embase de cuivre, et d'autre part aux paramètres liés à des jeux mécaniques, comme le centrage de la tige de polarisation, sont susceptibles d'entraîner des variations importantes de l'impédance de charge vue au niveau de la diode semiconductrice. Ces variations se traduisent au niveau de l'expérimentateur par la nécessité d'effectuer des réglages spécifiques des paramètres de la cavité et éventuellement des conditions de fonctionnement, de façon à corriger à chaque fois l'influence de ces dispersions.

L'amélioration de la mise en œuvre pratique des oscillateurs A.T.T dans leur structure actuelle nécessite donc d'améliorer la précision des opérations de montage des diodes en boîtier afin de limiter la dispersion sur la transformation d'impédance réalisée à son niveau et d'éviter toutes perturbations affectant la symétrie de révolution de l'ensemble formé par la diode en boîtier placée dans la ligne coaxiale.

Enfin, nous avons montré que le couplage du modèle électromagnétique du circuit et du modèle physique macroscopique de la diode conduisait à l'obtention d'un modèle temporel électrothermique global de l'oscillateur très réaliste.

- REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES DU CHAPITRE III -

- [1] K. CHANG, R.L. EBERT "W-band power combiner design", IEEE -MTT vol 28, n°4, april 1988.
- [2] A.G. WILLIAMSON " Cross-coupled coaxiale line / rectangular-waveguide junction" IEEE -MTT, vol 33, n°3, march 1985.
- [3] A.G. WILLIAMSON "Analysis and modelling of coaxial line/ resctangular waveguide junction", IEEE Proc., vol 129, Pt.H , n°5, october 1982.
- [4] A.G.WILLIAMSON "Analysis and modelling of two-gap coaxial line rectangular waveguide junction", IEEE -MTT, vol 31, n°3, march 1983.
- [5] A.G. WILLIAMSON, D.V. OTTO "Cylindrical antenna in a rectangular waveguide driver from a coaxiale line", Electronics Letters, vol 8, n°22, novembre 1972.
- [6] R.L.EISENHART, P.J. KHAN "Theorical and experimental analysis of waveguide mounting structure", IEEE. - MTT, vol 19 , n°8, august 1971.
- [7] L. LEWIN "A contribution to the theory of probes in waveguides", IEEE Proc. ,105c, pp.109-116, 1958.
- [8] M. MARCUTVIZ "Waveguide Handbook", New York, Graw Hill.
- [9] N. HAESE "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-reception pour la réalisation de radars à courte portée", Thèse de doctorat; Lille 1989.
- [10] W.J. GETSINGER "the package and monted diode as a microwave circuit", IEEE - MTT, vol 14, n°2, february 1966.
- [11] W.J. GETSINGER "Coupled rectangular bars between parallel plates", IEEE. - MTT, vol 10, n°1, january 1962.

- [12] M.B. STEER, P.J. KHAN "Wideband equivalent circuits for radial transmission lines", IEE Proc, vol 128,Pt. H., n°2, april 1981.
- [13] LEON DUPONT "structures radiales pour des dispositifs intégré en ondes millimétriques", thèse de doctorat; Lille 1979.
- [14] M. DE JAEGER "Utilisation de circuits intégrés radiaux à la conception d'oscillateurs commandés en tension", thèse de doctorat; Lille, 1981.
- [15] ALAIN DERYCKE "Etudes théoriques et expérimentales des modules préaccordés radiaux: application à l'intégration des composants en ondes millimétriques", thèse d'état, 1986.
- [16] P.I. SOMLO "The computation of coaxial line step capacitances", IEEE Trans. MTT, vol 15, n°1, pp 48-53, january 1967.
- [17] HP 85180 A High Frequency Structure Simulator, User's Référence.
- [18] HP 85180 A High Frequency Structure Simulator, Discovering the System.
- [19] J. FREYER, B. MAYER, M. TSCHERNITZ "CAD for mm-wave resonators", Proc. of 24 th EuMC, Cannes, pp 273-278, june 1994.
- [20] B. MAYER, J. FREYER "Millimeter wave resonator design using finite element CAD software", 1994, AEÜ 50, 105-109.
- [21] J. FONG, T. WELLER, K. ENGLISH "Circuit characterisation of V band Impatt oscillators and amplifiers", IEEE-MTT, 1976, Vol 24, pp. 752-758.
- [22] J. WENGER, U. GÜTTICH, "Experimental and theoretical investigations on disc-type resonant structure for Impatt diodes at D-band frequencies", AEÜ, 1988, 42, pp. 203-205.
- [23] T. BAUER, J. FREYER " Analysis of new millimetre wave power combiner", IEEE Proc. of 25 th EuMc, pp 470-473, 1996.

- [24] D. OTTO "The admittance of cylindrical antennas driven from a coaxiale line", Radio Sci., 1977 , 2, pp. 1031-1042.
- [25] A. G. WILLIAMSON "Equivalent circuit for radial-line / coaxiale-line junction", Electronics Letters, April 1981, Vol 17, n°8, pp. 300-302.
- [26] A. M. NICOLSON, G. ROSS : "Measurement of intrinsic properties of materials by time domain techniques", IEEE Trans. Instrum. Meas., vol 19, November 1970, pp 377-382.
- [27] W. B. WEIR: "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies", Proc. IEEE, vol. 62, January 1974, pp 33-36.
- [28] A. BOUGHRIET, C. LEGRAND, A. CHAPOTON: "Non Iterative Stable Transmission / Réflexion Method For Low Loss Matériel Complex Permittivity Determination", IEEE Trans. MTT, vol. 45, n°1, January 1997, pp. 53-59.
- [29] G. FRANCESCHETTI: " A complete analysis of the réflexion and transmission methods for measuring the complex permeability and permittivity of materials microwave", Alta Frequenza., vol. 36 , n°8, 1967, pp 757-764.
- [30] L. P. LIGTHART: "A fast computation technique for accurate permittivity determination using transmission line methods", IEEE MTT, vol. 31, n°3, Mars 1983, pp 249-254.
- [31] T. A. MIDFORD "Millimeter-wave CW IMPATT Diodes and Oscillators"

- CONCLUSION GENERALE -

Les travaux présentés dans ce mémoire constituent une contribution à l'étude du fonctionnement des oscillateurs à avalanche et temps de transit au silicium pour la génération de fortes puissances en régime périodique d'impulsions courtes à 94 GHz.

Ainsi, le premier chapitre décrit en détail l'ensemble des trois modèles électriques temporels utilisés dans le cadre de ce travail. Ceux-ci ont pour point commun l'utilisation d'un modèle physique numérique de type dérive-diffusion en ce qui concerne la diode A.T.T.. Les deux premiers modèles permettent des approches du fonctionnement de l'oscillateur respectivement en régime purement sinusoïdal et en régime isotherme quelconque. Le troisième est un modèle électrothermique. Il permet l'approche la plus réaliste du fonctionnement du circuit en régime d'impulsions. Il est basé sur une description cohérente des effets électriques et thermiques instantanés dans le circuit.

Le second chapitre est consacré à l'étude théorique du fonctionnement de l'oscillateur en régime impulsionnel utilisant des diodes A.T.T au silicium à double zone de transit à profil de dopage uniforme. Le comportement électrique et thermique intrinsèque à 94 GHz de ces structures a été étudié de façon exhaustive en fonction des paramètres de fonctionnement. La définition du niveau d'impédance de charge à 94 GHz a ensuite fait l'objet d'une optimisation suivant l'hypothèse d'un circuit passif de charge de type RLC série. Cette étude a notamment montré qu'une structure de diode donnée présentait une gamme de température de fonctionnement optimale associée à des conditions de polarisation spécifiques. Ces résultats ont servi de base pour une première comparaison entre des mesures expérimentales effectuées sur l'oscillateur utilisé à THOMSON et des simulations menées à l'aide du modèle électrothermique.

Le troisième chapitre était plus particulièrement consacré à l'étude du circuit passif de charge de l'oscillateur incluant la cavité en structure guide d'onde et les éléments constituant le boîtier de la diode. Celle-ci a nécessité au préalable le choix d'un modèle théorique à la fois efficace et réaliste. Le modèle physique électromagnétique numérique retenu a fait l'objet d'une validation menée dans le cadre d'une comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus avec la cellule utilisée en pratique à THOMSON. L'exploitation de ce modèle a permis en particulier de quantifier l'influence d'une dispersion de la valeur des paramètres relatifs au

boîtier de la diode sur le niveau d'impédance de charge vue par la diode semiconductrice. Cette étude démontre qu'une amélioration des conditions de mise en œuvre des oscillateurs actuels nécessite un contrôle rigoureux des paramètres, figés ou liés à des jeux mécaniques, définissant la transformation d'impédance se produisant au niveau du boîtier de diode. L'exploitation du modèle du circuit passif dans le modèle électrothermique de l'oscillateur a permis d'effectuer une deuxième comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus à THOMSON.

L'outil de modélisation développé dans le cadre de ce travail constitue aujourd'hui l'état de l'art en ce qui concerne l'étude théorique du fonctionnement des oscillateurs à dipôle en régime d'impulsions en onde millimétrique. Nous l'avons principalement utilisé en tant qu'outil d'investigation du fonctionnement d'un circuit développé dans un cadre industriel. La suite immédiate de ce travail doit être l'étude du fonctionnement en régime de verrouillage par injection.

L'intérêt potentiel du modèle réside d'autre part dans son utilisation en tant qu'outil de prospection. Celle-ci nécessite le développement de son champ d'application et l'apport de quelques améliorations, à savoir:

- l'amélioration du modèle électrothermique nécessite une modélisation thermique plus précise. Dans le cas de l'oscillateur A.T.T., un modèle quasi-tridimensionnel en coordonnées cylindriques réaliserait le meilleur compromis entre efficacité d'exploitation et précision des résultats.

- La modélisation du circuit passif de charge par un dipôle caractérisé par sa réponse impulsionnelle est une technique permettant une amélioration significative du réalisme de la modélisation de l'oscillateur A.T.T.. Son utilisation est pénalisée dans le logiciel actuel par le fait que le modèle du composant actif impose une valeur d'incrément temporel très faible. La résolution globale des équations des semiconducteurs par une méthode itérative de type Newton-Raphson paraît une solution permettant de s'affranchir de cette contrainte. En effet, dans cette méthode, la valeur de l'incrément temporel est fixée par les conditions de précision sur la description du comportement fréquentiel du circuit passif de charge et la fréquence des signaux mis en jeu. Cette méthode autorise donc des valeurs d'incrément temporel plus élevées, au bénéfice du temps de calcul.

• La généralisation du modèle à des circuits plus complexes, comme la source de puissance complète utilisée à THOMSON, ou à d'autres applications, est actuellement en cours de développement. Elle repose d'une part sur l'utilisation de la méthode nodale en ce qui concerne la définition et la résolution des équations de circuit. Elle s'appuie d'autre part sur l'utilisation de techniques relatives au calcul sur machines à architecture parallèle. Ces ordinateurs permettent, au bénéfice du temps CPU, une distribution sur leurs processeurs élémentaires des tâches indépendantes les plus lourdes, comme par exemple les calculs relatifs à un composant semiconducteur, au modèle thermique ou au calcul d'une intégrale de convolution... A l'heure actuelle, le calcul parallèle constitue la voie la plus prometteuse pour l'avènement de nouveaux logiciels destinés à la conception virtuelle globale de systèmes complexes.

