

143451

50376
1995
420
Exclu
du
Prêt

THESE

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université
Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Olivier TANGUY



**Multiplicateurs de fréquence à hétérostructures III-V aux
longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique**

A la mémoire de mon père.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	1
Chapitre1	
Analyse simplifiée de la multiplication de fréquence	4
Introduction	4
1 Rappels sur les non linéarités et leur utilisation en génération d'harmoniques	4
1.1 Introduction	4
1.2 La non linéarité positive	5
1.2.1 Cas de la résistance positive	5
Modèle de Page	5
Modèle de Pantell	6
1.2.2 Résistance différentielle négative (R.D.N.)	9
1.3 Non linéarité réactive	11
2 Analyse simplifiée pour une diode à effet tunnel résonnant	13
2.1 Intérêt des diodes à effet tunnel résonnant	13
Antisymétrie	14
Résistance différentielle négative	14
Comportement fréquentiel	15
2.2 Richesse harmonique	16
2.2.1 Fonction de transfert	17
2.2.2 Quelques règles pour l'optimisation de la génération d'harmoniques	18
3 Analyse simplifiée pour une diode Simple Barrière	20
3.1 Définition de la non linéarité de capacité	20
Comportement fréquentiel	21
3.2 Richesse harmonique	24
Conclusion	25
Bibliographie chapitre 1	27

Chapitre 2	
Optimisation des structures double barrière et techniques de fabrication	31
Introduction	31
1 Les outils numériques de modélisation	32
1.1 Description des interférences quantiques	32
Résultats typiques	33
Fonction d'onde	33
Transmission	34
Courant	35
1.2 Description des zones d'accès	36
Diffusion n^+ -n	36
Accumulation de charges	37
Désertion	38
Caractéristique I(V) globale	38
2 Optimisation et choix d'un système de matériaux	40
2.1 Densité de courant	40
2.2 Contraste en courant	45
2.3 Optimisation des tensions pic et vallée	46
Abaissement de V_{pic}	47
Zone de R.D.N.	47
3 Techniques de fabrication	49
3.1 Intérêt des technologies microniques	49
3.2 Les structures sur n^+ et sur substrat semi-isolant	50
3.2.1 Epitaxie	50
3.2.2 Fabrication des échantillons	51
3.2.2.1 Etapes technologiques sur substrat n^+	51
Caractérisation en continu	53
3.2.2.2 Technologie sur substrat semi-isolant	54
Intégration par dépôt diélectrique	54
Technique de pont à air	55
Caractéristique D.C.	55
Conclusion	56
Bibliographie chapitre 2	57

Chapitre 3

Modélisation par équilibrage harmonique des diodes double barrière

Comparaison théorie-expérience	61
Introduction	61
1 Modèle d'équilibrage harmonique	62
1.1 Méthode de calcul	62
Critère de convergence	63
1.2 Les grandeurs de sortie	63
1.3 Description de la non linéarité résistive sur M.D.S.	65
2 Applications des méthodes d'équilibrage harmonique à la double barrière	66
2.1 Définition du schéma équivalent	66
Schéma équivalent intrinsèque	66
2.2 Mesures petit signal	68
Caractérisation en boîtier	68
Mesures en résistance différentielle positive	69
Mesures en résistance différentielle négative	70
Caractérisation par sondes coplanaires	70
2.3 Mesures d'impédance grand signal	72
2.4 Mesures d'impédance dans la bande 50-75 GHz	75
Bloc multiplicateur	75
Calibration et correction d'erreur	76
Accès au plan de la diode lors de la mesure	77
Détermination de la position du court-circuit	78
Mesures avec moustache en court-circuit	79
Structure d'ensemble de la cellule de multiplication	81
2.5 Simulations	83
2.5.1 Conditions optimales en termes d'impédance	83
Adaptation en entrée	84
Adaptation en sortie	84
Résultats en tripleur	85
Résultats en quintupleur	86
2.5.2 Rendements de conversion et puissances délivrées	87
Modélisation utilisée	88

	Influence de la puissance de pompe	88
	2.5.2.1 Optimisation de la caractéristique I(V)	89
	A Influence de la densité de courant (J_p)	89
	B Influence du contraste en courant	91
	C Influence de V_{pic}	91
	D Influence de la largeur de zone de R.D.N.	92
	2.5.2.2 Influence des éléments Ls et Cd	93
	A Rôle de Cd	93
	B Rôle de Ls	94
	2.5.2.3 Perspectives d'améliorations	95
3	Comparaison théorie-expérience en multiplication	97
	3.1 Bancs de mesures	97
	Banc de mesure de Lille	97
	Banc de mesure de l'E.N.S.	98
	Banc de mesure de l'I.R.A.M.	99
	3.2 Résultats et exploitation des mesures en multiplication	99
	Mesures réalisées à Lille	99
	Mesures réalisées à Grenoble (I.R.A.M.)	101
	Mesures effectuées à l'E.N.S.	102
	Conclusion	104
	Bibliographie chapitre 3	105
	Chapitre 4	
	Conception et modélisation des structures Simple Barrière	108
	Introduction	108
	1 Conception des structures Simple Barrière	109
	1.1 Mécanismes de conduction	109
	1.2 Choix d'un matériau	110
	1.3 L'hétérostructure AlInAs/GaInAs	111
	1.3.1 Couche épitaxiale	111
	1.3.2 Techniques de fabrication	112
	2 Caractérisation des non linéarités	113
	2.1 Caractéristique courant-tension	113
	2.2 Caractéristique C(V)	116

3	Simulation des performances en multiplication	119
3.1	Rappel sur le modèle de Kerr	119
3.2	Optimisation de la loi C(V)	121
3.2.1	Influence du contraste en capacité et de la résistance série	125
3.2.2	Influence de la conduction parasite	127
3.2.3	Etude des performances en fréquence	128
3.3	Analyse grand signal d'impédances favorables à la multiplication	131
3.3.1	Approche globale	131
3.3.2	Influence d'une inductance série L_s	133
3.4	Bloc multiplicateur de l'E.N.S.	135
3.4.1	Caractérisation en petit et grand signal	135
3.4.2	Simulation pour une diode Simple Barrière	137
3.5	Améliorations possibles du composant et intégrations futures	138
3.6	Etude de solutions pour atteindre le THz	139
	Multiplication directe par 3	140
	Tripleur en cascade	141
	Multiplication directe par 5	142
	Conclusion	142
	Bibliographie chapitre 4	144
	Conclusion générale	147

Introduction générale

Introduction générale

L'électronique aux fréquences élevées voit un développement rapide consécutif, pour une grande part, aux progrès technologiques faits ces dernières années.

Plusieurs systèmes, notamment des têtes de réception, sont maintenant disponibles à 100 GHz, et de nombreuses études visent à développer les composants et les circuits associés dans le haut des bandes millimétrique et submillimétrique. Dans ces bandes de fréquence, des systèmes de réception extrêmement performants ont été initialement développés par les radioastronomes. A titre d'exemple, citons le projet PRONAOS du Centre National d'Etudes Spatiales réalisé au laboratoire de radioastronomie de Paris et de Meudon.

Par ailleurs, on peut mentionner les études de l'atmosphère actuellement entreprises, d'une part relativement fondamentale avec celles qui concernent l'analyse de la couche d'ozone, d'autre part, celles directement tournées vers le contrôle de l'environnement.

Le schéma de détection est maintenant classique avec le recours à un mélange de fréquence qui permet de transposer le signal à analyser aux fréquences plus basses. Dans cette chaîne de réception, dite hétérodyne, l'un des éléments essentiels est sans conteste l'oscillateur local. Jusqu'à présent, on disposait de sources directes soit à l'état solide, soit de tubes à vide qui sont souvent les seuls à pouvoir concilier, au moins de nos jours, très hautes fréquences et puissances de sortie élevées. Il est possible par ailleurs d'avoir recours à la multiplication de fréquence basée sur les non linéarités de conduction.

Les composants à l'état solide, au sens large, font aujourd'hui de plus en plus appel aux hétérostructures de semi-conducteurs. Celles-ci introduisent des degrés de liberté dans la conception des structures qui résultent souvent de compromis difficilement conciliables lorsqu'on ne dispose que d'homojonctions.

En outre, par l'utilisation de matériaux à petite et grande bandes interdites, on peut créer des barrières et des puits de potentiel avec pour corollaire des effets physiques nouveaux liés notamment au confinement des porteurs.

Cette thèse se place dans ce contexte, avec une étude des possibilités de multiplication à partir de mécanismes de conduction particulière et de respiration de capacité.

Il s'agit d'un sujet relativement nouveau qui demande d'aborder non seulement les problèmes relatifs au composant, sans toutefois négliger les aspects concernant le circuit qui, nous le verrons, se révèlent prédominant sur les performances finalement obtenues.

Les difficultés de l'étude viennent essentiellement de l'auto-cohérence des caractéristiques de conduction, non seulement au niveau du composant, mais aussi au niveau du circuit. Comme nous le verrons, les composants à hétérostructures, parce qu'ils piègent ou bloquent les électrons, sont le siège d'effets de réaction de charge d'espace importants qui ne peuvent être traités que par itérations successives. Concernant le circuit, l'auto-cohérence n'est plus à démontrer pour les circuits non linéaires comme l'atteste le développement de plus en plus important des techniques d'équilibrage harmonique. Dans ce cas de figure, l'approche intuitive reste délicate, bien qu'elle s'avère nécessaire dans la conduite de l'analyse, et il est primordial d'avoir recours aux techniques numériques.

Le but de cette thèse est d'apporter des éléments de réponse à ces problèmes en essayant, chaque fois que cela a été possible, de faire une comparaison théorie-expérience à plusieurs niveaux, notamment sur les mesures d'impédance.

La présentation du manuscrit sera faite comme suit :

Le premier chapitre présente une analyse simplifiée des rendements théoriques en multiplication de fréquence à l'aide de non linéarités réactive et résistive. Dans ce dernier cas, l'existence d'une zone de résistance différentielle négative sera également envisagée. Deux composants à hétérostructures, la diode à puits quantique et la diode

simple barrière Varactor, font l'objet d'une première approche concernant leur potentiel en multiplication.

Dans le second chapitre, nous présentons, en premier lieu, les méthodes numériques pour calculer les relations courant-tension d'une diode double barrière, nécessaires à l'analyse grand signal réalisée par ailleurs. Ces études portent sur la zone quantique, mais aussi sur les zones d'accès qui jouent un rôle prépondérant lors du transport des électrons. Sur cette base théorique, nous pourrions alors dégager des critères d'optimisation des structures afin de répondre aux exigences premières de la multiplication de fréquence. En second lieu, nous présentons brièvement les techniques de fabrication des composants dans la mesure où les éléments d'accès influencent fortement les performances d'ensemble.

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation en équilibrage harmonique de la diode double barrière. Cette analyse grand signal nous permettra de recueillir des informations quantitatives sur les taux de conversion et les puissances de sortie en multiplication par 3 et par 5. Pour ce faire, nous utilisons un modèle électrique obtenu à partir de mesures grand et petit signal de composants montés en structures ouverte et fermée. Des résultats de mesures en multiplication en bandes millimétrique et submillimétrique terminent cette partie.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions le cas de la diode simple barrière à hétérostructure fonctionnant en régime Varactor. Celle-ci est analysée sur la base d'un modèle électrique selon le même mode de calcul que la diode double barrière. Ici encore, nous cherchons à établir le schéma équivalent qui repose sur des mesures en continu, tandis que les éléments d'accès en guide sont obtenus à partir de relevés d'impédance en bande millimétrique. Sur cette partie qui nous semble la plus prospective, nous essaierons de discuter de l'optimisation des matériaux et des structures.

Chapitre 1

Analyse simplifiée de la multiplication de fréquence

Ce sont principalement les rendements de conversion qui seront étudiés ici en essayant de dégager les critères de rendement maximal. Nous établirons également la dynamique intrinsèque qui permet ainsi de fixer une limite aux fréquences d'excitation.

1.2 La non linéarité résistive

1.2.1 Cas de la résistance positive

Modèle de Page

Soit un composant électronique de type dipôle dont les propriétés de conduction peuvent être décrites par une résistance non linéaire positive. Lorsqu'on soumet ce composant non linéaire à une excitation hyperfréquence, on peut générer de la puissance aux fréquences harmoniques du signal de pompe avec un bilan au niveau des transferts d'énergie qui ont fait très tôt l'objet d'analyses théoriques. Ainsi dès 1956, Page [1] fait l'étude théorique de la valeur maximale du rendement de conversion. Il prévoit une valeur limite supérieure égale à $1/n^2$ où n est le rang d'harmonique considéré. Cet article est restrictif dans la mesure où il ne suppose que des non linéarités résistives positives. La relation mise en évidence à la fin de la démonstration est:

$$\sum_{n>0}^{\infty} P_n (1 - \cos(n\omega\tau)) \geq 0 \quad (1.1)$$

où P_n désigne une puissance active.

Pour $n=0$, le premier terme de la sommation est nul, aussi nous pouvons écrire :

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n (1 - \cos(n\omega\tau)) \geq 0 \quad (1.2)$$

où τ est un décalage temporel

Pratiquement, après détermination des puissances mises en jeu au niveau du composant non linéaire, nous obtenons:

$$\frac{|P_n|}{P_1} \leq \frac{1}{n^2} \quad (1.3)$$

par passage à la limite (τ tend vers 0).

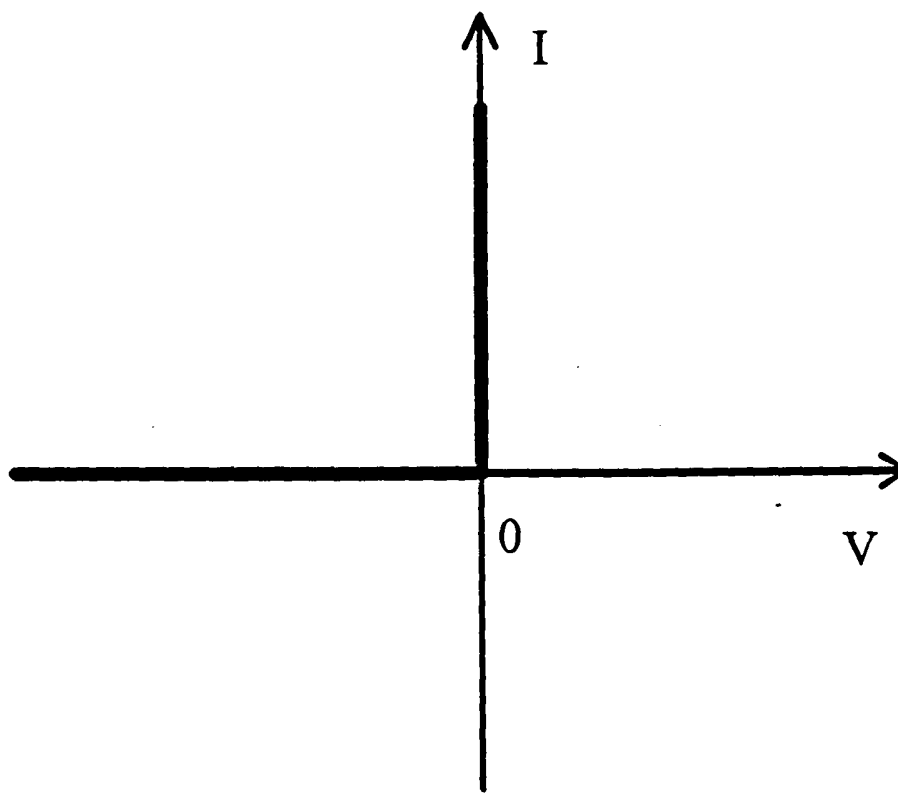


Figure 1.1 : Caractéristique $I(V)$ pour un redresseur parfait. Cette courbe théorique sert d'illustration pour l'analyse de Page [2].

En 1958, Page [2] prend l'exemple d'un élément non linéaire quasi-idéal, le redresseur parfait, pour appuyer ses raisonnements. La diode présente la caractéristique de la figure (1.1). On observe deux régimes de fonctionnement:

- état passant obtenu pour $v=0$ et $i > 0$
- état bloqué avec $v < 0$ et $i=0$

La diode offre donc une non linéarité extrême: la conductance non linéaire varie de 0 à l'infini avec non continuité de la dérivée à gauche et à droite en $V=0$ Volt. Electriquement, ce passage entre circuit ouvert et court-circuit peut s'observer pour un redresseur idéal, sans perte, qui ne comporte pas en parallèle de capacité, ce qui constitue une hypothèse relativement restrictive. Enfin, il est supposé une impédance de charge de type résistif avec des circuits d'accords permettant de filtrer les harmoniques indésirables. En partant de ce système idéal, on aboutit à la même conclusion, c'est à dire l'écriture de l'équation (1.2). Cependant, l'avantage de cette analyse est de mettre en évidence, pour un doubleur de fréquence, le détail des transferts de puissance de la fréquence fondamentale à la fréquence harmonique 2. Il est intéressant de noter que l'analyse de Page fait intervenir une fonction $\theta(\tau)$ qui est le reflet de la fonction d'intercorrélation entre $v(t)$ et $i(t)$. Ceci explique l'apparition d'un décalage temporel τ dans la relation (1.2). En effet, un calcul direct de puissance ne permet pas de déterminer une relation entre P_1 et P_n .

De cette analyse sur les rendements maximaux, nous retiendrons que l'on ne peut dépasser théoriquement 25 % de taux de conversion pour une utilisation en doubleur et que l'efficacité du transfert de puissance se dégrade très rapidement dès que l'on considère les rangs d'harmoniques supérieurs. Ainsi on obtient des rendements de 11 % en tripleur et de 4 % en quintupleur. Compte tenu des effets de redressement, la puissance non convertie est dissipée par la charge.

Modèle de Pantell

Un autre auteur a mené des calculs très intéressants par leurs généralités. En effet, dans son article, Pantell [3] pose les bases pour un traitement analytique des non linéarités positives et de la présence d'une zone de résistance différentielle négative. Nous allons utiliser ces calculs comme élément de départ pour débattre des critères de

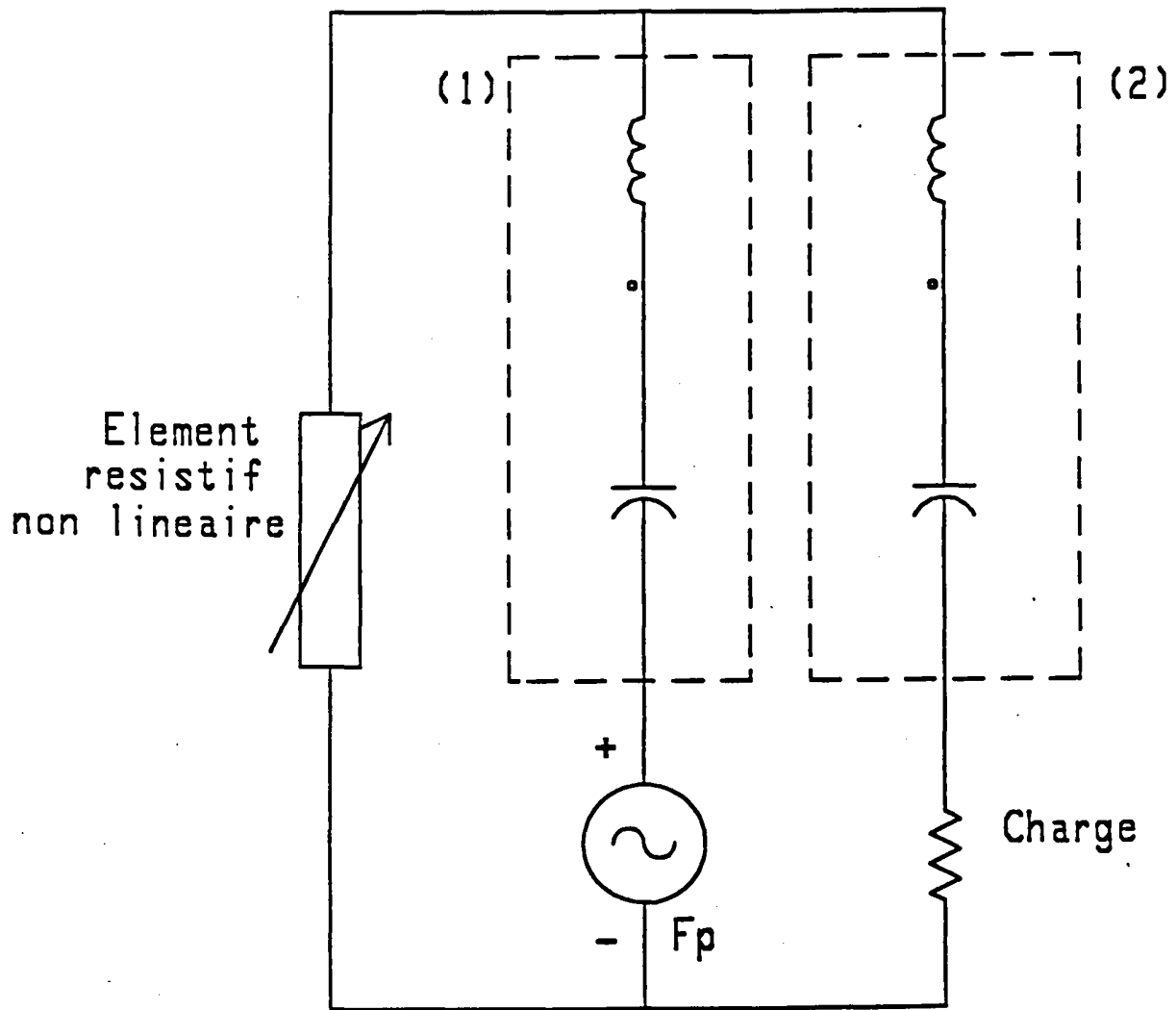


Figure 1.2 : Circuit équivalent servant de base de calcul à l'analyse de Pantell [3]. On distingue un circuit accordé sur la fréquence de pompe (1), de même pour le circuit de sortie afin de recueillir l'harmonique souhaité (2).

variation de la R.D.N. en fonction de la tension. Cependant, étudions le cas d'une non linéarité positive.

L'analyse de Pantell reprend initialement les calculs de la fin de l'article de Manley-Rowe [4] que nous citerons dans les paragraphes suivants, relatifs aux non linéarités réactives. Ce premier travail ne considérait que les puissances réactives au niveau d'une résistance non linéaire. Pantell les étend aux puissances réelles. Il utilise les mêmes hypothèses que Page sans rien présupposer des variations de la relation $I(V)$. La base du calcul est une décomposition en séries de Fourier des signaux correspondants au circuit équivalent donné figure (1.2). Le détail du calcul peut être obtenu dans la référence [3]. En faisant apparaître la conductance du dispositif par le terme di/dv , ce qui permet d'introduire relativement facilement plusieurs cas de non linéarités (positive ou négative), l'auteur arrive à un résultat écrit sous la forme:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} n^2 W_{mn} = h_n \quad (1.4)$$

$$h_n = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} dx \int_0^{2\pi} dy \frac{\partial i}{\partial v} \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \quad (1.5)$$

où $x=\omega_1 t$ et $y=\omega_0 t$, ω_0 et ω_1 représentant les pulsations des générateurs qui excitent la diode. W_{mn} est une puissance active.

Ces relations sont valables pour un fonctionnement multi-fréquence de type mélangeur.

En ce qui concerne la multiplication de fréquence, nous obtenons:

$$h_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dy \frac{di}{dv} \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 \quad (1.6)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} n^2 W_{0n} = h_n \quad (1.7)$$

Pour une non linéarité résistive avec absence de R.D.N. , la conductance grand signal est une fonction à valeurs positives. Dès lors, il vient:

$$\frac{di}{dv} \geq 0$$

$$\text{et } \frac{|W_n|}{W_1} \leq \frac{1}{n^2} \quad (1.8)$$

Enfin, dans le cas d'une non linéarité de conduction quelconque, il faut réutiliser l'équation fondamentale (1.7) et exprimer l'intégrale donnant h_n . Pour notre part, nous nous sommes attachés à calculer le terme h_n avec dans un premier temps, l'évolution du terme $(dv/dy)^2$.

Soient les séries complexes de Fourier de $v(t)$ et $i(t)$:

$$\begin{aligned} v(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n e^{jny} \\ i(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n e^{jny} \end{aligned} \quad (1.9)$$

où $y = \omega_0 t$ (ω_0 pulsation du générateur)

Comme $i(t)$ et $v(t)$ sont réels: $I_n = I_{-n}^*$ $V_n = V_{-n}^*$, où '*' désigne le complexe conjugué.

Nous calculons alors le terme $(dv/dy)^2$

$$\frac{dv}{dy} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} jn V_n e^{jny} \quad (1.10)$$

$$\left(\frac{dv}{dy}\right)^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} -nq V_n V_q e^{j(n+q)y} \quad (1.11)$$

$$h_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{di}{dv} \sum_n \sum_q -nq V_n V_q e^{j(n+q)y} dy \quad (1.12)$$

De plus, on peut exprimer di/dv par sa série de Fourier:

$$\frac{di}{dv} = \sum_{r=-\infty}^{\infty} G_r e^{jry} \quad (1.13a)$$

$$\Rightarrow h_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sum_r \sum_n \sum_q G_r V_n V_q (-nq) e^{j(n+q+r)y} dy \quad (1.13b)$$

Nous pouvons également écrire:

$$h_n = \frac{1}{2\pi} \sum_r \sum_n \sum_q G_r V_n V_q (-nq) \int_0^{2\pi} e^{j(n+q+r)y} dy \quad (1.14)$$

L'intégrale présente dans h_n est toujours nulle sauf pour $r=-n-q$. Cela implique:

$$h_n = \sum_n \sum_q G_r V_n V_q (-nq) \quad (1.15)$$

ou bien:

$$h_n = \sum_n \sum_q (nq) G_{-n+q} V_n V_q^* \quad (1.16)$$

On peut vérifier immédiatement cette formule en absence de non linéarité, c'est à dire en prenant $di/dv=G_0$ constante quelle que soit le niveau de tension. Dès lors G_0 correspond à $-n+q=0$.

Soit $n=q$, alors:

$$h_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 G_0 V_n V_n^* = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 W_n \quad (1.17a)$$

puis, en modifiant l'indice de sommation à gauche de l'égalité, on a:

$$2 \sum_{n=0}^{\infty} n^2 G_0 V_n V_n^* = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 W_n \quad (1.17b)$$

par identification, on obtient finalement:

$$2G_0 |V_n|^2 = W_n \quad (1.17c)$$

Cela signifie physiquement que toute la puissance est absorbée par la résistance constante. En corrolaire, lorsque la loi $I(V)$ de l'élément non linéaire n'est plus comparable à un redresseur parfait, on obtient des pertes résistives importantes dégradant irrémédiablement le rendement.

1.2.2 Résistance différentielle négative

Un des moyens d'augmenter les rendements de conversion, toujours dans le cas de non linéarités résistives, est de faire appel à des composants qui présentent des effets de résistance différentielle négative. En effet, nous avons vu que les composants à

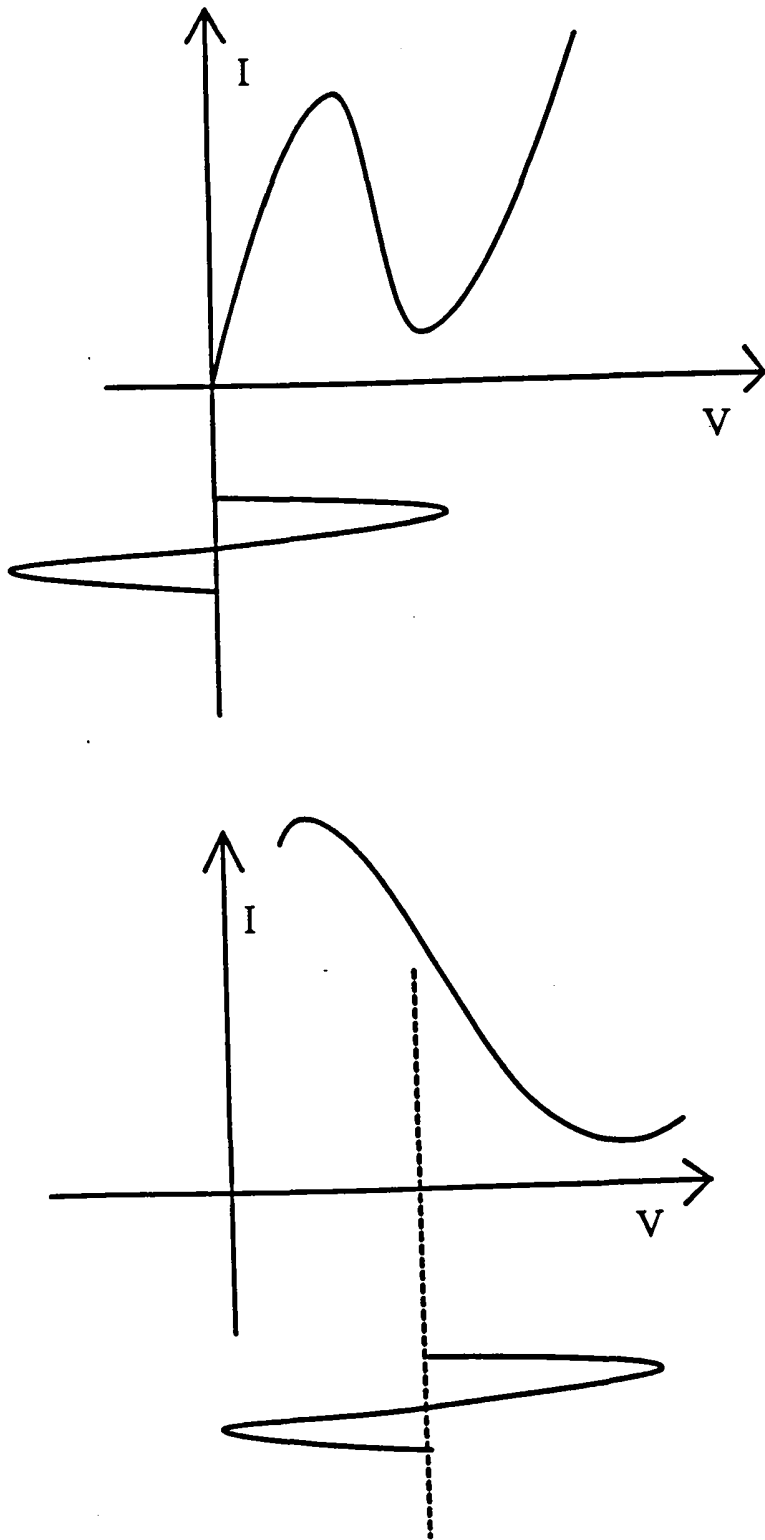


Figure 1.3 : Présentation de deux situations d'obtention de conductance négative. Sur la partie supérieure de la figure, la plage de tension présentant une R.D.N. est relativement faible, ce qui correspond à une diode à puits quantique conventionnelle. Le second schéma montre l'existence d'une R.D.N. sur une large plage de tension avec une polarisation illustrant le cas particulier étudié par Andreyev [5].

résistance différentielle positive ont des rendements très vite limités, notamment aux rangs de multiplication élevés.

L'analyse de Pantell permet, compte tenu de la généralité de ce formalisme, de montrer que la présence d'une R.D.N. est une condition nécessaire, et dans certains cas suffisante, pour dépasser la limite supérieure de $1/n^2$. Allant dans ce sens, Andreyev [5] a analysé des situations où des dipôles sous polarisation présentent ces caractéristiques. D'un point de vue mathématique, il prend comme point de départ l'équation de Pantell correspondant à la relation (1.6). Après un filtrage de l'harmonique souhaité, on obtient:

$$W_1 - n^2 W_n = h_n \quad (1.18)$$

Comme $di/dv < 0$ en présence de R.D.N., alors:

$$\frac{W_n}{W_1} > \frac{1}{n^2} \text{ ou encore:} \\ K = \frac{W_n}{W_1} = \frac{1}{n^2} \left(1 - \frac{h_n}{W_1} \right) \quad (1.19)$$

On trouvera dans l'article d'Andreyev les valeurs maximales que peut prendre le coefficient K. Pour cela l'auteur introduira les hypothèses suivantes: $|V_3| \ll |V_1|$ et des calculs avec des types de diodes déterminées. Dans l'article original, cette étude des valeurs de K est menée grâce à une décomposition en partie paire et impaire des variations temporelles de l'impédance du composant.

Il nous paraît important d'insister sur le fait que la condition $di/dv < 0$ n'est pas généralement respectée sur l'ensemble de la caractéristique de conduction. Ce point est illustré schématiquement sur les deux situations montrées figure (1.3), avec d'une part, l'existence d'une résistance différentielle négative sur une large plage de tension et d'autre part, le cas inverse, avec une plage de tension relativement restreinte où nous avons $di/dv < 0$. Le deuxième cas de figure, nous le verrons par la suite, correspond tout à fait à une diode à effet tunnel résonnant. A titre d'illustration, les simulations numériques montrent la difficulté de dépasser dans ce cas le seuil de 11 % de rendement ($1/3^2 \times 100$) en fonctionnement tripleur.

Pour entreprendre l'explication de ce cas de figure, il est possible de reprendre l'expression générale de h_n , afin d'observer que de nombreux termes de la sommation concourent à déterminer le signe de cette relation. Ainsi, reprenons la relation (1.16), en modifiant les indices de sommations. On obtient alors l'expression suivante de h_n :

$$h_n = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} nq G_{-n+q} V_n V_q^* - nq G_{-n-q} V_n V_{-q}^* - nq G_{n+q} V_{-n} V_q^* + nq G_{n-q} V_{-n} V_{-q}^* \quad (1.20)$$

avec la propriété:

$$V_{-n} = V_n^*$$

$$G_{-a} = G_a^*$$

finalement on a:

$$h_n = 2\Re \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} nq (G_{-n+q} V_n V_q^* - G_{n+q} V_n^* V_q) \right\} \quad (1.21)$$

Si nous considérons l'application en tripleur avec f_0 , fréquence du générateur, et $3f_0$, la fréquence de sortie, le terme h_n sera fonction des carrés des modules de V_1 et V_3 , de $G_0, G_2, G_{-2}, G_4, G_{-4}, G_6$, et G_{-6} ainsi que des termes de tension $v_1 v_3$ dans le cas le plus général. Aussi, en présence de résistances différentielles positive et négative, même si la valeur moyenne de la conductance G_0 est négative, d'autres termes dans h_n interviennent et alors nous n'avons plus $h_n < 0$. Ceci exclut ainsi la possibilité de dépasser la limite théorique de $1/n^2$.

1.3 Non linéarité réactive

Afin d'éviter les pertes résistives inhérentes à l'utilisation de non linéarités de la caractéristique courant-tension, une idée naturelle est d'utiliser une non linéarité réactive, soit une loi liant la charge à la tension du type $Q(V)$ (Varactor), soit une relation entre le flux du champ magnétique et le courant, $\Phi(I)$ dans une inductance. Ces deux types de composants, dont on caractérise la non linéarité par des relations $C(V)$, $L(V)$, seront considérés idéaux dans une première approche.

Les calculs théoriques du rendement en génération d'harmoniques ont été effectués par Manley-Rowe [4] dans un article général concernant les bilans en énergie pour le cas d'éléments non linéaires. Ces auteurs considèrent l'utilisation des non linéarités réactives pour un fonctionnement en modulateur ou démodulateur (mélangeur). Les relations qui sont déduites des démonstrations sont générales car aucune hypothèse n'est faite sur la non linéarité et la nature de la charge. L'absence d'hystérésis constitue la seule restriction.

La relation restreinte à la multiplication de fréquence, qui traduit la conservation de puissance avec un élément réactif non linéaire, est:

$$\sum_{m=2}^{\infty} W_{m,0} = W_{1,0} \quad (1.22)$$

où $W_{1,0}$ est une puissance active moyenne, avec l'hypothèse que les harmoniques indésirables sont parfaitement filtrés.

Ainsi, toute la puissance de la source est transférée par l'intermédiaire des variations de la capacité ou de l'inductance à une fréquence multiple de l'entrée.

Il s'agit de rendements théoriques car en pratique nous nous heurtons à plusieurs difficultés. En effet, dans les applications, la résistance série de la diode réduit notablement le rendement. De plus, la notion d'adaptation des impédances d'entrée et de sortie devient cruciale si on veut avoir $P_{out}/P_{disp} > 50\%$.

Le composant le plus utilisé est la diode Schottky Varactor dont la théorie, pour les fonctionnements non linéaires, est exposée de manière détaillée dans le livre de Penfield et Rafuse [6]. Les rendements théoriques sont évalués, notamment en fonction du rapport entre la fréquence d'entrée et la fréquence de coupure. Par ailleurs, la notion d'accords intermédiaires réactifs (idlers ou oisifs) est introduite. Nous verrons pour nos applications qu'en mode Varactor, l'optimisation des idlers influence de manière significative les rendements de conversion. Dans l'optique d'augmenter ceux-ci, divers composants sont utilisés ou étudiés en laboratoire. Citons pour exemple la diode Varactor à jonction hyperabrupte qui présente un bon rapport de la capacité maximum sur la capacité minimum. Cela constitue, nous le verrons dans le chapitre 4, un élément clef d'optimisation. Cependant, ce type de diode présente une résistance série supérieure

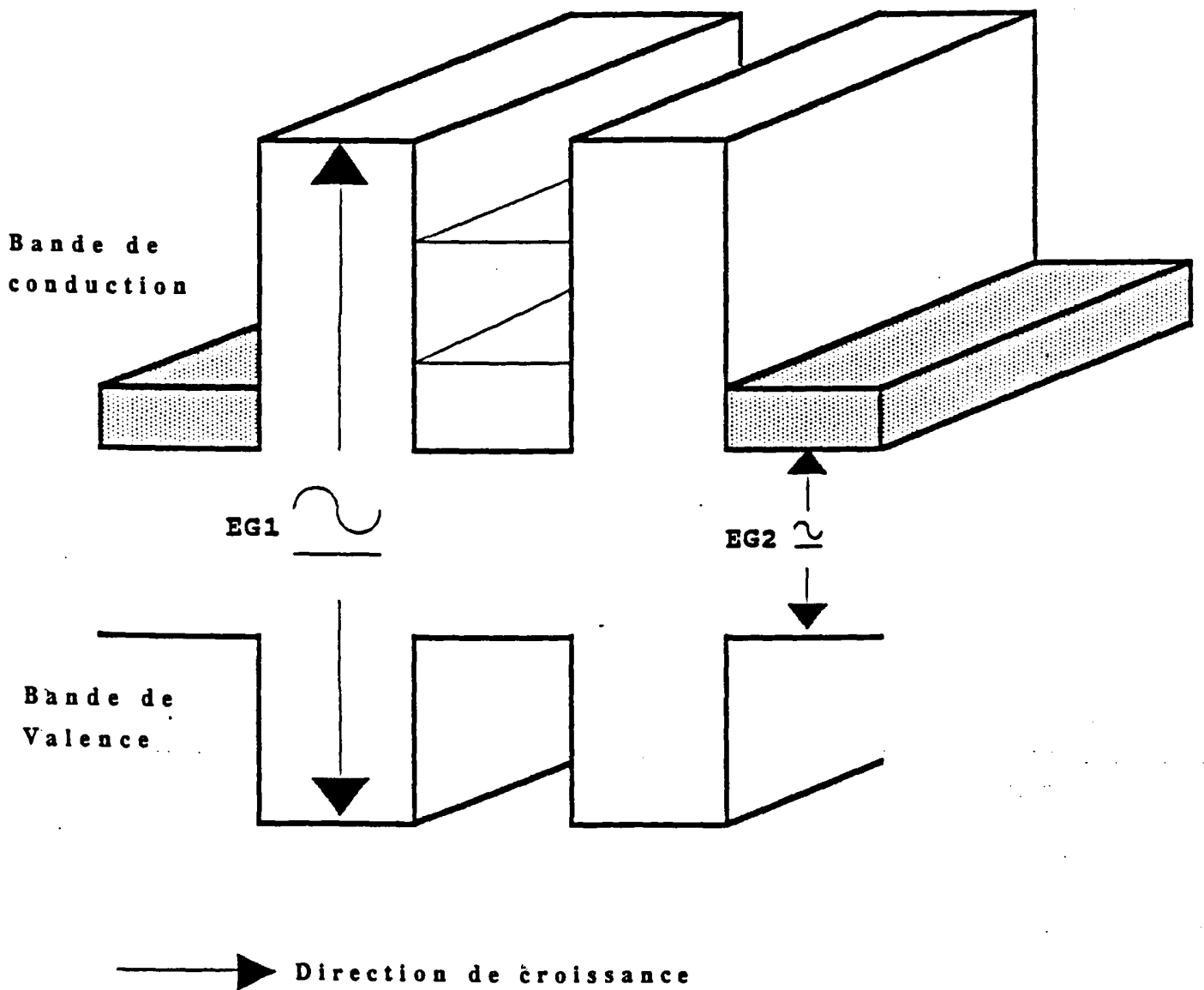


Figure 1.4 : Schématisation des bandes de conduction et de valence d'une structure double barrière à l'équilibre permettant l'observation de l'effet tunnel résonnant.

à celle d'une jonction abrupte [7]. La diode Varactor BIN (pour Barrière-Intrinsèque- n^+), qui comporte une région de dopage localisé près du contact Schottky, fournit également un bon contraste de capacité avec cependant une résistance série importante [8]. Ce dernier type de diode fait actuellement l'objet de nombreuses publications [9] [10], de même que la diode Simple Barrière Varactor [11] [12] [13] que nous étudierons par la suite.

2 Analyse simplifiée pour une diode à effet tunnel résonnant

2.1 Intérêt des diodes à effet tunnel résonnant

La maîtrise croissante de dépôts de couches semi-conductrices très minces (quelques Angströms), notamment en épitaxie par jets moléculaires, a permis d'envisager la conception de composants pour lesquels les phénomènes quantiques deviennent prépondérants. En effet, les dimensions mises en jeu sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde associée aux électrons à l'énergie de Fermi. Cette remarque très générale s'applique à la diode à effet tunnel résonnant.

Cet effet a été mis en évidence expérimentalement pour la première fois par Tsu et Esaki dans les années 70 [14] pour des hétérostructures puits-double barrière. La figure (1.4) schématise la structure élémentaire menant à l'apparition de cet effet. L'alternance de matériaux respectivement de grande et petite bandes interdites permet une modulation spatiale des bandes de conduction et de valence. Cette modulation, en induisant des barrières de potentiel, induit le confinement des électrons pour une direction perpendiculaire au plan de croissance des couches épitaxiales.

Suite à cette localisation et en considérant une largeur de puits, pour les systèmes de matériaux étudiés, de quelques dizaines d'Angströms, on peut avoir un spectre d'énergie discret bien résolu à température ambiante.

De plus, la largeur des barrières de potentiel est prise suffisamment faible pour que les probabilités de passage par effet tunnel soient significatives. Les énergies propres au puits de potentiel constituent alors un chemin privilégié pour ce processus de conduction par effet tunnel. On observe donc l'effet tunnel résonnant compte tenu de cette règle de sélection.

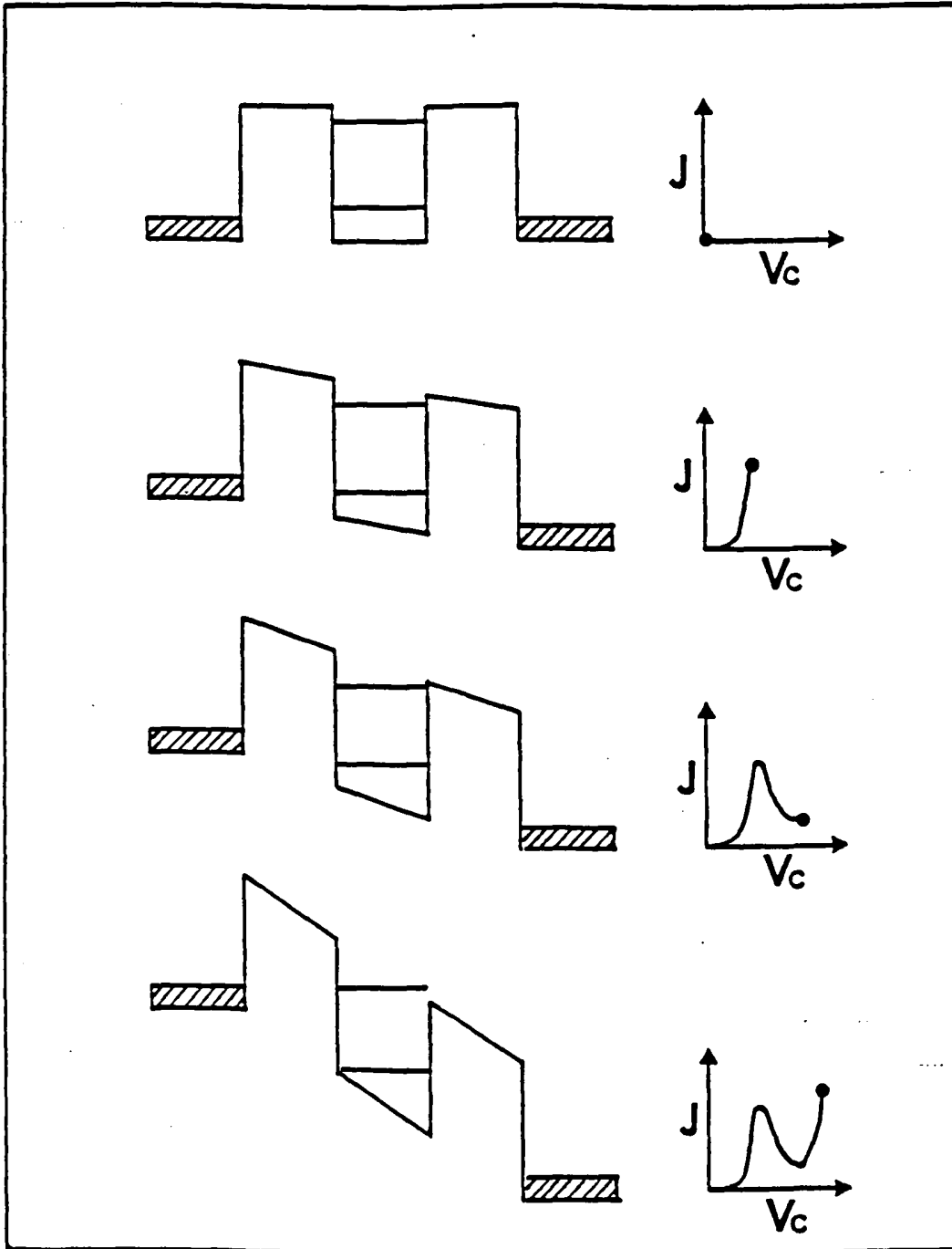


Figure 1.5 : Principe de fonctionnement d'une diode double barrière au travers de la présentation de différentes conditions de polarisation.

Concrètement, le processus de résonance est obtenu en polarisant l'échantillon de manière à aligner les niveaux quantiques du puits avec les états d'énergie peuplés de la zone d'émetteur. Sur la figure (1.5) sont illustrées plusieurs conditions de polarisation correspondant à diverses situations de conduction. En première approximation, les états peuplés sont situés entre le bas de bande de conduction (E_c) et le niveau de Fermi (E_f). Il y a donc initialisation du processus de conduction au croisement du niveau fondamental E_0 et de E_f , suivie d'une rupture de conduction dès que E_0 passe sous le bas de bande de conduction. Il en résulte un effet de résistance différentielle négative extrêmement marqué sur une plage de tension relativement faible. Les mécanismes de conduction à l'origine de la remontée de courant sont d'une part des processus de passage par effet tunnel non résonnant, la double barrière pouvant être alors assimilée à deux simples barrières en série, et, d'autre part, des processus thermoioniques.

Fondamentalement, ce composant présente intérêt pour les propriétés de symétrie de la conduction, les effets de résistance différentielle négative, les temps de réponse extrêmement courts des processus de conduction par effet tunnel.

Antisymétrie

Pour une structure parfaitement symétrique (mêmes paramètres physiques pour les zones actives d'émetteur et de collecteur), les relations courant-tension sont théoriquement impaires: $I(-V) = -I(V)$. Ceci peut être délicat à obtenir à cause de la difficile maîtrise, lors de l'épitaxie, de la qualité des interfaces directes et inverses. Avec une antisymétrie parfaite, l'absence de redressement est un point fort pour toute application faisant intervenir une excitation du composant par une source hyperfréquence. Ainsi si on considère la multiplication de fréquence, en tirant parti des non linéarités de conduction décrites précédemment, seuls les transferts de puissances sur harmoniques impairs sont théoriquement possibles. La conception de circuits en est notablement simplifiée, avec l'absence d'accords idlers aux fréquences paires.

Résistance différentielle négative

L'application la plus naturelle, compte tenu des effets de R.D.N., concerne les oscillateurs très haute fréquence à l'état solide [15] [16]. On peut également penser

l'utiliser en multiplication de fréquence dans le contexte des théories présentées au paragraphe précédent. Il est nécessaire d'insister sur le fait que l'origine des effets de résistance différentielle négative n'est pas, comme pour la plupart des composants conventionnels type IMPATT ou GUNN, un effet de transit. Ces effets peuvent intervenir, comme cela a été démontré par les recherches sur la diode QWITT (pour Quantum Well Injection Transit Time), mais ils n'apparaissent qu'au second ordre pour les structures que nous allons considérer [17] [18].

La diode présente donc une résistance différentielle négative sur une large bande de fréquences, avec des fréquences de coupure pouvant être extrêmement élevées. Cet avantage fondamental présente néanmoins l'inconvénient de favoriser l'apparition d'oscillations parasites basses fréquences. On peut penser mettre en oeuvre d'autres types d'applications non linéaires tirant parti de la R.D.N., notamment, les automélangeurs présentant des gains de conversion [19]. Il nous semble également intéressant de signaler l'application toute récente de diode à effet tunnel résonnant dans des lignes de transmissions non linéaires utilisées pour la génération d'impulsions ultra-courtes: il s'agit d'un générateur d'ondes progressives à diode à effet tunnel résonnant avec contact Schottky côté collecteur [20].

Comportement fréquentiel

Enfin, l'intérêt majeur de notre composant réside dans la rapidité des processus physiques impliqués[21]. En effet, le temps de passage par effet tunnel d'une barrière de potentiel ou le temps de résidence d'un porteur sur le niveau quantique du puits sont inférieurs à la picoseconde. Ceci laisse présager des fréquences de coupure intrinsèques supérieures au Terahertz. Ainsi, les propriétés non linéaires de la caractéristique $I(V)$, donc la présence de résistance différentielle négative, sont conservées même en gamme de longueurs d'onde submillimétriques. Comme pour la plupart des circuits électroniques, ce seront les éléments extérieurs qui viendront limiter le comportement fréquentiel. Ce dernier aspect est longuement développé dans la référence [20] évoquée précédemment.

Nous allons à présent restreindre notre analyse sur la multiplication de fréquence en considérant la richesse des signaux en fréquences harmoniques.

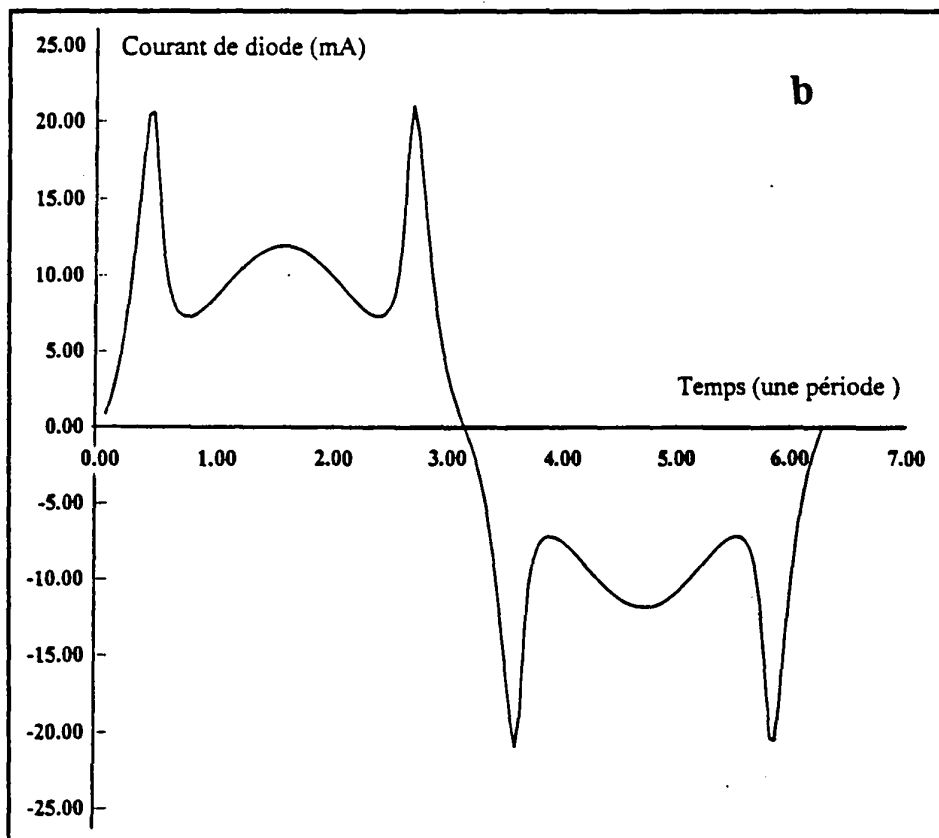
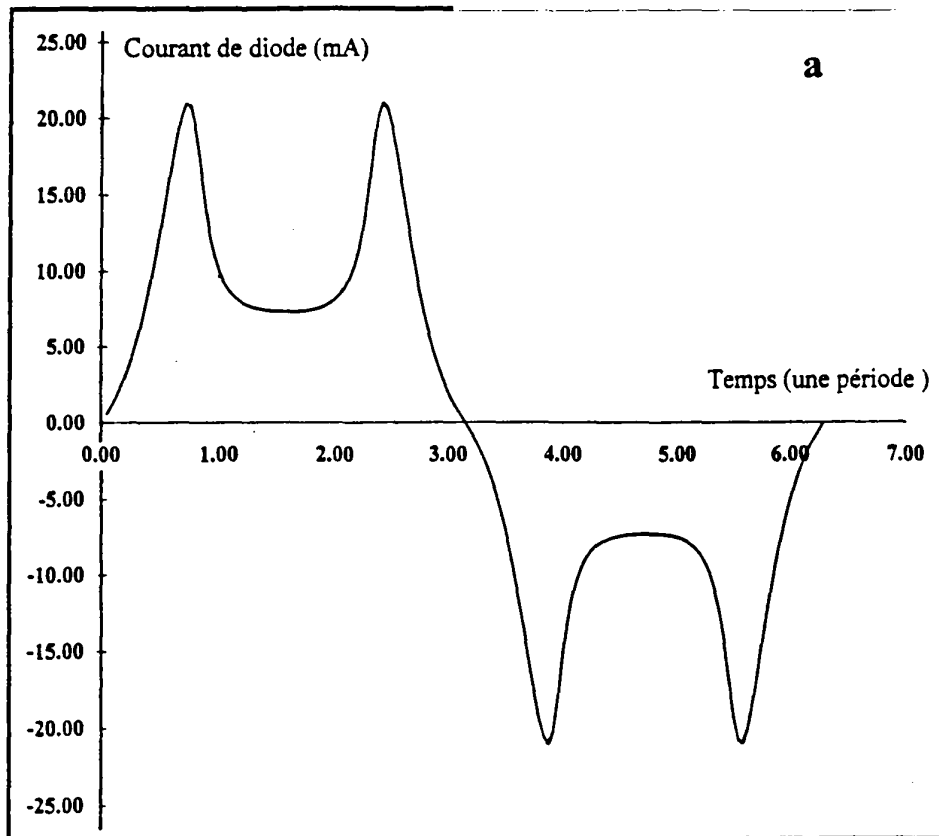


Figure 1.6 : Evolution temporelle de l'allure du courant d'une diode pour deux niveaux de puissance de pompe qui favorisent:
 (a) harmonique 3
 (b) harmonique 5

2.2.1 Fonction de transfert

Dans cette recherche d'optimisation des différentes fréquences harmoniques, les conditions de fonctionnement, et notamment l'amplitude de la tension de pompe, sont importantes. La fonction de transfert $I(V)$ joue également un rôle très important dans ces transferts de puissance. Lors des simulations, nous avons modélisé la loi $I(V)$, soit par une série de polynômes, soit par une approximation de type Arctangente [22]. Pour le premier cas, nous avons le choix entre un développement polynômial soit sur l'ensemble des valeurs de tension, soit restreint à un intervalle. L'optimisation de la courbe $I(V)$ s'est révélée dans les deux cas problématique car tout changement d'une donnée caractéristique se traduit par une redéfinition des coefficients du polynôme. Par ailleurs, compte tenu des deux accidents de conduction abrupts, il est nécessaire d'effectuer les développements à un ordre élevé. Face à ces difficultés, nous utilisons des approximations de type fonction Arctangente. En jouant sur l'importance relative des différentes fonctions pour chaque intervalle de tension, il est possible d'avoir une description de la courbe $I(V)$ d'un seul bloc. Ce traitement est plus souple, car de par son écriture mathématique, il autorise l'étude de différents paramètres sans revoir tous les coefficients intervenant dans la fonction. La figure (1.7) montre une courbe $I(V)$ conçue sur cette base où sont notés les paramètres importants de notre étude:

- Vp Tension de pic
- Vv Tension de vallée
- Ip Courant de pic (ou Jp pour densité de courant pic)
- Ip/Iv Contraste en courant (que nous notons aussi Jp/Jv)
- Vp-Vv Contraste en tension

Avec ce type d'approche analytique, il est possible de décrire fidèlement les évolutions de la densité de courant en fonction de la tension pour des composants réels. Cependant, précisons que lorsque nous mesurons la caractéristique continue d'une diode à tunnel résonnant, elle se met spontanément à osciller en zone de résistance différentielle négative comme le montre la figure (1.8). Ces distorsions ne sont pas prises en compte dans nos simulations où nous considérons nos composants comme inconditionnellement stables.

2.2 Richesse harmonique

La relation non linéaire qui relie le courant de conduction du dipôle à la tension appliquée à ses bornes est un aspect essentiel de la modélisation électrique présentée par la suite. En effet, l'optimisation de la courbe $I(V)$ permettra d'atteindre ou de dépasser la limite de $1/n^2$ pour le rendement avec une non linéarité résistive. Dès lors, pour tout ce qui suit, nous considérerons une caractéristique parfaitement symétrique par rapport à l'origine. Rappelons que, dans ce cas, seuls les harmoniques de rang impair sont générés. En effet, soit le calcul du coefficient complexe de la série de Fourier:

$$C_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^0 i(\theta) e^{-jn\theta} d\theta \quad (1.23)$$

où $i(\theta)$ est l'évolution temporelle du courant dans la diode résultant du signal de pompe. On a:

$$C_n = \left\{ \frac{1}{T} \int_{-T/2}^0 i(\theta) e^{-jn\theta} d\theta \right\}_1 + \left\{ \frac{1}{T} \int_0^{T/2} i(\theta) e^{-jn\theta} d\theta \right\}_2 \quad (1.24)$$

L'intégrale (1) est égale à l'intégrale (2) pour $n=2p+1$, sinon, pour $n=2p$, on a (1)=- (2). Donc, on obtient:

$$\begin{cases} C_{2p+1} = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} i(\theta) e^{-j(2p+1)\theta} d\theta \\ C_{2p} = 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

Ce résultat vient en posant le changement de variable dans l'intégrale (1): $\theta' = \theta + T/2$ et en utilisant la propriété: $i(\theta+T/2) = -i(\theta)$ qui résulte simplement de l'antisymétrie de la relation $I(V)$.

Ceci étant établi, on peut favoriser, par ajustement de la puissance de pompe, l'un ou l'autre des signaux multipliés. Deux exemples sont donnés figures (1.6a) et (1.6b). Dans le premier cas, la multiplication par 3 est favorisée alors que dans le second, la présence de l'harmonique 5 est importante comparativement à l'harmonique 3.

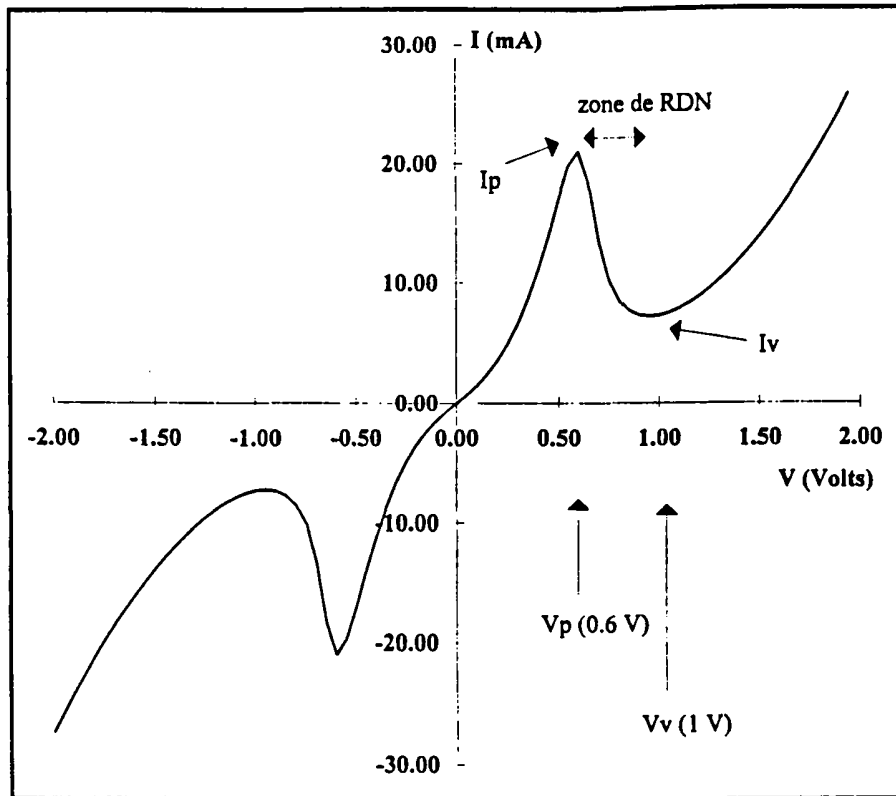


Figure 1.7 : Caractéristique $I(V)$ typique, utilisée pour la modélisation électrique d'une diode à effet tunnel résonnant. Les paramètres clef de notre étude sont ici reportés.

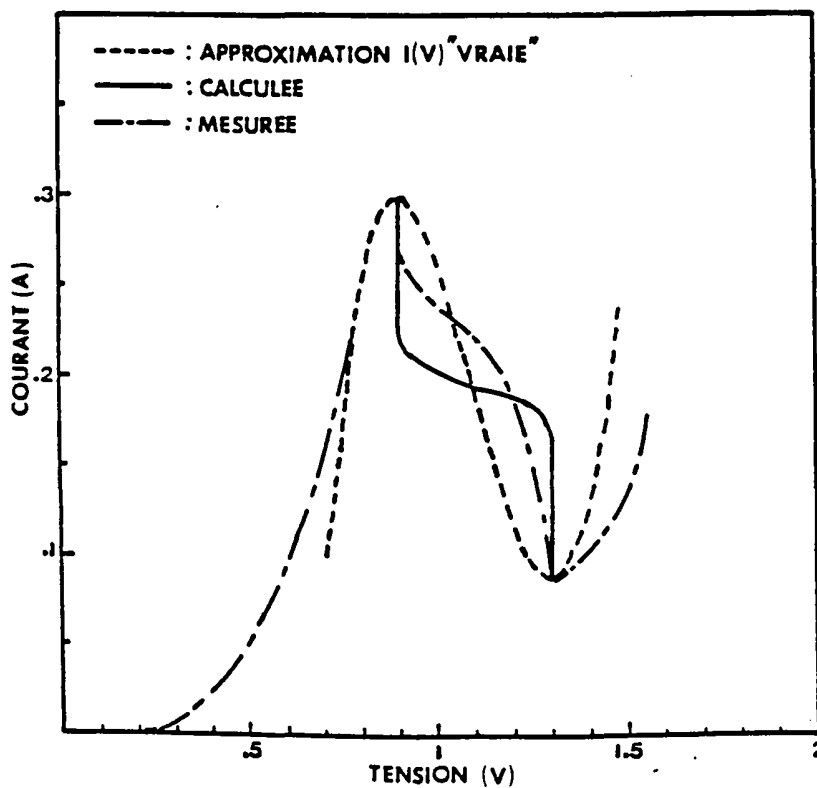


Figure 1.8 : Déformation de la caractéristique 'vraie' ou intrinsèque (traits pointillés) après prise en compte des effets de redressement (traits pleins). Le désaccord avec la caractéristique de conduction mesurée (échantillon GaAlAs/GaAs de diamètre de $30 \mu\text{m}$) est dû principalement à l'approximation de la non linéarité intrinsèque.

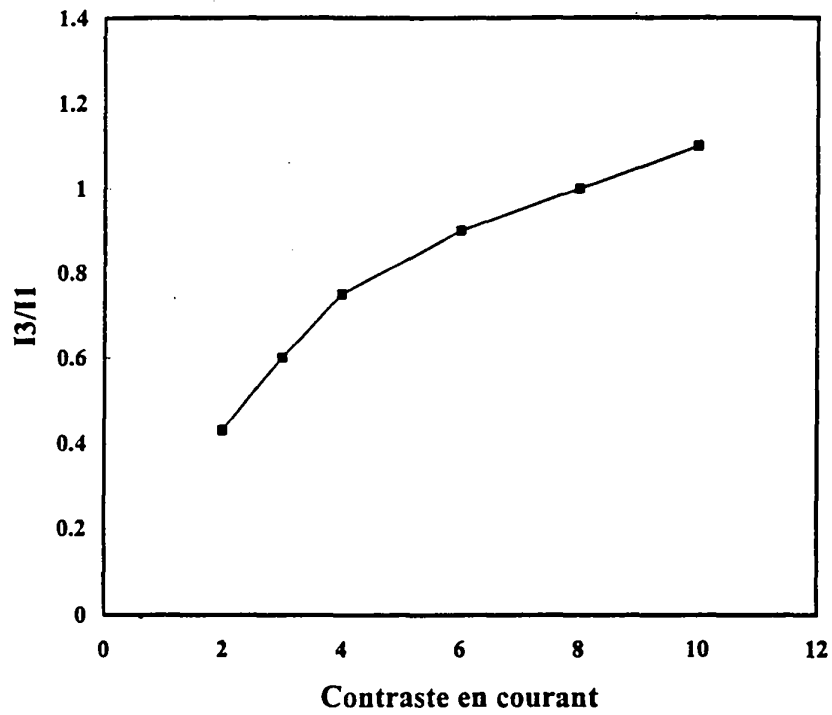


Figure 1.9 : Influence du contraste en courant sur la richesse harmonique 3

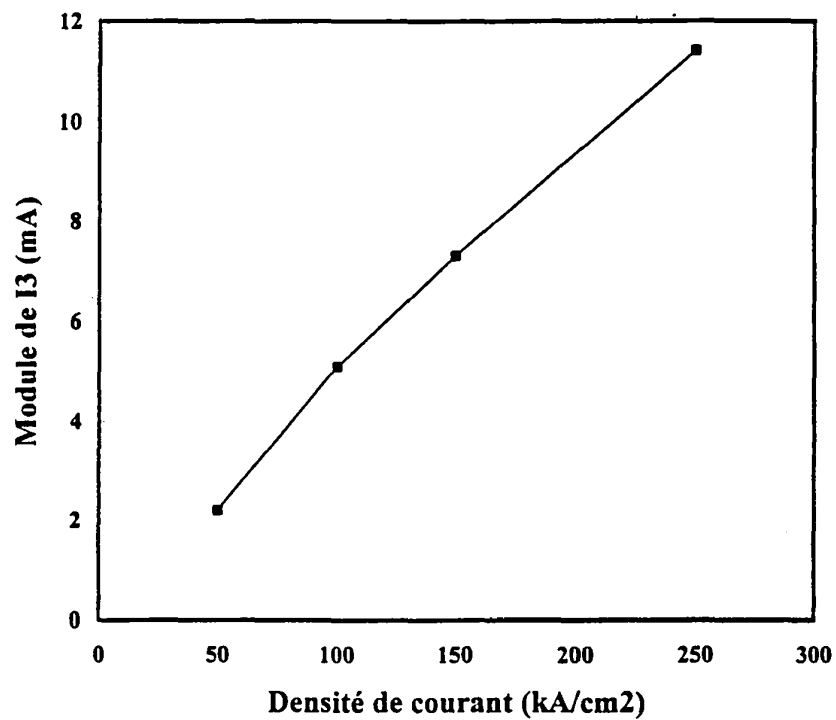


Figure 1.10 : Conséquence de l'augmentation de la densité de courant pic sur le module de l'harmonique 3 de courant.

2.2.2 Quelques règles pour l'optimisation de la génération d'harmoniques

Avant l'étude numérique effectuée en équilibrage harmonique qui sera présentée dans le chapitre 3, il nous semble utile de dégager quelques critères quant à l'optimisation de la caractéristique $I(V)$, en considérant le processus simplifié suivant. Nous supposons qu'un générateur hyperfréquence de puissance relativement importante permet d'imposer aux bornes de la diode une tension sinusoïdale en l'absence de polarisation. Ce signal, s'il est de forte amplitude, module la conductance de la diode entraînant un spectre de courant riche en harmoniques, notamment 3 et 5. Cette approche fait implicitement l'hypothèse d'une réaction de la charge quasi nulle, qui permet la circulation du courant. Aussi, la tension excitatrice sera considérée sinusoidale quelque soit l'amplitude des harmoniques générés par la non linéarité.

Dans la suite de notre travail, nous reviendrons très largement sur les problèmes d'adaptation ou plus généralement d'impédance optimale à présenter au composant. Les transferts de puissances effectifs s'opérant entre le générateur et la diode, puis de l'élément actif vers la charge seront également analysés. Ici, nous cherchons simplement à comprendre comment optimiser, sur quelques critères, la caractéristique $I(V)$.

Dans la présentation, on peut distinguer l'influence du rapport I_p/I_v , du niveau de densité de courant, de la tension pic, et de la plage de tension où un effet de résistance différentielle négative est observé. Les figures (1.9) (1.10) (1.11) permettent de cerner, en première analyse, l'importance de ces paramètres quant à la richesse harmonique pour un fonctionnement en tripleur. Tout d'abord, comme il est clairement montré sur la figure (1.9), on constate qu'il est impératif d'obtenir des contrastes entre courant pic et courant vallée supérieurs à cinq sans toutefois privilégier à tout prix une optimisation visant des rapports J_p/J_v excessifs. En effet, le rapport I_3/I_1 tend à saturer au delà de 5. Sur cette base, une recherche de la densité de courant optimale peut être envisagée. Des travaux précédents ont en effet montré que la recherche d'un contraste en courant le plus élevé possible et un fonctionnement à très forte densité de courant sont deux objectifs antagonistes. Comme le montre la figure (1.10), il apparaît que l'augmentation de J_p favorise la production de l'harmonique 3 de courant. Ceci entraînera naturellement une augmentation de la puissance de sortie. Plusieurs dizaines de kA/cm^2 laissent augurer quelques mW sur la charge prise généralement égale à 50 Ohms.

En ce qui concerne la tension pic, elle intervient principalement dans l'effort de pompe. Il est clair que l'augmentation des rendements de conversion passe par l'utilisation de la R.D.N. et, si la tension de seuil appelée V_{pic} est trop élevée, la puissance demandée au générateur devient très importante. Aussi il convient donc de privilégier des composants à faible tension pic.

Enfin un quatrième paramètre nous paraît essentiel. Il s'agit de l'intervalle de tension où un effet de R.D.N. est observé. La figure (1.11) montre une augmentation de la richesse en harmonique 3 avec un plus grand contraste en tension. Ceci suppose d'imposer une tension de pompe suffisante pour excursionner le domaine de R.D.N. permettant de développer une tension crête optimum. Dans le cas d'une rupture de conduction extrêmement abrupte, il y aura une réplique en régime dynamique du même ordre donnant une décomposition en série de Fourier avec beaucoup de termes. La puissance générée se répartit alors sur plusieurs raies. Il n'en est pas de même pour un passage progressif entre les états haut et bas de conduction allant dans le sens de variations plus proches de régimes sinusoïdaux aux fréquences harmoniques 3 et 5.

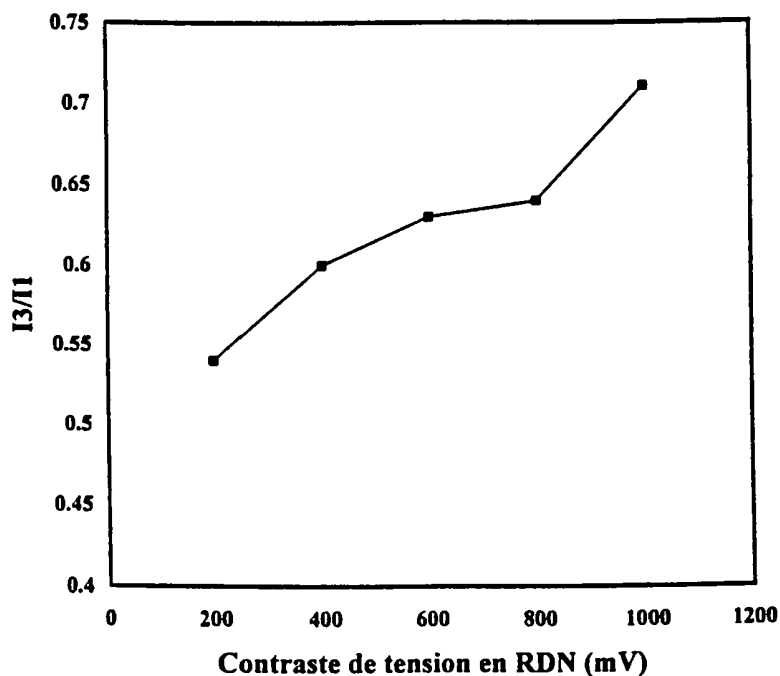


Figure 1.11: Evolution de la richesse en harmonique 3 avec l'augmentation du contraste de tension en R.D.N.

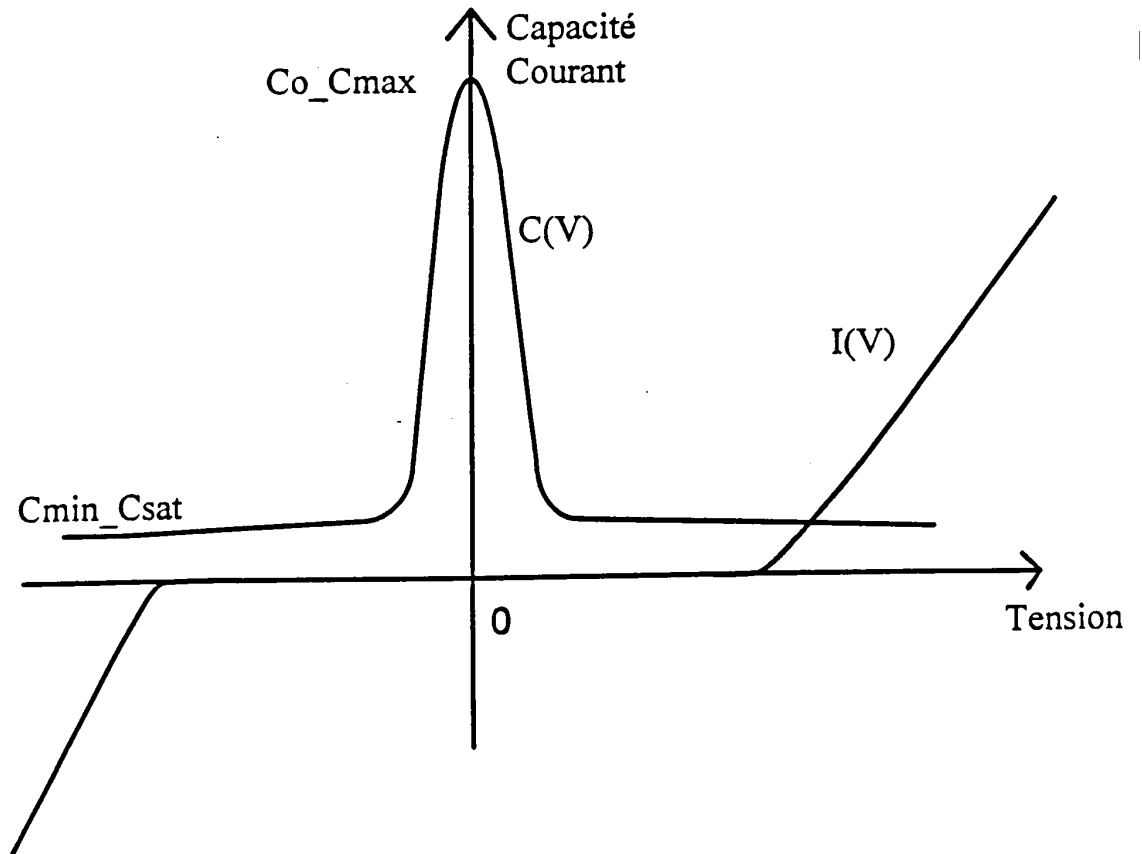


Figure 1.12 : Allure de la caractéristique $C(V)$ d'une diode Simple Barrière avec un contraste en capacité (C_{max}/C_{min}) important. Les mécanismes de conduction parasites sont illustrés par la représentation de la courbe $I(V)$. Dans les deux cas, il y a une parfaite symétrie des évolutions en fonction de la tension .

3 Analyse simplifiée pour une diode Simple Barrière

3.1 Définition de la non linéarité de capacité

Nous avons vu précédemment que par l'utilisation d'hétérojonction, on peut créer des barrières de potentiel cristallin, et non électrostatique, pouvant être mises à profit pour confiner les porteurs dans une direction. On peut également utiliser l'hétérojonction comme une structure de blocage électronique à la condition de stopper tout mécanisme de conduction, soit par "saut" (émission thermoionique), soit par effet tunnel [23].

Concrètement, ceci peut être obtenu en concevant des barrières de potentiel d'épaisseur importante, typiquement supérieure à 200 Angströms, de hauteur également élevée pour interdire toute conduction activée thermiquement.

Si à présent on insère cette barrière entre deux réservoirs d'électrons (zone fortement dopées), on constitue en première approximation un condensateur où le diélectrique est formé par la zone semiconductrice à grande bande interdite. En polarisant une telle structure avec un encadrement direct par des zones fortement dopées, on obtiendra des variations de capacité peu marquée dans la mesure où l'extension des zones désertées n'est pas très importante. Par contre, si on ajoute des zones peu ou moyennement dopées entre les zones de contacts et la structure de blocage, il est possible d'obtenir des "respirations" de capacité comparables à celles observées pour des diodes conventionnelles de type Varactor.

L'avantage des hétérostructures réside dans le fait que les caractéristiques $C(V)$ sont symétriques par rapport à l'origine des tensions, ce qui n'est pas le cas pour la diode Schottky Varactor à cause de l'effet de redressement. On retrouverait une situation analogue en appairant deux diodes Schottky de mêmes caractéristiques.

Initialement, l'idée d'une structure Varactor utilisant une hétérojonction Simple Barrière a été proposée par Kollberg avec pour application la génération d'harmoniques [24]. Pour cette application, les propriétés de symétrie concourent également à une plus

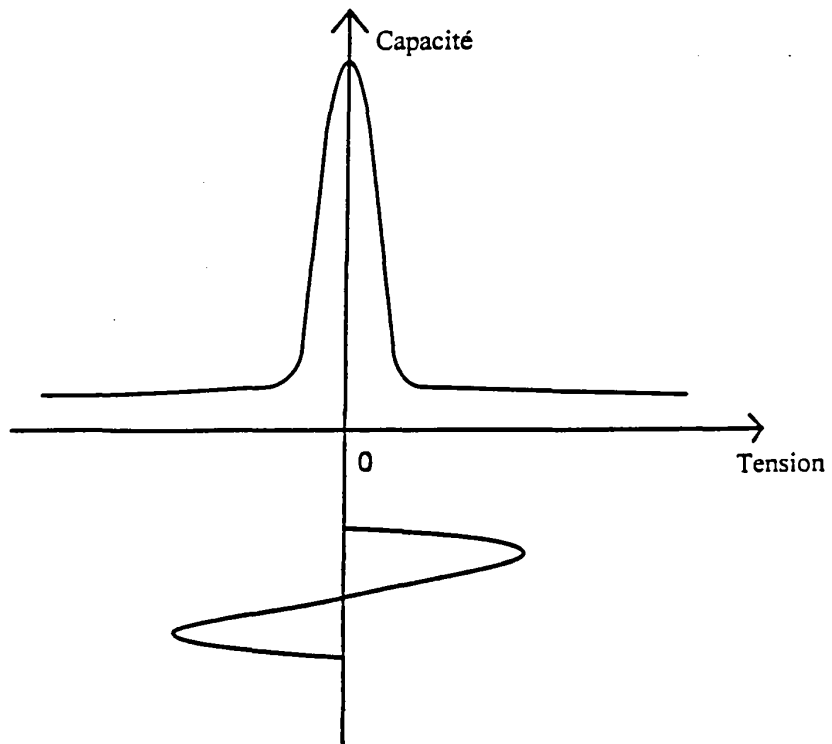


Figure 1.13 : Schématisation de l'effort de pompe nécessaire afin de tirer profit de la symétrie de la non linéarité de capacité. Aucune polarisation n'est requise.

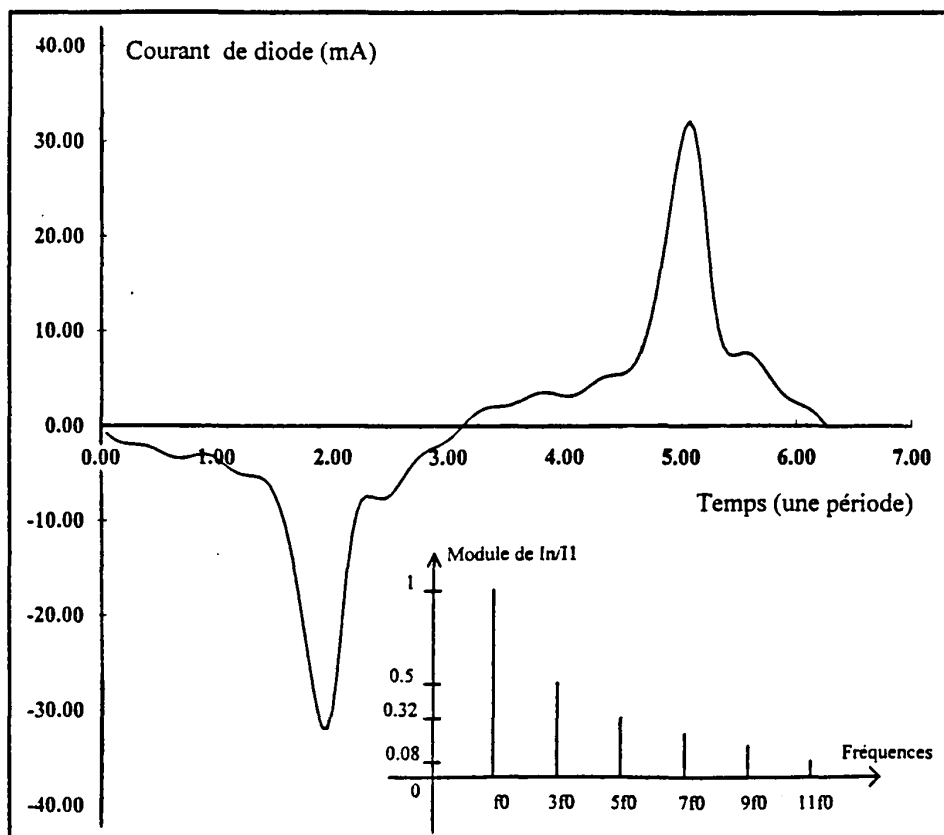


Figure 1.14 : Evolution temporelle du courant de déplacement. La richesse harmonique résultante est donnée en insert.

grande simplification des circuits dans la mesure où la caractéristique $C(V)$ est une fonction paire ($C(-V)=C(V)$), ne permettant que la génération d'harmoniques de rangs impairs.

Nous avons sur les figures (1.12) (1.13) (1.14) (1.15) illustré ce mode de fonctionnement. Tout d'abord, sur la figure (1.12), nous avons schématisé une variation de la capacité en fonction de la tension avec un contraste relativement important entre la capacité maximum (C_{max}) obtenue à 0 Volt et la capacité C_{min} correspondant à une désertion complète de la zone d'espaceur. Nous verrons par la suite que le rapport C_{max}/C_{min} conditionne l'efficacité de multiplication.

La plage de tension où une variation de capacité est observée, détermine théoriquement la tension de pompe maximale. En pratique, cette plage peut être restreinte par le fait que le composant commence à conduire. En général, ce mécanisme de conduction parasite peut s'expliquer de plusieurs manières: une triangularisation de la barrière sous forte polarisation, des processus de conduction utilisant des niveaux de défauts ou l'arrivée d'un claquage par avalanche. Ce point est illustré sur la figure (1.12) par les deux montées de courant relativement abruptes en polarisation directe et inverse.

Pour profiter des propriétés de symétrie, il faut utiliser des composants non polarisés, sous excitation hyperfréquence schématisée par la sinusoïde autour de 0 Volt sur la figure (1.13) en respectant les critères énoncés précédemment.

Le courant de déplacement présentera, en fonction de la variable réduite $\theta=\omega t$, l'allure schématisée sur la figure (1.14) dont la décomposition en série de Fourier présente une assez grande richesse harmonique comme cela est montré en insert. Avant d'explicitier plus en détail ce dernier point, intéressons-nous au comportement fréquentiel.

Comportement fréquentiel

Une première estimation de la fréquence de coupure de ce type de composant peut être obtenue en supposant l'équivalence avec un composant de type Schottky modélisé par un circuit R_s-C où R_s est la résistance série et C la capacité de la diode. Dans ce cas, la fréquence critique est:

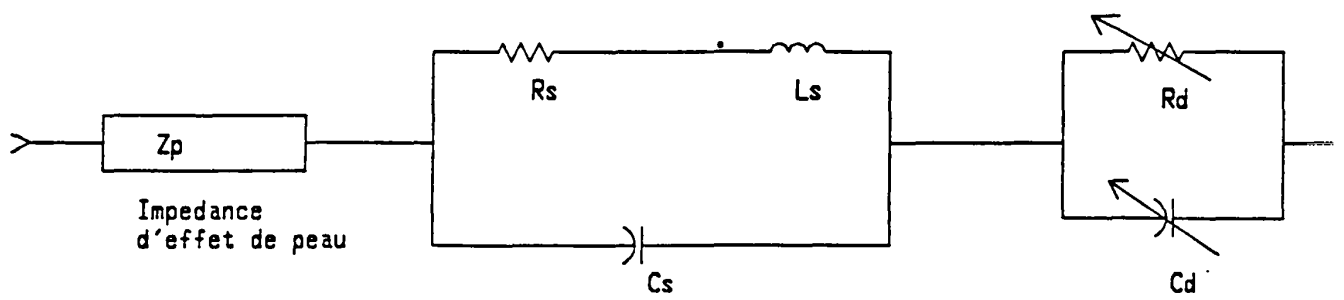


Figure 1.15 : Schéma équivalent d'une diode de type Varactor valable essentiellement pour une utilisation au delà du THz.

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_j} \quad (1.26)$$

Dans cette expression C_j désigne la capacité de jonction.

Pour calculer cette fréquence de coupure, il nous faut déterminer la capacité de jonction qui, en toute rigueur, correspond à un régime grand signal. Face à cette difficulté, on peut obtenir une première estimation dans le cas le plus favorable, c'est à dire lorsque la capacité C_j prend la valeur C_{min} . Avec les valeurs de résistance série et de capacité typiquement obtenues (à titre d'exemple 10Ω pour R_s et 10 fF pour la capacité), les fréquences de coupure excèdent un Terahertz.

D'autres estimations ont également été proposées, notamment dans la référence [12], où la différence des fréquences de coupure, obtenue en substituant C_{max} et C_{min} dans la formule précédente, est utilisée pour l'estimation de la borne supérieure de fréquence.

Les limitations fréquentielles peuvent être également discutées du point de vue de la résistance série. En toute rigueur, le schéma équivalent d'une diode, dont le fonctionnement est basé sur une modulation de capacité, peut se mettre sous la forme donnée figure (1.15).

La zone d'espaceur est ici décrite par une impédance complexe incluant [25]:

- la résistance série dominée par la résistance de la zone dopée n
- des termes inductif et capacitif, notés respectivement L_s et C_s , qui sont reliés par l'intermédiaire de r_s aux fréquences de relaxation diélectrique et à la fréquence de collision:

$$L_s = r_s / \omega_s \quad C_s = 1 / (r_s \omega_d) \quad (1.27)$$

avec $\omega_d = \sigma / \epsilon$ et $\omega_s = 1 / \tau = q / (m^* \mu)$

Physiquement, L_s traduit l'inertie des porteurs dans les mécanismes de conduction alors que C_s décrit l'existence d'un courant de déplacement dans la zone

non désertée. La résonance parallèle de ce circuit équivalent est donnée par la fréquence plasma qui a pour expression, compte tenu des équations précédentes:

$$2\pi f_p = \frac{1}{\sqrt{L_s C_s}} = \sqrt{\omega_s \omega_d} \quad (1.28)$$

Une simple application numérique, en supposant un niveau de dopage (densité du plasma) de 10^{17} électrons par cm^3 et une zone de GaAs ($m^* = 0,067m_0$, $\epsilon = 1,1 \cdot 10^{-10}$ F/m) donne une fréquence proche de 3 THz. En pratique la fréquence de pompe sera largement inférieure à cette fréquence critique.

Sur le schéma (1.15), nous avons également fait figurer l'impédance Z_p qui permet de traduire l'effet de peau. Dans l'hypothèse classique où nous avons: $\omega \ll \omega_s$ et $\omega \ll \omega_d$, avec ω pulsation de travail, l'épaisseur de peau a pour expression:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \quad (1.29)$$

Il reste maintenant à préciser la notion de vitesse limite [26] des électrons dans la zone non désertée. Dans ce but, on peut partir d'un schéma électrique simplifié rendant compte d'un courant de déplacement et d'un courant de conduction. La conservation du courant permet d'écrire l'égalité suivante: $J_D = qNd\mu E$, où μ est la mobilité des électrons en présence de champ électrique (E). Le produit μE constitue la vitesse des porteurs dans le semiconducteur. A partir de l'expression de J_D , on peut estimer le champ électrique nécessaire à l'instauration du courant de conduction dans la zone non désertée. Cette valeur de champ conditionne la valeur de la mobilité comme pour tout semiconducteur. On conçoit ainsi que, sous fort champ électrique, on tende vers un régime de vitesse limite. Concrètement, ceci impose une limite sur la puissance de pompe. En effet, si l'excursion de tension est de grande amplitude, il en sera de même pour le courant de déplacement ($J_D = \epsilon \partial E / \partial t$), expliquant une augmentation de la valeur du champ électrique.

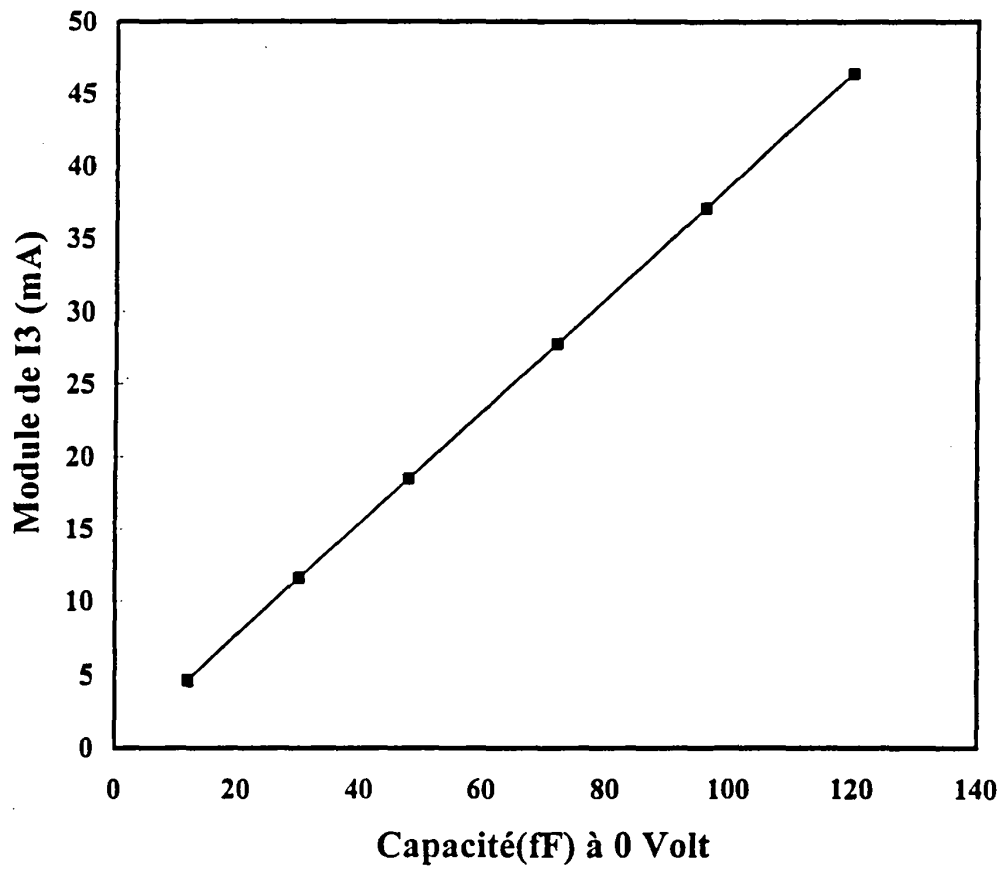


Figure 1.16 : Influence de la capacité à 0 Volt sur le module de l'harmonique 3 de courant pour un fonctionnement en tripleur.

Pour résumer, il apparaît que:

- les effets d'inertie ne se font sentir qu'à des fréquences très élevées. On pourra donc satisfaire assez facilement la condition $f = f_c/10$.
- pour les diodes Simple Barrière, compte tenu des effets de conduction parasites, les niveaux de puissance nécessaires pour explorer la zone non linéaire de capacité sont souvent suffisamment faibles pour éviter des régimes de fonctionnement limites.
- enfin, on aura intérêt à travailler à niveau de dopage suffisant pour limiter la résistance série de la zone non désertée.

3.2 Richesse harmonique

Comme nous le verrons par la suite, une diode présentant une non linéarité capacitive permet de transposer de la puissance à haute fréquence avec une grande richesse harmonique. De la même manière que pour la diode à puits quantique, nous tenterons de donner quelques critères d'optimisation spécifiques à ce cas de figure.

En première analyse, en se plaçant dans des conditions de fonctionnement telles que nous puissions profiter des symétries de la caractéristique (absence de prépolarisation), les critères d'optimisation sont:

- la valeur de la capacité à 0 Volt
- le contraste en capacité
- l'amplitude de la tension de pompe

Concernant la valeur de la capacité à l'équilibre, on trouve en règle générale des valeurs bien moindres que celles déduites de la simple approximation du condensateur plan $C = \epsilon S/W$, en restreignant l'équivalent de l'épaisseur du diélectrique à la largeur de barrière. Cette divergence vient du fait que les zones d'écrantage du champ électrique sont loins d'être négligeables compte tenu des zones d'espaceurs. Il faut donc parler plus de largeur effective qui peut être deux à trois fois supérieure. La figure (1.16) montre, dans le cas d'un tripleur de fréquence, l'intérêt d'augmenter C_0 pour obtenir une plus grande puissance de sortie. Cependant, lors de la montée en fréquence cette augmentation de capacité ne sera pas favorable. Comme nous le verrons au chapitre 4, il s'agira d'un compromis tout en sachant que pour atteindre le Terahertz, la diminution de C_0 sera le passage obligé.

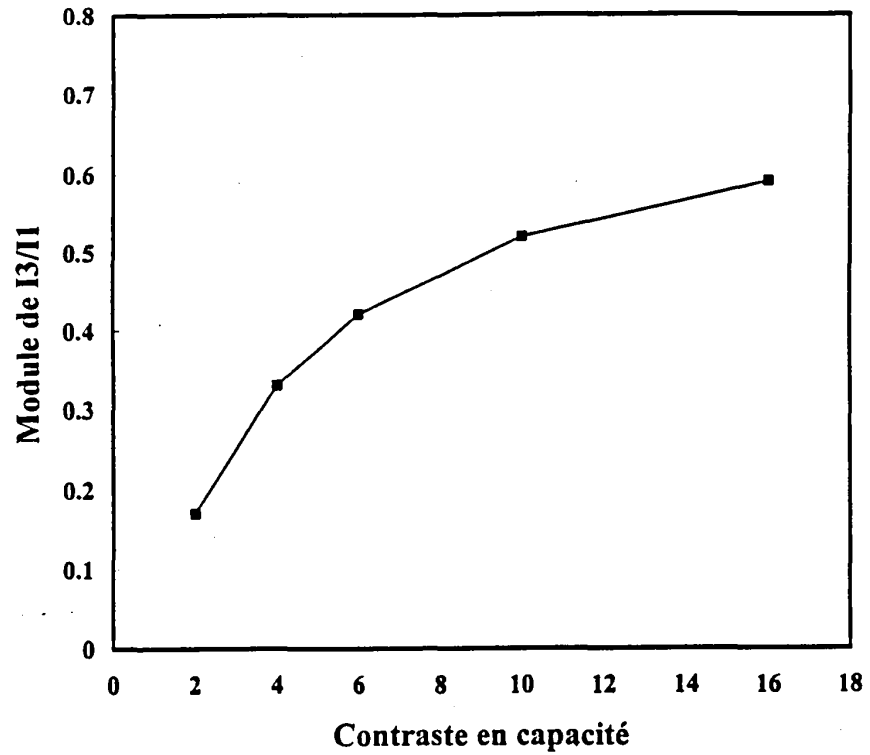


Figure 1.17 : Evolution de la richesse en harmonique 3 en fonction du contraste en capacité.

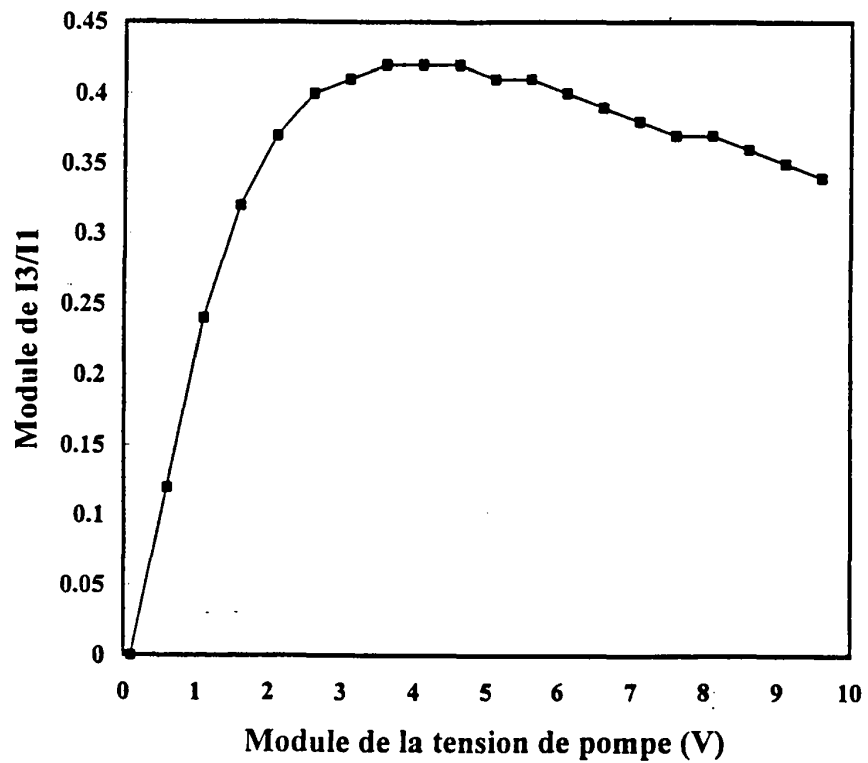


Figure 1.18 : Mise en évidence de l'existence d'un optimum pour la tension de pompe par le tracé de la richesse en harmonique 3.

Cependant une baisse de la capacité à l'équilibre induit une diminution du contraste C_0/C_{sat} . Ce contraste, pouvant se définir comme le rapport entre la capacité à 0 Volt et la capacité dans des conditions de complète désertion, est l'autre élément essentiel dans l'optimisation. Ainsi, comme le montre la figure (1.17), l'amélioration de la richesse harmonique passe par l'augmentation du rapport des capacités. Pour des structures conventionnelles, il s'avère très difficile de dépasser la valeur 2. En fait, ce n'est que par un travail d'optimisation de la structure que nous pouvons espérer obtenir des profils $C(V)$ plus favorables avec des variations de capacité de l'ordre de 5.

Il reste un dernier facteur à définir qui concerne la tension de pompe. Pour ce faire, nous présentons la figure (1.18) montrant la richesse en harmonique 3 en fonction du module de la tension de pompe. Une valeur optimale se dégage correspondant au début de zone saturée de la caractéristique $C(V)$. Cette notion se transposera, comme le montrera une étude plus large dans le dernier chapitre, sur la puissance de source.

Notons enfin qu'il est bien évident qu'en utilisant un élément essentiellement capacitif en série avec une résistance R_s , on se trouve dans des conditions de forte désadaptation. Dès lors, les transferts de puissance entre le générateur de pompe et l'élément non linéaire sont peu efficaces. En d'autres termes, si le rendement intrinsèque de l'élément réactif est très favorable comme le prouvent les équations de Manley-Rowe, concrètement, il devient difficile d'obtenir un rendement global supérieur à quelques dizaines de % à moins d'insérer le composant actif entre des quadripôles d'adaptation adéquats sans pertes en entrée et sortie.

Conclusion

Sur ce chapitre introductif, nous retiendrons la possibilité d'utiliser deux types d'éléments non linéaires, l'un faisant état de variations abruptes de conductance et l'autre de capacité.

Intrinsèquement, les composants qui présentent ce type de non linéarité, compte tenu des récents progrès de la technologie, sont capables de fonctionner à des fréquences extrêmement élevées. C'est en particulier le cas de la structure double barrière qui est

limitée fondamentalement par le temps de durée de vie des porteurs sur les niveaux quantiques. Il en est de même pour des structures type Varactor pour lesquelles les fréquences limites sont largement au delà du Terahertz.

Même si dans les deux cas la richesse harmonique est élevée, l'obtention de transferts efficaces de puissance nécessitera une attention particulière à l'environnement des composants. La résistance série et la capacité du dispositif s'avèrent, sur ce point, les éléments déterminants.

En ce qui concerne l'efficacité de la multiplication, le recours à une non linéarité résistive ne peut se justifier que si on peut augmenter notablement les rendements de conversion par le bénéfice d'un effet de résistance différentielle négative. Pour une non linéarité capacitive, la nouveauté vient plus des propriétés de symétrie inhérentes à l'utilisation d'hétérostructures.

Enfin, le problème de transferts de puissance non optimaux, suite aux désadaptations, a été présenté comme l'un des facteurs primordiaux des expériences de multiplication à haut rendement.

Bibliographie

- [1] Page C.H.
'Frequency conversion with positive non linear resistor'
Journal of research of the national bureau of standard, Vol 56, n° 4,
April 1956.

- [2] Page C.H.
'Harmonic generation with ideal rectifiers'
Proceedings of the I.R.E., October 1958, p 1738.

- [3] Pantell R.H.
'General power relationships for positive and negative non linear
resistive elements'
Proceedings of the I.R.E., December 1958, p 1910.

- [4] Manley J.M., Rowe H.E.
'Some general properties of non linear elements Part I. General
energy relations.'
Proceedings of the I.R.E., July 1956, p 904.

- [5] Andreyev V.S.
'Frequency multiplication in devices with negative resistance'
Radio Eng. Electron. Phys. 20, 1975, p 136.

- [6] Penfield P., Rafuse R.P.
Varactor applications
M.I.T. Press, 1962.

- [7] Bradley F.R.
'The application of planar monolithic technology to Schottky Varactor millimeter wave frequency multipliers'
Ph.D., May 1992, University of Virginia.

- [8] Hwu J.R.
'A mm wave high power monolithic back-to-back Varactor diode frequency tripler'
Microwave Journal, May 1993, p 240.

- [9] Hwu R.J., Sadwick L.P.
'Limitations of back-to-back barrier-intrinsic-n⁺ (B.I.N.) diode frequency tripler'
IEEE Trans. on Electron Dev., Vol 39 , n° 8, August 1992, p 1805.

- [10] Lieneweg U., Tölmunen T.J., Frerking M.A., Maserjian J.
'Modeling of planar varactor frequency multiplier devices with blocking barriers'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 40, n° 5, May 1992.

- [11] Choudhury D., Frerking M., Batelaan P.
'A 200 GHz tripler using a Single Barrier Varactor'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 41, n° 4, April 1993.

- [12] Nielsen S.M., Grönqvist H., Hjelmgren H., Rydberg A., Kollberg E.
'Single Barrier Varactor for submillimeter wave power generation'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 41, n° 4, April 1993, p 572.

- [13] Rydberg A., Grönqvist H., Kollberg E.
'Millimeter and submillimeter wave multipliers using quantum barrier Varactor diodes'
IEEE Electron Dev. Lett., Vol 11, n° 9, September 1990, p 373.

- [14] Chang L.L., Esaki L., Tsu R.
'Resonant tunneling in semiconductor double barriers'
Appl.Phys.Lett. 24(12), 1974, p 593.
- [15] Brown E.R., Parker C.D., Mahoney L.J., Molvar K.M., Söderström J.R., Mc Gill T.C.
'Oscillation up to 712 GHz in InAs/AlSb Resonant Tunneling Diode'
A.P.L. 58(20), May 1991, p 2291.
- [16] Bouregba R.
Thèse de l'Université de Lille I, Septembre 1991.
- [17] Kesan V.P., Neikirk D.P., Blakey P.A., Streetman B.G., Lindon T.D.
'The influence of transit time effects on the optimum design of maximum oscillation frequency of quantum well oscillators'
IEEE Trans. on Electron Dev., Vol 35, 1988, p 405.
- [18] Bouregba R.
D.E.A. de l'Université de Lille I, Juillet 1988.
- [19] Mellington G., Miles R.E., Polar R.D., Steenson D.P., Chamberlain J.M., Henini M.
'Millimeter wave self oscillating mixers using resonant tunneling devices'
Proceedings of the 23th Eu.M.C., Madrid, Septembre 1993, p 255.
- [20] Rodwell M.J.W. et al.
'Active and non linear wave propagating devices in ultrafast electronics and optoelectronics'
Proceedings of the IEEE, Vol 82, n° 7, July 1994, p 1337.

- [21] Scott J.S., Kaminski J.P., Wanke M., Allen S.J., Chow D.H., Lui M., Liu T.Y.
'Terahertz frequency response of an $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{AlAs}$ resonant tunneling diode'
A.P.L. 64(15), April 1994, p 1995.
- [22] Lampin J.F., Vanbésien O., Tanguy O., Lippens D.
'Large signal impedance of resonant tunneling diodes'
Proceedings of the 5th Inter. Symp. on Space Terahertz Technology,
Ann Arbor, Michigan, May 1994.
- [23] Hase I., Kawai H., Kaneko K., Watanabe N.
'Electron transport through the M.O.C.V.D. grown
 $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ heterojunction barrier'
Electron.Lett., Vol 20, 1984, p 491.
- [24] Kollberg E., Rydberg A.
'Quantum barrier Varactor diodes for high efficiency millimeter
wave multipliers'
Electron. Lett., Vol 25, n° 25, 1989, p 1696.
- [25] Champlin K.S., Eisenstein G.
'Cutoff frequency of sumillimeter Schottky barrier diodes'
IEEE Trans. on M.T.T. 26, n° 1, January 1978.
- [26] Kollberg E.L., Tölmunen T.J., Frerking M.A., East J.R.
'Current saturation in submillimeter wave Varactor'
IEEE Trans. on MT.T., Vol 40, n° 5, May 1992, p 831.

Chapitre 2

Optimisation des structures double barrière et techniques de fabrication

CHAPITRE 2

OPTIMISATION DES STRUCTURES DOUBLE BARRIERE ET TECHNIQUES DE FABRICATION

Introduction

Dans ce chapitre, nous nous proposons de définir des critères d'optimisation des structures double barrière en vue d'une utilisation en multiplication à des fréquences très élevées. Nous baserons cette étude sur l'expérience acquise, au cours de ces dernières années, sur les composants à puits quantique [1] [2].

En fait, par rapport à la présentation simplifiée du premier chapitre, les diodes qui sont réalisées comportent une zone d'interférence quantique et des zones d'accès qui jouent un rôle très important dans les mécanismes d'injection et de collecte des électrons. En règle générale, nous mettrons en évidence une grande sensibilité des caractéristiques de conduction à la géométrie des structures, ainsi qu'une interdépendance étroite des phénomènes physiques mis en jeu.

Sur cette base, nous nous efforcerons ensuite de comparer différents systèmes de matériaux et de donner des valeurs typiques de paramètres pour la conception de ces structures.

Cette étude sur la définition de la croissance épitaxiale étant faite, nous allons considérer en dernière phase, les techniques de fabrication qui apparaissent primordiales dans la recherche de fonctionnements à des fréquences très élevées.

1 Les outils numériques de modélisation

1.1 Description des interférences quantiques

La procédure numérique menant à la détermination des caractéristiques de conduction se fait en trois étapes avec les hypothèses suivantes :

- nous supposons tout d'abord des interfaces abruptes aux hétérojonctions;
- ensuite l'analyse est faite dans l'approximation de la masse effective;
- enfin, nous négligeons toute perte de cohérence au cours du transfert de charges entre zones d'émetteur et de collecteur.

La première étape consiste à déterminer la fonction enveloppe résultat de la modulation de matériau de type double barrière-puits en résolvant l'équation de Schrödinger unidimensionnelle indépendante du temps :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{d\Psi(k_z, z)}{dz} \right) + [V(z) - Ez]\Psi(k_z, z) = 0 \quad (2.1)$$

Dans cette expression, $\Psi(k_z, z)$ est la fonction d'onde correspondant à une énergie transverse Ez ou à un vecteur d'onde k_z , l'axe z étant pris dans la direction de croissance. Vz est un potentiel variable spatialement tenant compte à la fois des variations des potentiels cristallin et électrostatique. On peut également introduire une variation de masse effective sur l'espace qui traduit le changement de matériau.

En pratique, la résolution de cette équation se fait par un algorithme itératif de type Runge Kutta [3] avec pour données d'entrée les paramètres structuraux (masse effective, discontinuité de bande de conduction essentiellement) et les conditions de polarisation. Les informations disponibles en sortie sont, quelque soit l'énergie considérée, les variations spatiales de la fonction d'onde, à partir desquelles on peut déterminer les probabilités de présence et les coefficients de transmission [4]. Ce calcul ne se réduit donc pas qu'à une recherche de valeurs propres tel qu'il est posé pour une situation de confinement strict.

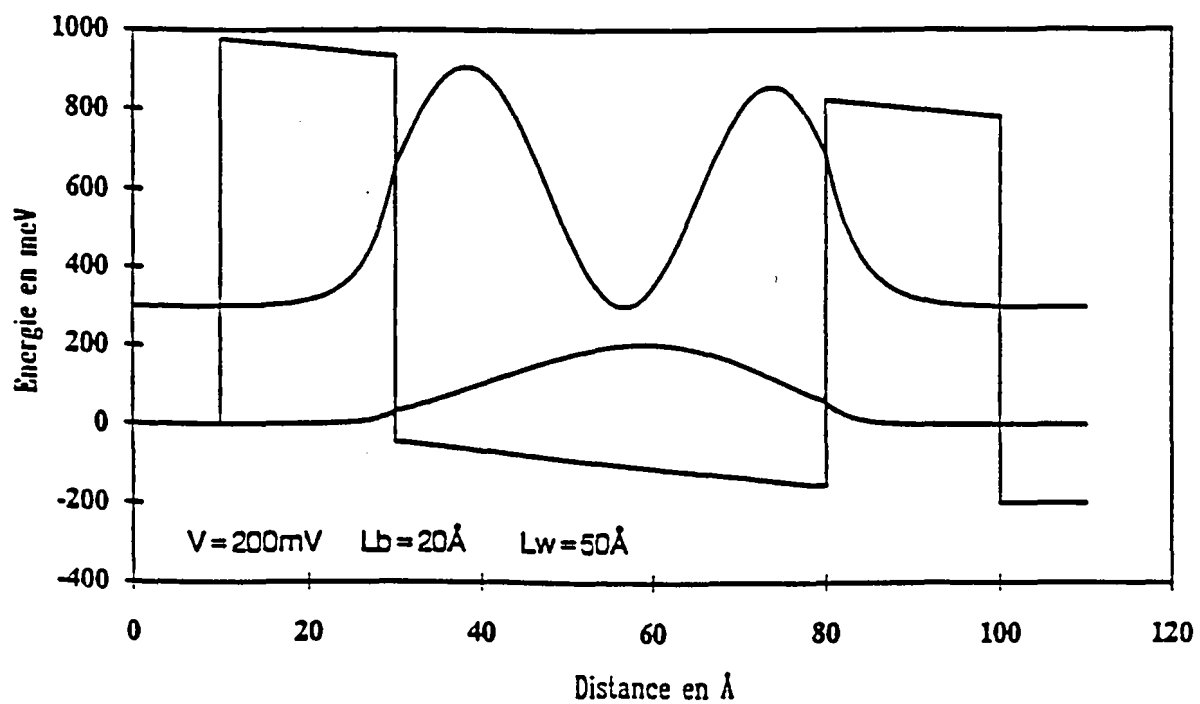


Figure 2.1 : Probabilités de présence électronique en unité arbitraire sur le premier et le deuxième niveau pour une tension de 200 mV. On note un décalage des fonctions d'onde vers le collecteur consécutif à une augmentation de la transparence de la barrière collecteur.

En dernière étape, nous déterminons la densité de courant pour toute valeur de tension, à l'aide de l'équation suivante [5] :

$$J(V_c) = \frac{qm^* k_b \theta}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E_z, V_c) F(E_z, V_c) dE_z \quad (2.2)$$

où $T(E_z, V_c)$ désigne le spectre de transmission à la valeur de tension de polarisation V_c , k_b et θ désignent respectivement la constante de Boltzmann et la température.

La fonction $F(E_z, V_c)$ intervenant dans l'expression (2.2) est appelée fonction d'alimentation ou "Supply function". Elle reflète la distribution des porteurs côtés émetteur et collecteur sur les états d'énergie E_z . Elle est obtenue en intégrant la distribution de Fermi sur les vecteurs d'onde parallèles aux couches épitaxiées ($k_{//}$).

Pour un émetteur tridimensionnel, avec des zones réservoirs d'électrons également dopées, la fonction d'alimentation s'écrit [6] :

$$F(E_z, V_c) = \ln \left[\frac{1 + \exp \left[\frac{E_f - E_z}{k_b \theta} \right]}{1 + \exp \left[\frac{E_f - E_z - qV_c}{k_b \theta} \right]} \right] \quad (2.3)$$

Résultats typiques

Fonction d'onde

A titre d'illustration, nous avons considéré trois exemples concernant le calcul de la fonction d'onde, de la transmission et des caractéristiques de courant.

Sur la figure (2.1), nous avons tracé pour une double barrière, 20Å d'AlAs et 50Å de GaAs, les variations spatiales de la probabilité de présence pour les deux premières valeurs propres d'énergie du puits quantique sous une polarisation de 200 mV.

Cette figure montre une large pénétration de la densité de probabilité principalement dans la barrière aval compte tenu de la chute de tension importante. Cette pénétration, qui est à l'origine du couplage avec les zones de contact, influence

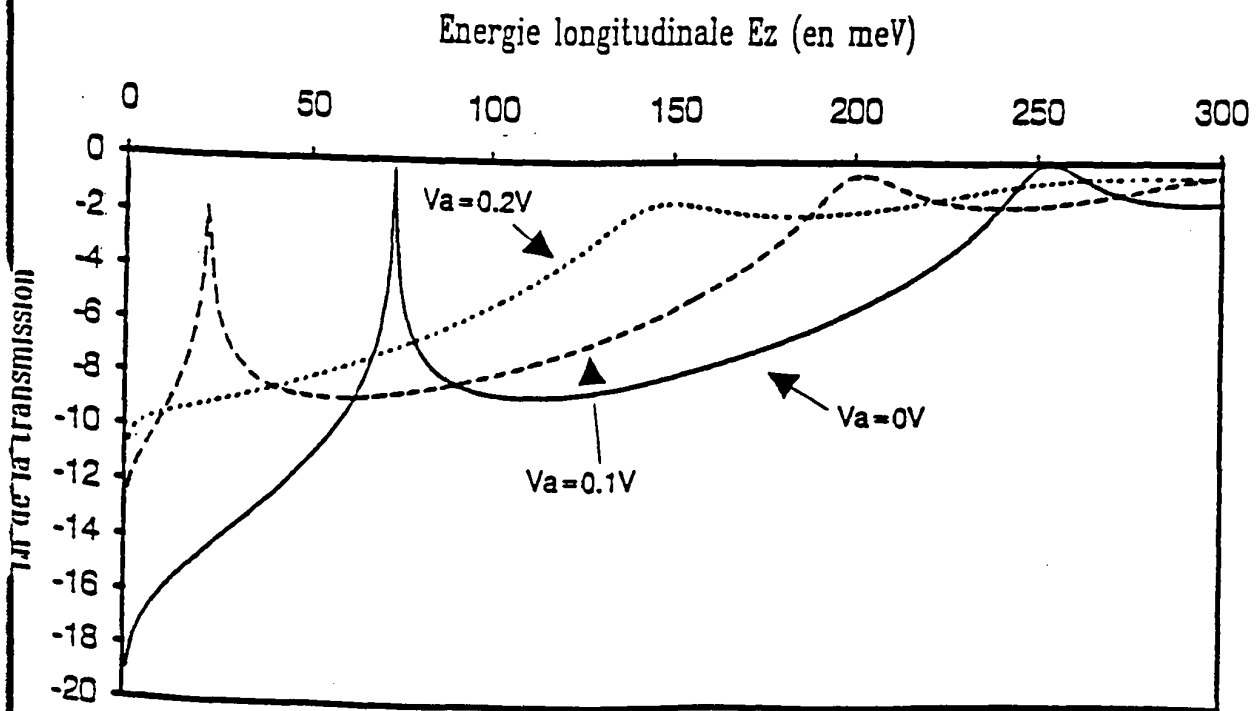


Figure 2.2 : Probabilités de transmission en fonction de l'énergie longitudinale. L'application d'un champ électrique entraîne un décalage des niveaux quantifiés vers les basses énergies.

directement le temps de durée de vie des porteurs sur les niveaux quantiques du puits. Cette notion de durée de vie finie est à l'origine de l'appellation de niveau quasi-lié.

Quantitativement, ce temps de résidence sur le niveau n'est accessible que par une analyse au voisinage de la résonance justifiant une étude spectroscopique. En première analyse, nous pouvons avoir une idée assez précise des énergies de résonance par un calcul des seuls états propres.

Transmission

Le caractère résonnant du transport se retrouve sur les variations en fonction de l'énergie transversale de la probabilité de transmission dont les évolutions sont précisées sur la figure (2.2) pour différentes valeurs de tension.

A chaque niveau quantique correspond une résonance plus ou moins sélective suivant le degré de couplage avec les zones de contact. Concrètement, cette sélectivité est forte pour l'état fondamental dans la mesure où l'électron voit des barrières de confinement élevées.

Elle tend à s'estomper pour des états propres d'ordre supérieur. La référence d'énergie est prise par rapport au bas de la bande de conduction côté émetteur. Pour cet exemple, la barrière est en AlGaAs avec 30 % d'Aluminium.

En absence de tension (condition d'équilibre), le coefficient de transmission prend des valeurs unitaires pour les énergies de résonance dans la mesure où la structure est symétrique.

Sous polarisation, on observe un décalage global de la courbe de transmission avec une variation linéaire (de type bras de levier) des pics de résonance dans une situation de champ électrique uniforme.

La chute de potentiel a par ailleurs pour effet de dissymétriser la structure, la barrière collecteur étant plus transparente. Ceci a pour effet de minorer les valeurs résonnantes de la transmission [7].

Bien que les probabilités de transmission soient une information obtenue en régime statique, on peut l'utiliser pour déterminer en première analyse la fréquence de coupure intrinsèque du composant, qui s'écrit: $f=1/2\pi\tau$,

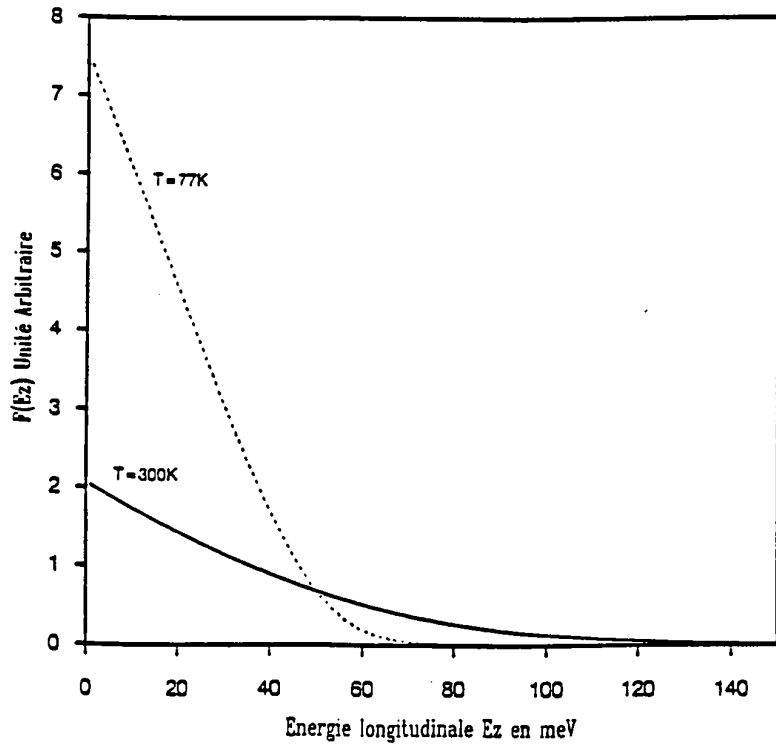


Figure 2.3 : Fonctions d'alimentation pour un niveau de Fermi égal à 50 meV dans les zones émetteur et collecteur. L'augmentation de la température se traduit par un étalement de la distribution électronique vers les états de haute énergie.

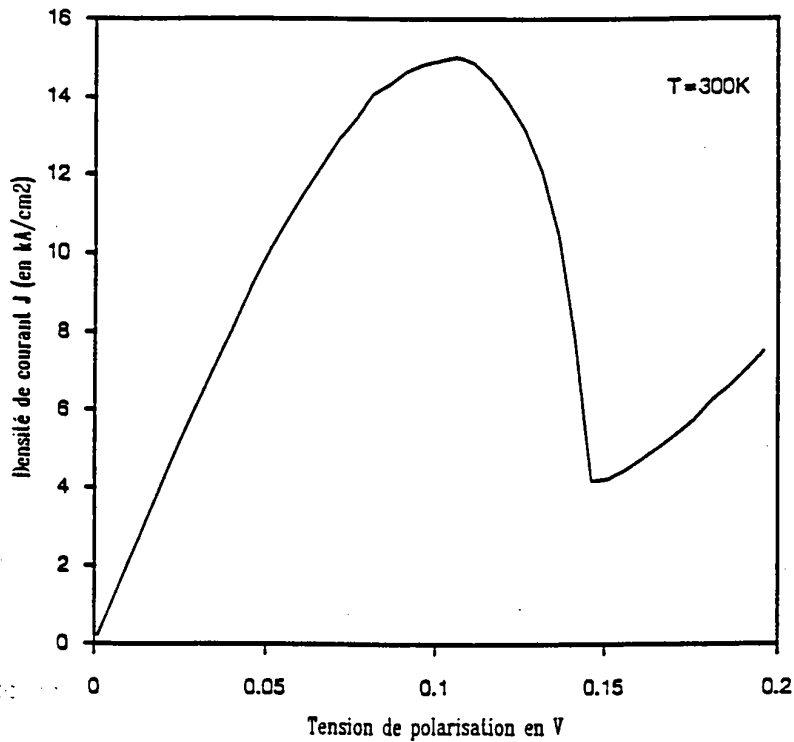


Figure 2.4 : Caractéristique de conduction calculée à 300 K, pour une structure GaAlAs/GaAs, avec un modèle cohérent sans prise en compte de l'influence des zones d'accès.

En effet, on peut montrer que la largeur à mi-hauteur Γ_E de la courbe de transmission est directement reliée à τ_r par la relation [8]:

$$\tau_r = \frac{\hbar}{\Gamma_E} \quad (2.4)$$

avec \hbar la constante de Planck réduite.

Enfin, il est possible d'obtenir l'ordre de grandeur de la tension de seuil pour observer un effet de R.D.N. Rappelons qu'il y a rupture de conduction par résonance lorsque le niveau quantique passe sous le bas de bande de conduction de l'émetteur. Pour une variation linéaire de potentiel, restreinte à la double barrière, ceci correspond à appliquer une tension $V_{pic} = 2E_0/q$. Pour des composants réels, il faudra tenir compte d'autres chutes de potentiel notamment dans la résistance série et dans les zones de contact.

Courant

Le calcul de la densité de courant (équation (2.2)) fait intervenir la distribution des porteurs incidents par l'intermédiaire de la fonction d'alimentation. Dans sa forme complète, celle-ci met en jeu des processus d'injection de porteurs à partir des deux zones adjacentes à la double barrière.

Sous polarisation, cependant, la composante correspondant à une injection de la zone collecteur devient très vite négligeable, et la fonction d'alimentation prend alors l'allure de la figure (2.3). Nous avons considéré ici les températures 77 et 300 K, afin d'illustrer l'étalement thermique. Par ailleurs, elle présente une forme quasi triangulaire. La figure (2.4) donne un exemple des variations de courant en fonction de la tension que l'on calcule pour une structure GaAlAs/GaAs à 300 K.

L'étalement thermique entraîne un phénomène de conduction quasi instantané. Les valeurs de densité de courant dépassent très rapidement une dizaine de kA/cm². Consécutivement à la mise hors résonance, le courant chute de façon progressive avec un contraste en théorie important. Au delà de la tension dite de vallée, les valeurs de courant recommencent à augmenter avec des variations quasi exponentielles.

1.2 Description des zones d'accès

En pratique, la structure double barrière, qui constitue la zone quantique, est insérée entre les zones d'accès d'émetteur et de collecteur qui sont généralement constituées d'une région très fortement dopée ($N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) favorisant l'ohmicité des contacts suivies de zones plus faiblement dopées voire même non intentionnellement dopées, appelées zones d'espaceur.

A l'origine, ces zones d'espaceurs permettent de préserver la structure double barrière de la migration des atomes dopants.

Compte tenu de cette modulation de dopage, on observe des phénomènes marqués de réaction de charge d'espace qui vont introduire des courbures dans les variations spatiales de la bande de conduction. Schématiquement, on peut distinguer trois processus de réactions élémentaires, respectivement de diffusion, d'accumulation et de désertion.

Diffusion n^+-n

Ce processus de diffusion intervient aux transitions n^+-n . D'un point de vue des propriétés de transport, on peut se limiter en première approximation au phénomène de diffusion dans la zone d'émetteur dans la mesure où il introduit une barrière de potentiel qui s'oppose au passage des électrons.

L'ordre de grandeur de cette barrière de potentiel peut être obtenu, en première approximation, en considérant la différence des niveaux de Fermi entre les zones de contacts et d'espaceurs qui constituent l'homojonction.

De façon plus exacte, on peut montrer qu'il est possible d'obtenir le profil de variation du bas de bande de conduction, qui sert de référence d'énergie, en résolvant simultanément l'équation de Poisson, traduisant la réaction de charge d'espace, et l'équation de distribution de Thomas-Fermi des porteurs [2].

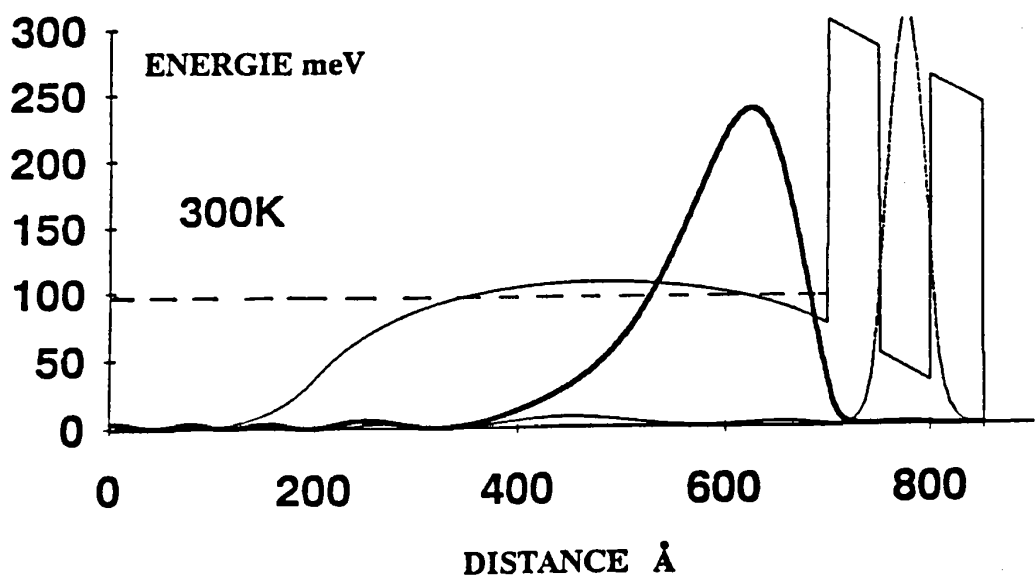


Figure 2.5 : Profil de bande de conduction, dans la montée de de courant, calculé à 300 K. Les fonctions d'ondes sont calculées pour les deux énergies résonnantes $\epsilon_1=105.25$ meV (zone d'accumulation) et $\epsilon_2=115.3$ meV (puits). Le traitement Thomas-Fermi utilisé donne une courbure de bande réaliste.

Concrètement, la barrière de potentiel résultant de la diffusion va restreindre la plage d'énergie d'injection possible. Cependant, ce phénomène est contrebalancé par la création d'une zone d'accumulation près de la barrière.

Accumulation de charges

Fondamentalement, l'accumulation de charges a pour origine la dispersion en énergie des porteurs incidents qui, s'ils n'ont pas une énergie adaptée au niveau propre du puits, vont s'accumuler en amont de la structure double barrière. Quantitativement, le nombre de charges accumulées peut être important dans la mesure où il est comparable à la densité volumique de charges d'un matériau dégénéré. En effet, cette densité de charge permet la montée de champ électrique qui peut atteindre très rapidement des valeurs aussi élevées que 100 kV/cm.

Cette charge localement accumulée induit un puits de potentiel électrostatique de forme quasi-triangulaire avec des dimensions comparables à la longueur d'onde électronique à l'énergie de Fermi. En toute rigueur, il y a donc quantification de l'énergie, et la réaction de charge d'espace doit se traiter en résolvant de façon auto-cohérente les équations de Schrödinger et de Poisson. La difficulté d'un tel traitement vient de l'ouverture du système, au sens où l'on a juxtaposition de zone classique (zone d'accès) et de zone quantique (zone d'accumulation). Par ailleurs, il est difficile de décrire les transitions qui peuvent s'opérer entre états étendus et états localisés. On peut tourner la difficulté en adoptant un traitement de type Thomas-Fermi sur l'ensemble de la structure. Les effets de courbure de bande obtenus sont tout à fait réalistes comme l'illustre la figure (2.5). Nous avons considéré ici une zone d'espaceur en AsGa de 500 Å dopée à 10^{16} cm^{-3} . Le potentiel de diffusion est pour cet exemple de 100 meV, avec un positionnement du niveau de Fermi à 10 meV sous la bande de conduction de la zone faiblement dopée. En ce qui concerne la zone d'accumulation, le potentiel quasi-triangulaire a une profondeur typique de 30 meV avec une ouverture, définie au niveau de Fermi, de 80 Å. Nous avons tracé les fonctions d'ondes associées aux niveaux propres respectivement du puits quasi-triangulaire et du puits quantique.

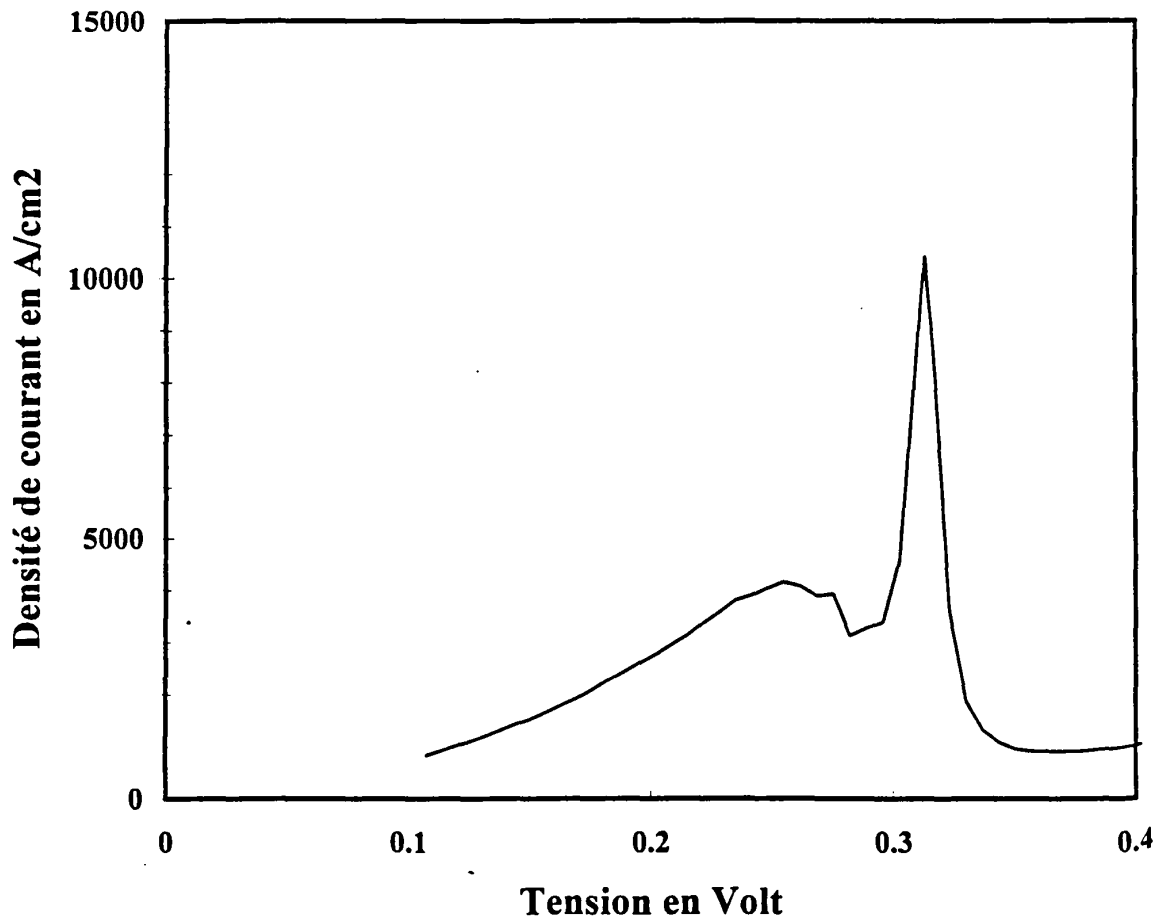


Figure 2.6 : Caractéristique I(V) théorique calculée à 300 K avec prise en compte des zones espaceurs pour une diode GaAlAs/GaAs.

Désertion

Il nous reste à décrire les variations de potentiel résultant de la désertion des porteurs en aval de la double barrière. Dans ce but, on peut partir de l'hypothèse d'une région complètement désertée avec, par conséquent, un écrantage du champ électrique par les donneurs ionisés.

La valeur du champ électrique en début de zone de désertion peut être prise comme celle existant uniformément dans la double barrière. Ceci revient à négliger la réaction de charge d'espace dans le puits de potentiel due aux charges piégées sur les niveaux propres du puits. Pour les composants que nous allons considérer, cette approximation se trouve généralement vérifiée car nous utilisons des structures symétriques. Ainsi, même avec une injection forte de porteurs, pour des diodes à hautes densités de courant, la rétention de charges est faible avec un transfert rapide vers les zones de collecteur. Il n'en serait pas de même avec une structure où la barrière collecteur est beaucoup plus épaisse que la barrière émetteur.

Caractéristique $I(V)$ globale

Il nous reste à définir le calcul du courant pour ces structures réelles où nous venons de mettre en évidence des phénomènes de réaction de charge d'espace prononcés. Ce calcul amène un certain nombre de questions notamment en ce qui concerne le notion d'injecteur. Sur ce point deux approches peuvent être proposées:

- la première, en ne considérant que la zone d'accumulation et le processus de fuite à travers la double barrière [9];
- la seconde, en conservant une zone d'injection de la zone n^+ fortement dopée et en décrivant l'effet de restriction des valeurs d'énergie occupées par les électrons grâce à un calcul de probabilité de transmission à travers la barrière électrostatique de diffusion.

Pour être cohérent avec le résultat des calculs des structures double barrière nues montré lors du premier paragraphe, nous adopterons la seconde approche. Un exemple de résultat obtenu dans ce cas, pour une structure identique à celle considérée auparavant, est donné sur la figure (2.6).

Deux points essentiels nous semblent devoir être soulignés. D'une part, la montée de courant se fait sur une plus large zone de tension, compte tenu de l'effet d'amplification des régions d'espaceurs, avec un certain retard. D'autre part, la zone de R.D.N. a tendance à se restreindre.

L'origine de ces comportements peut se comprendre à partir de la description des effets de charge d'espace. La barrière de potentiel résultant de la diffusion tend à retarder le processus de conduction. La zone de désertion concourt à une amplification des tensions mises en jeu. Enfin, l'intervention dans les processus de coupure de mécanismes résonnants explique des ruptures plus brutales.

En conclusion de cette partie, nous avons vu qu'il est possible d'avoir une première description des mécanismes de conduction sur la base du calcul des fonctions d'onde électronique, solutions de l'équation de Schrödinger indépendante du temps. Ensuite, nous avons pu préciser les modifications, principalement des tensions de seuil, apportées par les zones d'espaceurs. Avec cette approche il est possible de décrire de façon réaliste les densités de courant pic et les tensions V_{pic} et $V_{vallée}$. Par contre, le contraste en courant décrit par le rapport J_p/J_v est toujours largement surestimé compte tenu de l'hypothèse d'un transport sans interactions autres que les réflexions sur la structure double barrière. Il est certain que cette hypothèse est trop restrictive pour des composants réels, pour lesquels il y a perte de cohérence. La prise en compte de ces perturbations (par phonons ou par fluctuations d'interface) dépasse le cadre de ce travail. Il nous semble cependant que les modèles cohérents permettent de mettre en évidence des axes d'optimisation auxquels nous allons nous intéresser à présent.

2 Optimisation et choix d'un système de matériaux

Nous placerons cette discussion sur le choix d'un système de matériaux et l'optimisation des structures en considérant trois grandeurs clés dans les mécanismes de fonctionnement en multiplication très hautes fréquences qui sont:

- la densité de courant;
- le contraste entre états résonnants et non résonnants;
- les tensions de seuil mises en jeu.

2.1 Densité de courant

Le critère d'optimisation de la caractéristique statique est sans aucun doute la densité de courant qui doit être la plus élevée possible. En effet, si on introduit une constante de temps de type RdCd, respectivement la résistance et la capacité de la diode, il est clair qu'en réduisant la résistance à la conduction, il est alors possible de travailler avec des fréquences compatibles avec le domaine millimétrique et submillimétrique. Cela est vérifié expérimentalement que ce soit en oscillation [10] ou en multiplication de fréquence [11] [12] pour des diodes mettant en jeu des densités de courant pic supérieures à 150 kA/cm².

De façon plus fondamentale, la possibilité de fonctionner en très haute fréquence est liée au temps de vie des porteurs sur le niveau quantique. Pour comprendre qu'en réalité les deux critères densité de courant et temps de résidence sont liés, on peut partir de la formule analytique suivante qui donne en première approximation la densité de courant pic [1]:

$$J_p = \frac{qm^* (E_f - E_0)}{4\pi\hbar^3} T_{res} \Gamma_E \quad (2.5)$$

Dans cette expression T_{res} est la valeur de transmission à la résonance. E_0 est une valeur de référence où nous obtenons le courant pic. Γ_E est la largeur à mi-hauteur de la courbe de transmission en fonction de l'énergie. Les autres grandeurs ont leurs significations habituelles.

Le paramètre important est ici Γ_E . Il est lié au temps de résidence par la relation $\Gamma_E = \hbar/\tau$ et à la transparence des barrières par l'équation:

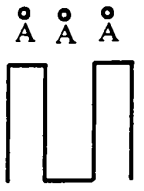
	<p>Jpic (kA/cm²) T = 300 K</p>
60/50/60	2.5
50/50/50	13
40/50/40	48
20/50/20	100

Figure 2.7 : Tableau montrant l'influence d'une réduction de la largeur des barrières (L_b) sur la densité de courant pic pour des structures symétriques.

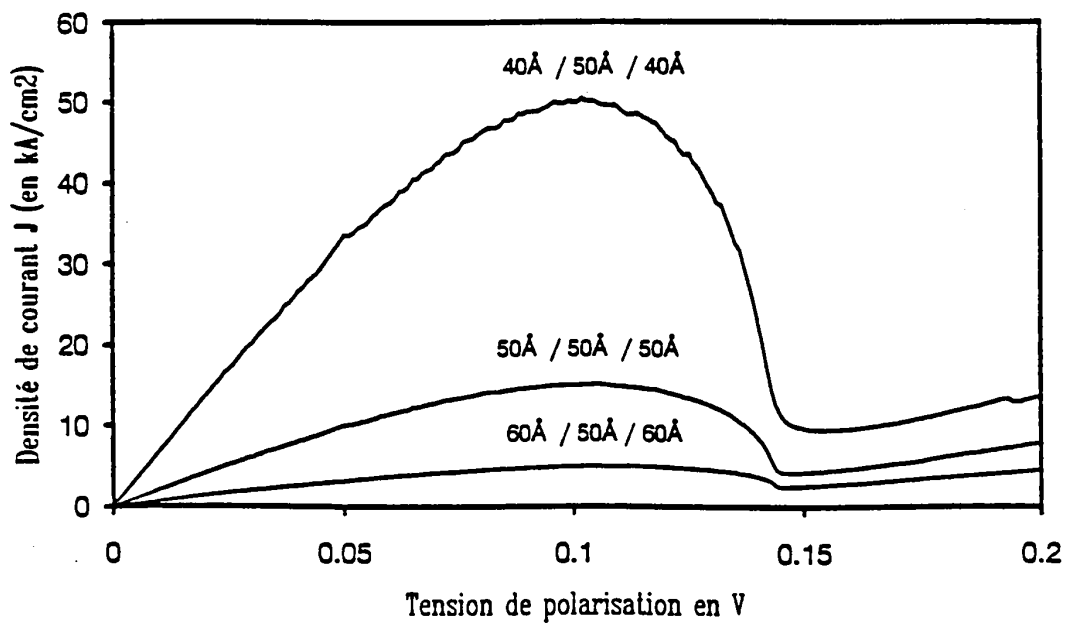


Figure 2.8 : Caractéristiques statiques $J(V)$ calculées en fonction de L_b pour des structures GaAlAs/GaAs.

$$\Gamma_E = \frac{E_1}{\pi} (T_g + T_d) \quad (2.6)$$

T_g, T_d sont les transmissions élémentaires des barrières gauche et droite.

E_1 est la valeur d'énergie du niveau fondamental.

Par analyse de l'équation (2.5), on constate que l'obtention d'une densité de courant élevée passe, outre un niveau de Fermi important, par l'augmentation de la transparence des barrières. Concrètement, la transparence d'une barrière peut être modulée en jouant sur sa largeur (ceci est clair à partir de l'expression $T = \exp(-\alpha L_b)$), avec L_b symbolisant la largeur de barrière et α constante d'atténuation dans la barrière.

La figure (2.7) montre un tableau illustrant les relations entre largeurs de barrières et densités de courant pic pour des structures à largeur de puits constante et différentes configurations de barrières. On constate, dès que L_b approche 20 Å, que les densités de courant atteignent 100 kA/cm² conformément au critère précédent, relatif aux valeurs nominales de densité de courant.

On pourrait établir des évolutions similaires concernant le temps de vie avec une forte réduction par décroissance des largeurs de barrière, non plus par des mesures électriques mais par des mesures de photoluminescence résolue en temps [13].

Si on cherche à présent une limite inférieure dans cette réduction des barrières, plusieurs facteurs interviennent. En premier lieu, l'obtention d'une densité de courant élevée se fait au détriment du rapport J_{pic} sur $J_{vallée}$ (J_p/J_v). En second lieu, il faut considérer les limites technologiques. Sur la base d'une monocouche (maille atomique divisée par 2, soit 2,8 à 3 Å typiquement), on se heurte rapidement au problème de la dégradation de la qualité des barrières aux très petites dimensions. Dans l'état actuel de la technologie, on peut situer cette limite à environ 11 Å, soit 4 monocouches.

Les calculs numériques nous ont permis d'obtenir les résultats montrés sur la figure (2.8). La largeur de barrière varie de 40 Å à 60 Å induisant une variation de J_{pic} d'au moins un ordre de grandeur pour des structures GaAlAs/GaAs.

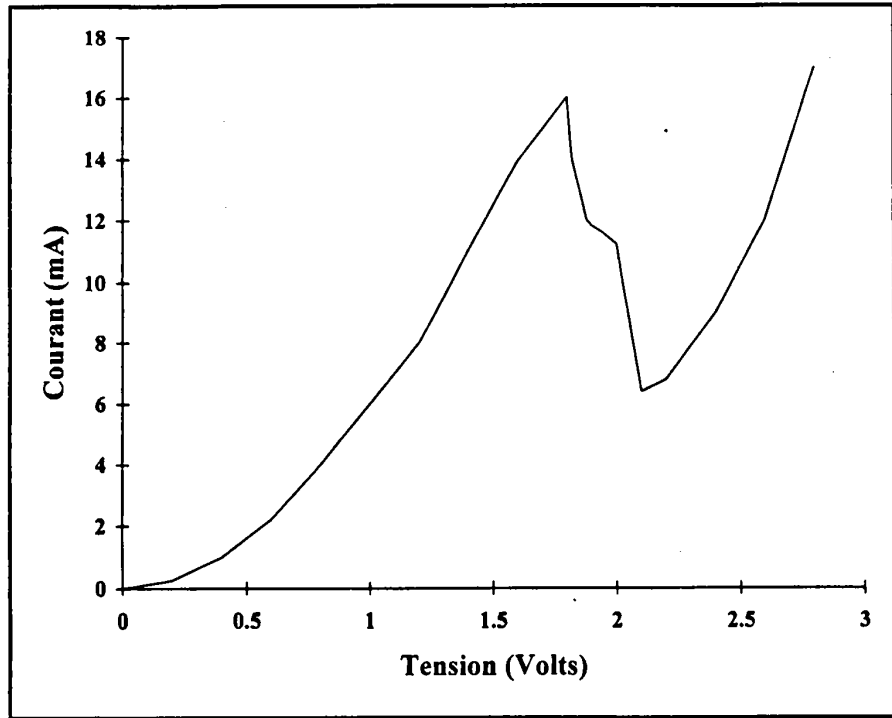
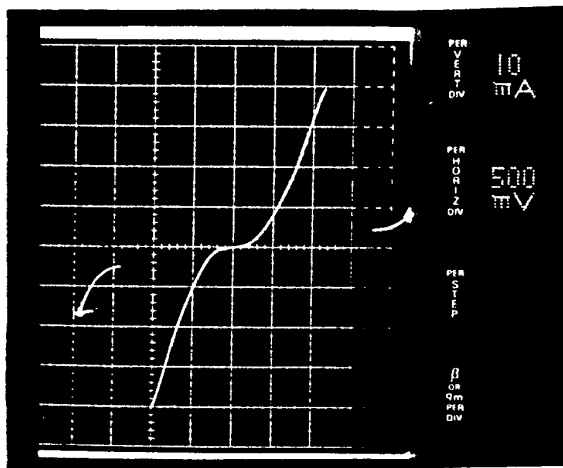


Figure 2.9 : Caractéristique de conduction d'un échantillon AlAs/GaAs, relevée à 300 K. Les barrières font 17 Å de large et le puits 45 Å. La densité de courant pic est supérieure à 100 kA/cm².



Ga _{0.47} In _{0.53} As	4 10 ¹⁸ cm ⁻³ (Si)	5000 Å
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁷ cm ⁻³ (Si)	500 Å
Ga _{0.47} In _{0.53} As	NID	50 Å
AlAs	NID	17 Å
Ga _{0.47} In _{0.53} As	NID	50 Å
AlAs	NID	17 Å
Ga _{0.47} In _{0.53} As	NID	50 Å
Ga _{0.47} In _{0.53} As	10 ¹⁷ cm ⁻³ (Si)	500 Å
Ga _{0.47} In _{0.53} As	4 10 ¹⁸ cm ⁻³ (Si)	5000 Å
InP	Substrat Semi-isolant	

Figure 2.10 : Séquence épitaxiale et relevé expérimental à 300 K d'une structure à couches contraintes Ga_{0.47}In_{0.53}As/AlAs. J_p est de 50 kA/cm² pour une largeur de barrière de 17 Å.

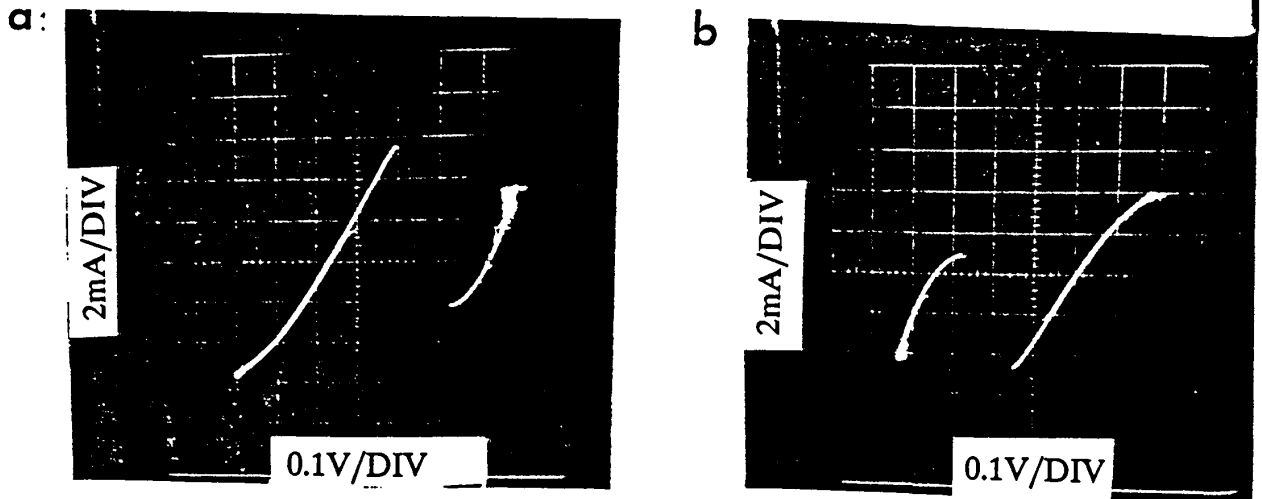
Concernant les matériaux, nous pouvons exploiter trois grandes familles de structures en faisant référence soit au substrat, soit à l'élément déterminant.

Considérons tout d'abord la structure GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs. Dans ce cas, ce sont surtout les structures GaAs/AlAs qui sont utilisées avec l'avantage d'une très forte discontinuité en bande de conduction. En effet, à la condition de barrières fines, on peut s'affranchir des phénomènes de conduction par vallée X et ne considérer que les transmissions de type Γ . On obtient dans ce cas une discontinuité ΔE_c de l'ordre de 1 eV, particulièrement favorable à la sélectivité des phénomènes de résonance. Par ailleurs, on peut montrer [2] que ce n'est pas la masse de bas de bande de conduction du matériau AlAs qui gouverne la pénétration de la fonction d'onde, mais une masse de bande interdite. Celle-ci peut être prise en première approximation comme égale à celle du matériau d'émetteur. Sur ces critères, une structure typique serait obtenue par le motif 17 Å de barrière, 45 Å de puits. On peut vérifier que cette structure présente des propriétés électriques en accord avec les critères définis auparavant à partir de la figure (2.9), qui montre la caractéristique d'un composant de faible section. La densité de courant mesurée dans ce cas est supérieure à 100 kA/cm².

A l'aide de barrières AlAs, on peut également concevoir des structures Ga_{0.47}In_{0.53}As/AlAs, à barrières contraintes, partant d'un substrat InP dont le motif est précisé sur la figure (2.10). Enfin, des structures adaptées de type Al_{1-y}In_yAs/Ga_{1-x}In_xAs peuvent être aussi considérées.

Dans les deux cas, on part du même matériau d'émetteur Ga_{1-x}In_xAs, avec $x=0,53$ pour assurer l'adaptation de maille sur InP. On en tire plusieurs avantages, principalement liés à la faible masse effective. Ainsi, sur la base de la discussion précédente, relative à la masse de barrière, on peut espérer augmenter sensiblement la pénétration des fonctions d'onde, et donc la transparence des barrières. Par ailleurs, les matériaux à base d'Indium permettent de positionner le niveau de Fermi, souvent très haut en énergie, facilitant l'obtention de densité de courant élevée conformément à la relation (2.5).

En pratique, on se heurte à plusieurs difficultés liées à la croissance de ces matériaux en adaptation de maille ou contrainte. Pour les structures adaptées Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As, on peut montrer que tout écart de quelques % par rapport à



GaInAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	10^{17} cm^{-3}	15 Å
AlInAs	n.i.d	40 Å
GaInAs	n.i.d	44 Å
AlInAs	n.i.d	40 Å
GaInAs	10^{17} cm^{-3}	15 Å
GaInAs	$1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InP	Semi-Isolant	

Figure 2.11 : Caractéristique I(V) d'une diode double barrière symétrique, en accord de maille, $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ à 300 K:

(a) polarisation directe

(b) polarisation inverse

Nous montrons également la séquence épitaxiale. J_p est ici de 40 kA/cm^2 avec une barrière d'épaisseur de 40 Å.

la valeur nominale de 53 % d'Indium peut entraîner la formation de dislocations préjudiciables au transport perpendiculaire.

Pour les structures contraintes, ou hétérostructures pseudomorphiques, avec une contrainte en extension s'exerçant sur les barrières AlAs, on se trouve rapidement limité par l'épaisseur critique [14] du matériau contraint. Celle-ci peut varier pour des conditions particulières de croissance. En ce qui nous concerne, il semble que la croissance pseudomorphique est assurée pour des largeurs de barrières inférieures à 30 Å. A titre d'illustration des structures conçues sur InP, nous donnons sur la figure (2.10) la caractéristique expérimentale d'une double barrière AlAs/GaInAs épitaxiée au laboratoire avec une largeur de barrière de 17 Å. La densité de courant est ici de 50 kA/cm² et le contraste en courant de 10 pour une température de 300 K.

Pour le système AlInAs/GaInAs, nous reportons sur la figure (2.11) les caractéristiques d'échantillons fournis par le laboratoire de Fujitsu. La séquence épitaxiale est représentée également. La densité de courant pic est de 40 kA/cm² pour une largeur de barrière de 40 Å.

Si nous considérons à présent, toujours du point de vue de la densité de courant, les composés à base d'Antimoine, nous constatons que les valeurs de J_p obtenues en pratique peuvent être très importantes. Elles sont directement liées à la faible masse effective de l'InAs ($m^* = 0,023m_0$). Citons à titre d'exemple, les excellentes performances obtenues par le M.I.T. [15] pour des structures dites de type II (voir figure (2.12)) InAs/AlSb comportant des barrière de largeur de 15 Å pour lesquelles J_{pic} atteint 270 kA/cm². Les calculs de densités de courant que l'on peut effectuer pour ce système de matériau confirme ces valeurs extrêmement élevées comme le montre la figure (2.13). Ce sont ces densités de courant très importantes qui expliquent les résultats en oscillation où la fréquence maximale de fonctionnement est de 712 GHz [16]. Il faut toutefois insister sur la difficulté de fabrication de ces diodes, d'une part car l'emploi d'Antimoine est encore marginal, et d'autre part, car la croissance des matériaux s'élabore en régime métamorphique [17]. En effet, ces structures sont fabriquées à partir de substrat GaAs et un superréseau permet de relaxer la contrainte et de confiner les dislocations dans des zones non utilisées afin que la croissance de la couche active se fasse en quasi-adaptation.

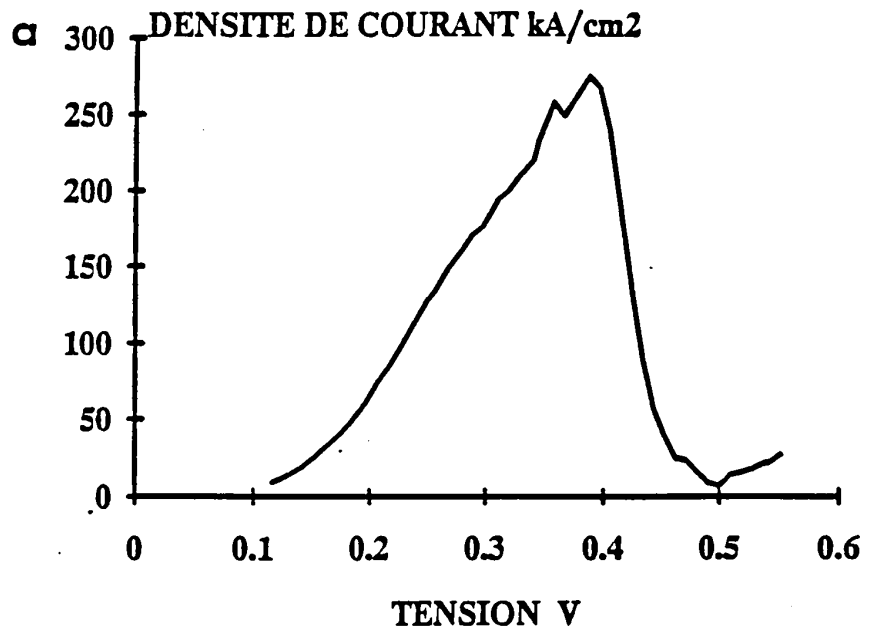


Figure 2.13 : Caractéristique théorique courant-tension à 300 K pour une structure AlSb/InAs. L'épaisseur des barrières est de 15 Å avec un puits de 64 Å. J_p est proche 300 kA/cm².

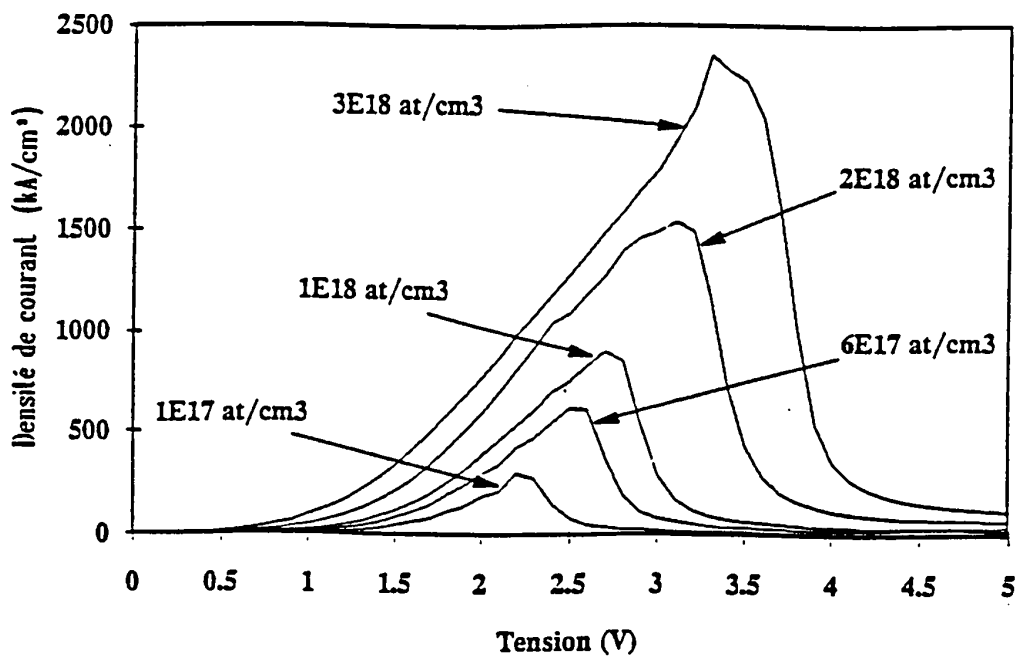


Figure 2.14 : Influence du dopage espaceur sur la densité de courant pic. Nous imposons une variation de dopage comprise entre 10^{17} et $3 \cdot 10^{18}$ at/cm³.

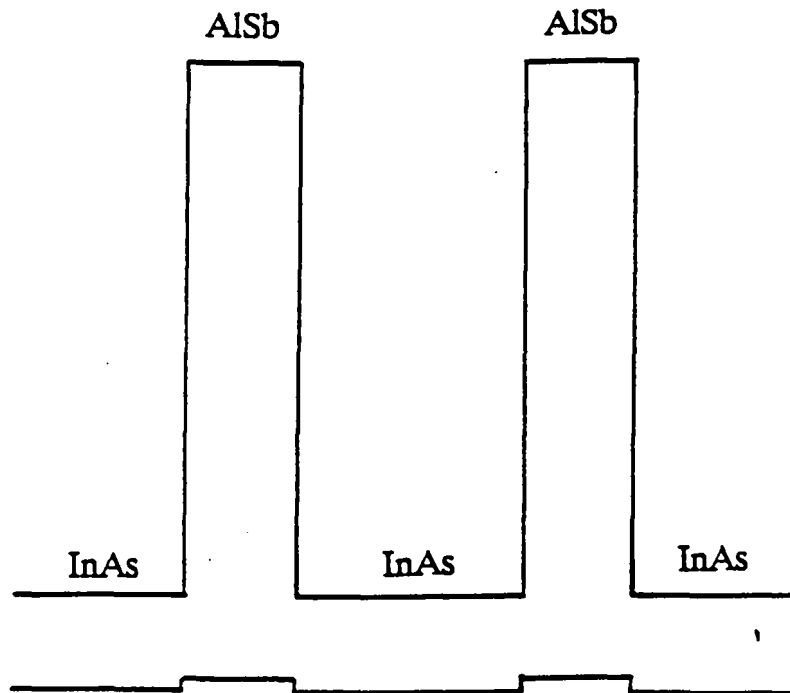


Figure 2.12 : Arrangement des bandes de valence et de conduction pour la double barrière AlSb/InAs donnant un exemple d'hétérostructure de type II.

Les structures GaInAs adaptées sur InP permettent, par ailleurs, d'augmenter sensiblement les niveaux de dopage avec des positionnements de E_f assez hauts en énergie, tant pour les zones réservoir que pour les zones d'espaceurs. La figure (2.14) précise les caractéristiques courant-tension calculées [18] pour un dopage de zone de contact fixé à $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une variation du niveau donneur dans les espaceurs entre 10^{17} et $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nous observons que J_{pic} augmente notablement avec N_d .

Par ailleurs, comme le montre la figure (2.15), les valeurs de J_{pic} théoriques diminuent quand la longueur de l'espaceur augmente. Ceci découle de la diminution de la transparence de la barrière électrostatique créée par la réaction de charge d'espace.

Pour terminer cette discussion sur la densité de courant, mentionnons les efforts entrepris sur des structures à multi-puits (superréseau fini). Dans ce cas, on peut espérer élargir la fenêtre de transmission si le couplage entre puits quantiques est fort [19]. Néanmoins, on se heurte très rapidement à la difficulté de faire croître de multiples interfaces. Par ailleurs, sur des longueurs importantes, on évolue d'un régime balistique vers un régime diffusif (vitesse faible).

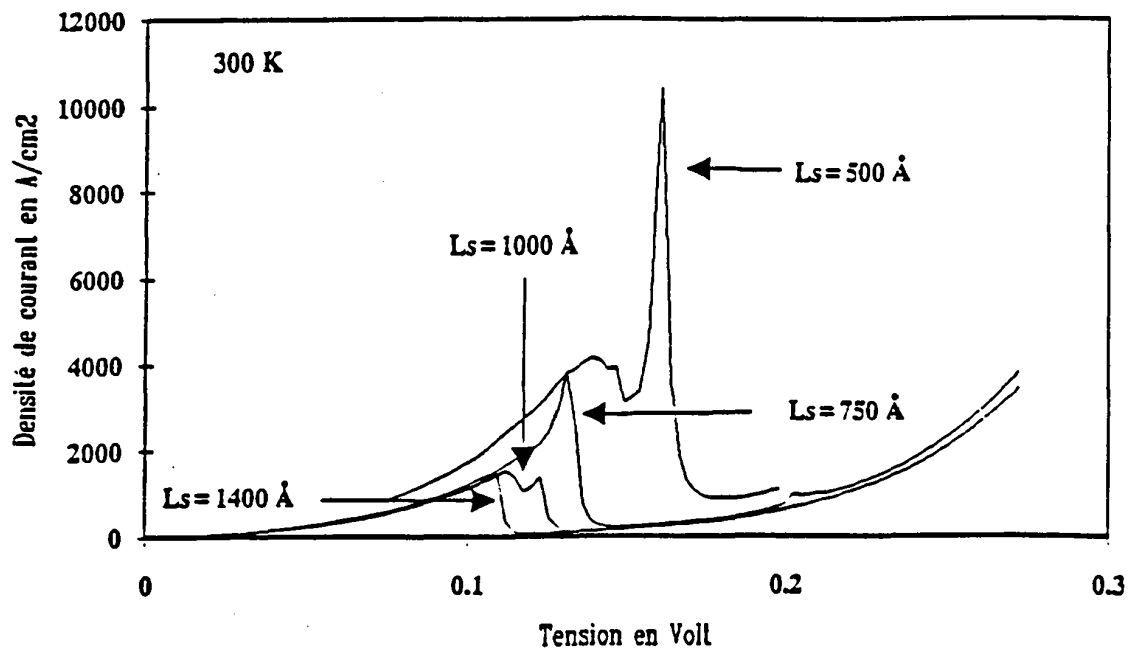


Figure 2.15 : Caractéristiques J(V) calculées en fonction de la longueur de l'espaceur (Ls) à 300 K. L'augmentation de Ls dégrade Jp.

Matériau	m^* conduction	$\Delta\varepsilon_g$ (eV)	$\Delta\varepsilon_c$ (eV)
GaAs/GaAlAs $x = 0.37$	0,067/0,098	1,42/1,88 $\Delta\varepsilon_g = 0,46$	0,3
GaAs/AlAs	0,067/0,150	1,42/2,17 $\Delta\varepsilon_g = 0,75$	0,98
GaInAs/InP	0,04/0,08	0,73/1,29 $\Delta\varepsilon_g = 0,56$	0,2 à 0,4
GaInAs/InAlAs	0,04/0,0836	0,73/1,47 $\Delta\varepsilon_g = 0,74$	~ 0,5

Figure 2.16 : Tableau rappelant différents paramètres pour les systèmes de matériaux GaAlAs, GaInAs, InP, AlAs.

2.2 Contraste en courant

La prévision du contraste en courant est probablement le cas le plus délicat compte tenu des désaccords mis en évidence entre théorie et expérience. L'origine de ceux-ci est à présent bien identifiée. En effet, lorsque nous mettons hors de portée le niveau quantique du puits par rapport aux états peuplés d'émetteur, des phénomènes parasites de conduction viennent se superposer au processus de transport pur, dégradant le rapport J_p/J_v . Quoiqu'il en soit, on peut dégager des critères d'optimisation nous permettant d'effectuer un choix dans les systèmes de matériaux.

Le facteur essentiel qui conditionne l'optimisation du contraste en courant nous semble être la discontinuité de bande de conduction ΔE_c . Le tableau donné figure (2.16) rappelle les valeurs en eV ainsi que les valeurs de bandes interdites pour les matériaux les plus utilisés.

Intuitivement, on comprend que par l'utilisation de barrières de hauteurs importantes, on minimise les composantes de courant non sélectives comme le courant thermoionique. En contrepartie, il existe alors plusieurs modes de résonance du puits. Les niveaux d'ordre supérieurs peuvent alors augmenter de façon significative la transparence des barrières par résonance sur second niveau pour des conditions de fonctionnement où seul le niveau fondamental devrait intervenir.

L'autre paramètre d'optimisation est théoriquement la largeur de barrière. Par analogie avec une cavité électromagnétique, le contraste entre les états en et hors résonance est d'autant plus important que le couplage avec les zones extérieures est faible. Cependant, la diminution du couplage puits-continuum par un élargissement de la barrière se traduit inmanquablement par une baisse très prononcée de J_{pic} comme nous l'avons souligné précédemment. Dès lors, face à ce compromis, on préfère privilégier la densité de courant par des barrières de faibles épaisseurs en maintenant un rapport $J_{pic}/J_{vallée}$ raisonnable grâce à l'emploi de structures à forte discontinuité.

Par ailleurs, on peut montrer l'existence d'une température critique [1] au delà de laquelle, on n'observe plus de R.D.N. En première approximation, celle-ci est inversement proportionnelle à la largeur de barrière. Ceci explique que pour des structures à barrières très larges (supérieure à 100 Å), on n'obtient pas d'effet de R.D.N.

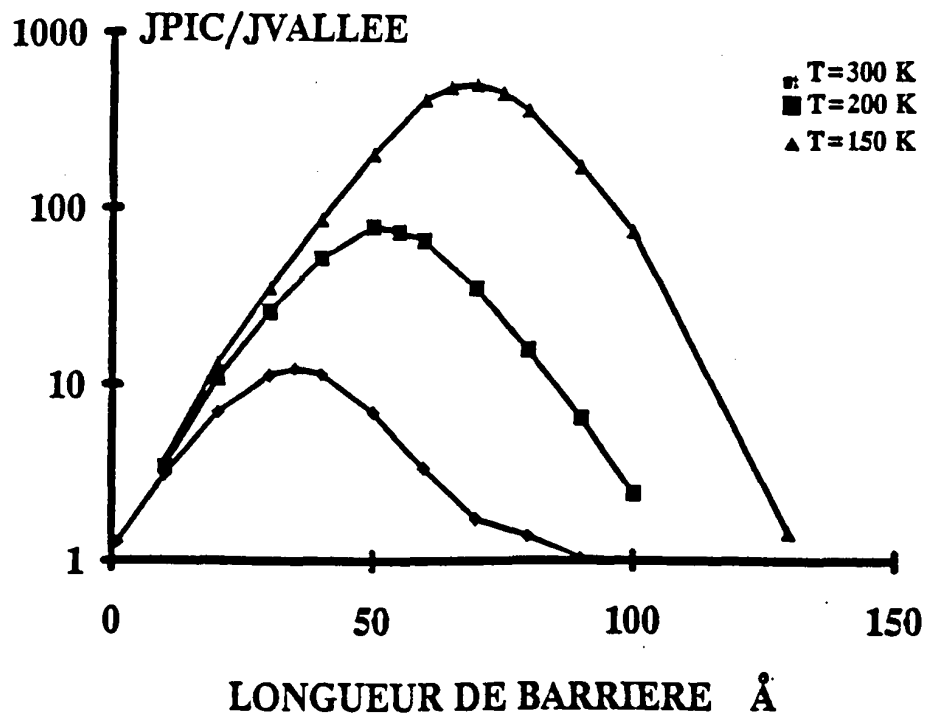


Figure 2.17 : Evolution du contraste de courant de structures double barrière symétriques $\text{Ga}_{0.65}\text{Al}_{0.35}\text{As}/\text{GaAs}$ (puits de 50 Å) en fonction de la largeur des barrières pour différentes températures.

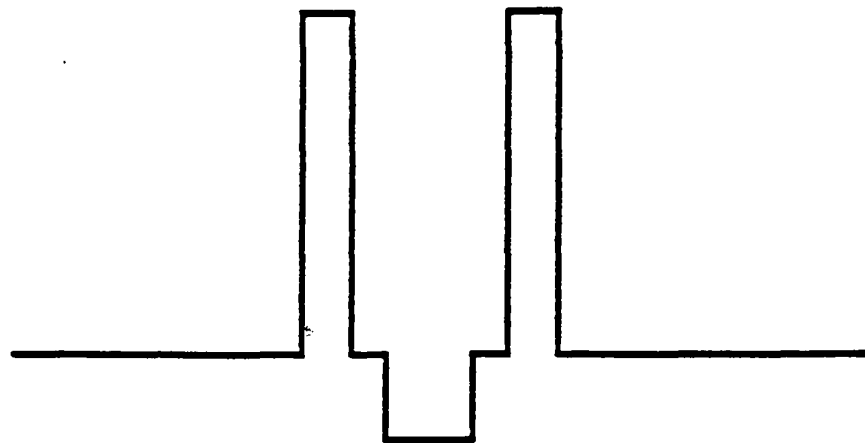


Figure 2.18 : Schématisation d'une structure à puits enterré menant à une optimisation de la tension V_{pic} .

à température ambiante alors que des effets extrêmement marqués peuvent être mis en évidence à la température de l'Azote ou de l'Hélium liquide. Une augmentation de l'épaisseur de barrière se traduit également par une diminution tant des valeurs de courant pic que de courant vallée, avec pour cette dernière grandeur une augmentation avec la température d'autant plus importante que L_b est grand. Il en résulte, pour une température donnée, une largeur de barrière optimale comme le montre la figure (2.17).

Ceci étant établi, nous disposons d'un troisième degré de liberté par la croissance de structures présentant des perturbations de potentiel. Concrètement, cette perturbation vise, en introduisant localement des composés à base d'Indium, à créer des puits de potentiel qui pourront influencer le niveau fondamental sans perturber le second niveau. En effet, si on introduit très localement au centre d'un puits de potentiel, c'est à dire quelques dizaines d'Angströms, une couche d'InAs, on abaisse le niveau fondamental compte tenu de la probabilité de présence maximale en ce point. En revanche, pour le premier niveau excité, où il y a présence d'un nœud de probabilité, cette perturbation n'aura que peu d'incidence. Ce type de structure est particulièrement difficile à épitaxier compte tenu des problèmes de diffusion de l'Indium, ce qui tend à délocaliser la perturbation de potentiel. Une équipe du M.I.T. [20] a cependant réussi à épitaxier ce type de structure avec un contraste J_p/J_v de 50 associé à un courant J_{pic} de 10 kA/cm^2 à une température de 300 K. Pour notre part, nous avons préféré partir d'une solution à puits enterré représentée figure (2.18) au sens où presque la totalité du puits est abaissé par rapport au bas de bande de conduction du matériau émetteur. Ceci permet d'augmenter l'écart entre niveau fondamental et niveau excité, tout en abaissant le niveau fondamental, donc V_{pic} , point que nous allons voir à présent.

2.3 Optimisation des tensions pic et vallée

La dernière phase importante dans l'optimisation de la courbe $I(V)$ est la recherche d'une faible tension pic et d'une large zone de R.D.N. Nous avons déjà soulevé le problème d'avoir une zone de résistance différentielle négative suffisamment étendue pour profiter ou tirer partie de cet effet en multiplication de fréquence.

Par ailleurs, le critère tension pic faible peut se comprendre dans la mesure où l'excursion de tension se fait en absence de polarisation et que nous voulons accéder le plus rapidement possible à la zone de R.D.N. Ici encore, il y a des compromis à faire car, pour des structures conventionnelles, obtenir une tension de seuil faible (0,5 Volt)

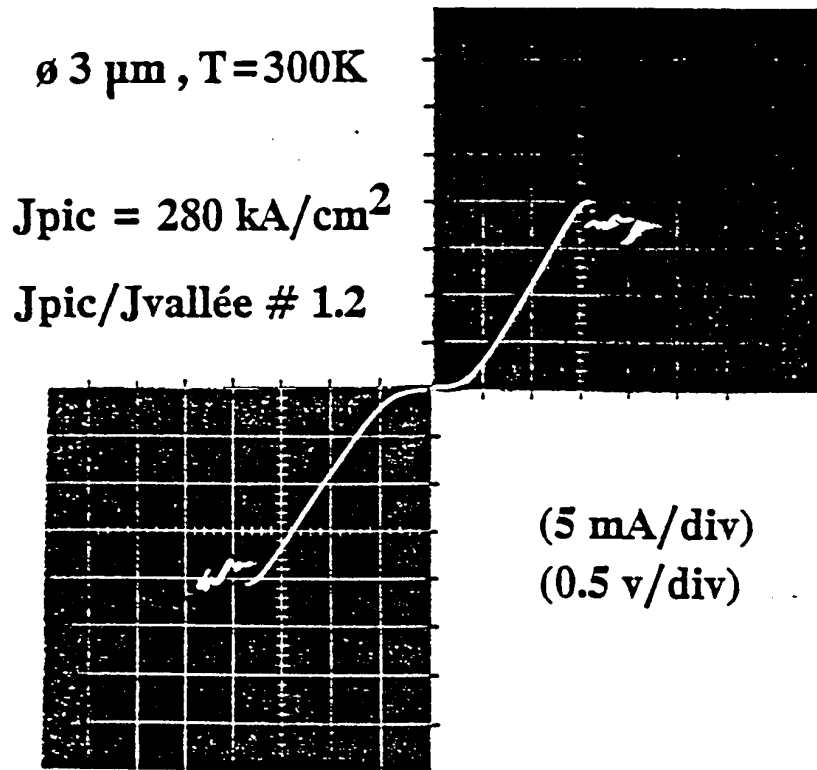


Figure 2.19 : Caractéristique de conduction d'un échantillon AlAs/GaAs de 3 μm de diamètre.

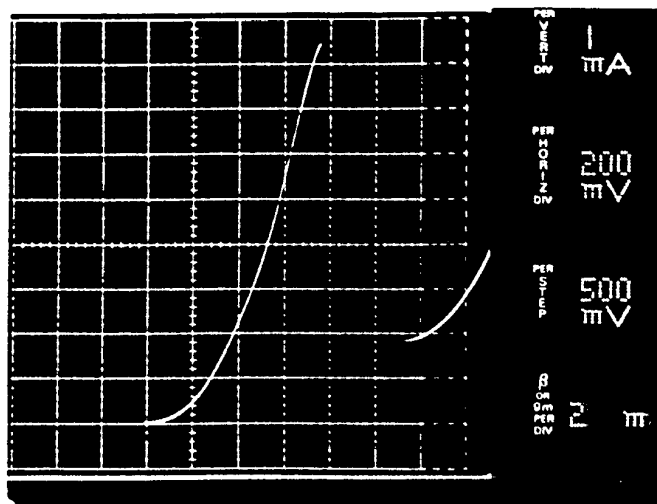


Figure 2.20 : Relevé typique de caractéristique I(V) à 300 K pour une structure AlAs/GaAs à puits enterré. J_p vaut 40 kA/cm^2 et $J_p/J_v = 4,8$.

tout en maintenant une large plage entre $V_{vallée}$ et V_{pic} se révèle deux objectifs antagonistes.

Abaissement de V_{pic}

Rappelons que la tension V_{pic} est le reflet du positionnement du niveau fondamental par rapport au bas de bande de conduction dans l'émetteur. Ainsi, pour une double barrière nue, nous avons $V_{pic}=2E_0/q$. Cette valeur de seuil est ensuite amplifiée par les chutes de potentiel sur les zones d'espaceurs, principalement côté collecteur.

La première solution consiste à élargir le puits, au détriment de l'écartement en énergie des niveaux propres. La deuxième solution est l'insertion d'un puits enterré. Cet aspect a été signalé au paragraphe précédent. Enfin, on peut penser réduire notablement les zones d'espaceurs diminuant de ce fait les décalages de tension entre barrières nues et structure complète. Cette dernière solution se fait toutefois au détriment d'une augmentation de la valeur de la capacité.

En conséquence, seule la deuxième solution nous semble pouvoir être exploitée sans détérioration notable des autres paramètres. A titre d'exemple, nous comparons sur les figures (2.19) et (2.20), les caractéristiques statiques obtenues pour une structure AlAs/GaAs conventionnelle qui présente une tension pic supérieure à 1,6 Volt et pour une structure à puits enterré permettant de réduire cette même tension à 0,7 Volt. En pratique, cette structure fait intervenir un pré-puits et post-puits pour renforcer l'injection bidimensionnelle et préserver la symétrie. La figure (2.21) montre un calcul complet de la courbure de bande de conduction pour une diode triple puits typique.

Zone de R.D.N.

Concernant la plage d'existence de la résistance différentielle négative, les possibilités d'optimisation sont relativement limitées. Il apparaît, en effet, assez difficile d'adoucir la rupture de conduction inhérente à l'effet tunnel résonnant. Une des seules voies possibles nous semble être l'élargissement de la fenêtre de transmission. Ceci passe par l'utilisation de structure de type superréseau fini plus complexe que la simple double barrière [21]. Ainsi Brown et al. [22] rapportent une largeur de zone de R.D.N. de plus de 1,5 Volts. La structure est de type trois puits avec un rétrécissement

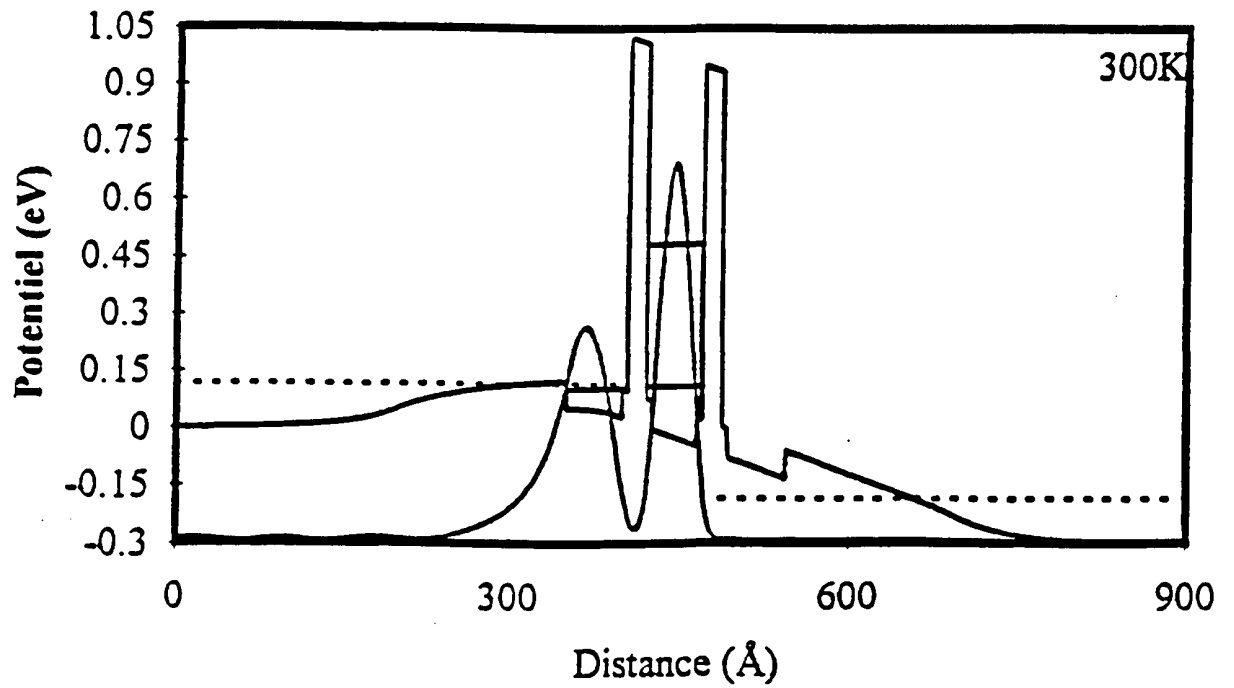


Figure 2.21 : Profil de potentiel d'une structure triple puits à la tension pic. Les pointillés indiquent la position du niveau de Fermi. La fonction d'onde est donnée en unités arbitraires.

progressif de la largeur du puits quantique pour compenser les différences dans les chutes de potentiel et assurer de ce fait la coïncidence des niveaux fondamentaux à la résonance. On peut vérifier cette idée numériquement [23], néanmoins, la dissymétrie de la structure implique de ne pouvoir l'utiliser efficacement pour la génération d'harmoniques.

En conclusion partielle de cette partie consacrée à l'optimisation, nous avons pu voir que dans tous les cas, nous avons intérêt à optimiser des structures incorporant des composés à base d'Indium, soit en croissance adaptée (AlInAs/GaInAs), soit en croissance pseudomorphique ($\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ sur GaAs avec $x < 0,25$ et AlAs sur $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ où $x = 0,53$).

A l'aide de ces systèmes de matériaux, on peut satisfaire aux critères:

- discontinuités de bande de conduction importantes;
- masse effective faible.

Ceux-ci sont des éléments essentiels pour les caractéristiques électriques des diodes. Du point de vue de la structure, l'optimisation passe par une diminution des largeurs de barrières avec des valeurs nominales de 15 à 17 Å, pour un puits de potentiel de l'ordre de 50 Å.

L'optimisation des espaceurs est moins évidente et fait l'objet de nombreux compromis entre les niveaux de dopage et leurs longueurs.

Enfin, on peut avoir recours à des perturbations locales de potentiel de type pré-puits ou puits enterré pour optimiser les mécanismes d'injection, la tension de pic et la plage d'existence de la R.D.N.



3 Techniques de fabrication

3.1 Intérêt des technologies microniques

Nous venons de voir qu'au niveau de la zone active, les dimensions mises en jeu sont de l'ordre de quelques dizaines d'Angströms. En ce qui concerne les dimensions latérales des composants, elles sont, pour des impératifs de montée en fréquence, microniques. A cette échelle, il faut développer des techniques spécifiques de fabrication qui sont brièvement décrites ici.

Avant d'aborder cette partie technologique, il nous semble intéressant de revenir rapidement sur l'intérêt d'une réduction de dimension pour des aspects thermique et de stabilité.

Nous avons vu que les meilleures performances fréquentielles s'obtiennent en concevant des composants de forte densité de courant. Un bon ordre de grandeur est 100 kA/cm². Dès lors, de faibles sections sont requises pour limiter l'augmentation de la température. On peut s'en rendre compte à partir de raisonnements assez simples basés sur l'élévation de température $\Delta T = P_o \cdot R_{th}$ où P_o est la puissance continue ($V_o \cdot I_o$) et R_{th} la résistance thermique. On peut montrer que R_{th} peut se mettre sous la forme:

$$R_{th} = \frac{k}{\sqrt{S}} \quad (2.7)$$

Ceci nous donne comme résultat que la température de fonctionnement évolue globalement comme \sqrt{S} [24].

Concernant la stabilité, un des critères le plus simple est le suivant [25] [26]:

$$|R_d| R_s C_d > L_s \quad (2.8)$$

avec R_d résistance de la diode, R_s résistance série, inversement proportionnelles à S .
 C_d , la capacité de la diode proportionnelle à S .
 L_s , l'inductance du contact, indépendante de la section.

On constate que la relation (2.8) est d'autant mieux vérifiée que la section est faible. On peut noter également sur le plan des caractéristiques électriques que la réduction de section s'accompagne d'une augmentation de la résistance de contact. A titre d'indication pour un contact à $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$, la résistance équivalente à une section de $10 \mu\text{m}^2$ donne 10Ω . Il va en résulter des effets de corrections de tension de seuil non négligeables à densité de courant élevées.

En contrepartie à cette réduction de dimensions, on s'attend à une diminution des niveaux de puissances hyperfréquences mises en jeu dans toutes les applications, notamment en génération d'harmonique.

En pratique, les sections s'échelonnent de $1 \mu\text{m}^2$ à $20 \mu\text{m}^2$ permettant des fonctionnements à fréquences extrêmement élevées. Rappelons qu'un oscillateur a fonctionné à 712 GHz [16] et qu'un effet de détection a été démontré très récemment jusqu'à des fréquences de 3,5 THz [27].

3.2 Les structures sur n^+ et sur substrat semi-isolant

3.2.1 Epitaxie

Les épitaxies utilisées dans ce travail ont été réalisées soit au Laboratoire Central de Recherches de Thomson (L.C.R.) dans le cadre d'action contractuelle, soit au laboratoire de l'I.E.M.N. Si dans la littérature on trouve des exemples de croissance par organo-métalliques (M.O.C.V.D.) [28], pour les structures considérées ici, elles ont toutes été fabriquées par épitaxie par jets moléculaires (E.J.M.).

Les difficultés dans la réalisation des diodes viennent des très faibles dimensions mises en jeu au niveau des barrières et des puits de potentiel, pouvant être très localisés, et également du fait que nous avons des processus de conduction par effet tunnel. En effet, ceux-ci sont particulièrement sensibles à la qualité des barrières.

Enfin, on demande aussi une symétrie des caractéristiques de conduction qui peut concrètement poser problème due à la difficulté d'obtenir des interfaces directes et inverses de même qualité.

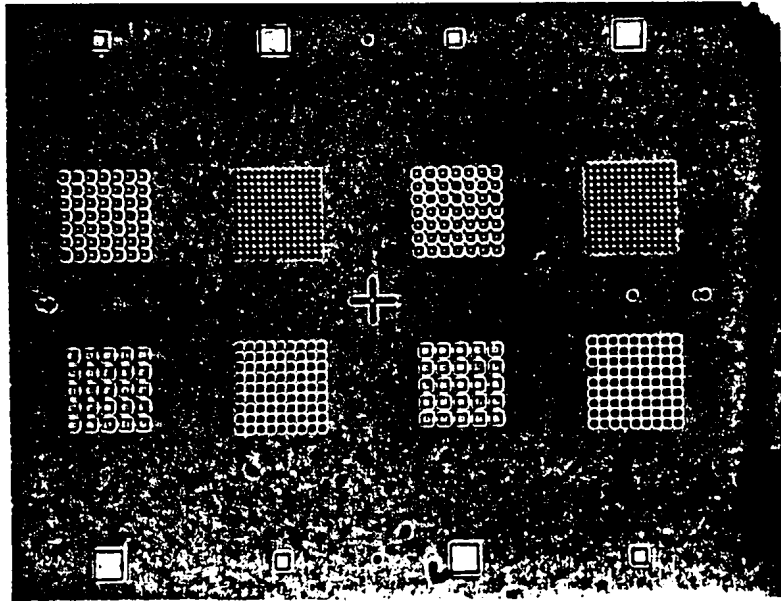


Figure 2.22 : Motifs du masque servant à la fabrication du contact ohmique face avant pour des échantillons sur substrat n^+ .

Nous n'avons pas directement participé à la croissance des composants. Rappelons cependant que les procédures de croissance font appel aux techniques de diffraction d'électrons en incidence rasante (R.H.E.E.D.).

En règle générale, on cherche à limiter les variations de température au cours d'une croissance. Ainsi, pour le système AlAs/GaAs, ayant des températures optimales de 700°C et 600°C respectivement, les croissances sont faites autour de 600°C. Enfin, on peut avoir recours, dans certain cas, à des arrêts de croissance et à l'insertion de matériau type GaAs permettant l'amélioration des interfaces.

Quant à la modulation de dopage qui se fait dans les zones d'espaceurs, elle ne nous paraît pas trop critique pour des structures conventionnelles, le niveau de dopage au Silicium étant de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , pour les zones de contact, et entre 10^{16} et 10^{17} cm^{-3} pour les régions d'espaceurs.

3.2.2 Fabrication des échantillons

Deux types d'échantillons ont été fabriqués. D'une part, des diodes ont été réalisées à partir de couches épitaxiées sur substrat n^+ permettant des techniques de contact conventionnel par moustache.

D'autre part, une épitaxie sur un substrat semi-isolant sert d'élément de départ au procédé d'intégration planaire.

3.2.2.1 Etapes technologiques sur substrat n^+

De façon schématique, la fabrication des composants concerne la réalisation des contacts ohmiques, l'isolation et les problèmes liés à leur accès.

La première étape technologique concerne la fabrication de contact ohmique face avant à partir d'un masque dont les motifs sont précisés figure (2.22). Les diodes sont regroupées sous forme de matrices de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ avec des composants de même diamètre pour une matrice donnée. Sur l'ensemble de la plaquette, le diamètre varie de 3 à $6 \mu\text{m}$. Nous avons préféré un masquage électronique, compte tenu des échelles et de la meilleure définition, à un masquage optique. On réalise le contact ohmique à partir d'un dépôt d'AuGeNi classique. Ce contact est ensuite allié par un recuit rapide à une

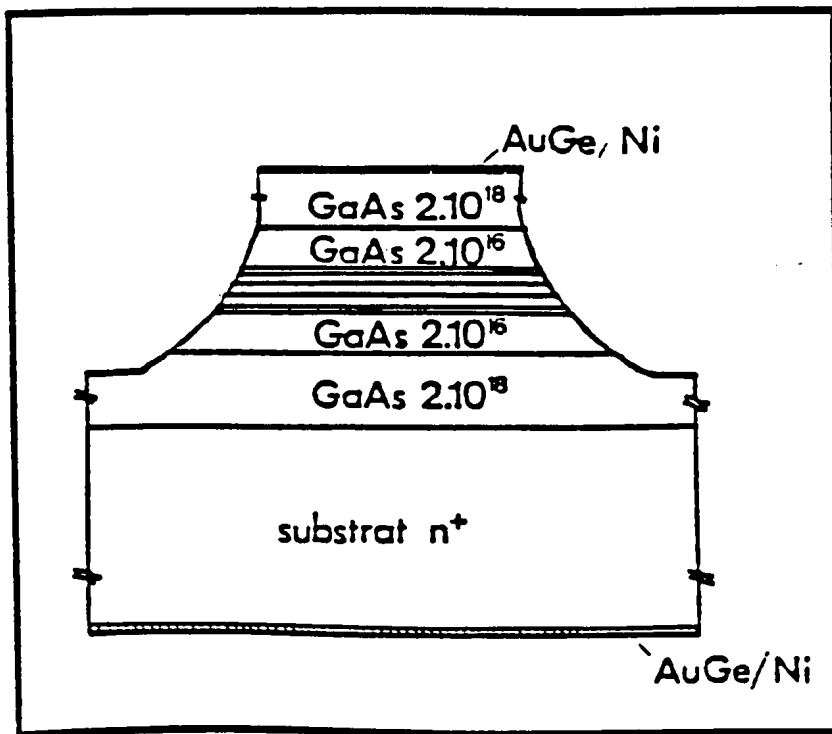


Figure 2.23 : Schématisation du méssa obtenu après la gravure.

température de l'ordre de 430°C pendant environ 30 à 40 secondes. Ces plots sont ensuite épaissis par évaporation de TiAu.

L'isolation des composants est faite par gravure méso (figure (2.23)) en servant du contact ohmique comme masque. Dans ce but, deux types d'attaques peuvent être envisagés, soit chimique, soit par gravure ionique réactive. Pour les procédés d'attaque chimique, la solution $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ dans les proportions 1/1/200 a été retenue [29]. Typiquement, nous avons à graver la couche n^+ en tête et la zone active pour atteindre la seconde zone n^+ . Compte tenu des longueurs de diffusion qui sont assez importantes (supérieures à 1000 Å), les zones n^+ sont relativement épaisses, typiquement 5000 Å pour la couche en tête et 1 µm pour la couche enterrée. Ceci permet de s'affranchir d'un éventuel court-circuit suite à la diffusion. Dans ces conditions, lorsque le diamètre du composant devient du même ordre de grandeur que la profondeur du méso, ce procédé de gravure se révèle moins adapté compte tenu des effets de sous gravure extrêmement marqués sous le contact ohmique. Il faut alors avoir recours à la gravure ionique réactive ou à une autre solution d'attaque chimique.

La gravure ionique réactive (G.I.R. ou R.I.E. pour Reactive Ion Etching) permet une gravure anisotrope avec des flancs de méso pratiquement verticaux. Le gaz utilisé est du SiCl_4 avec des conditions de débit et de puissance R.F. précisées dans les références [30] [31].

Le contact ohmique face arrière peut se faire en tout début de process. Il n'apparaît pas critique compte tenu des surfaces mises en jeu et un recuit est possible en même temps que celui du contact ohmique face avant.

Dans certains cas également, pour faciliter le montage des composants, on procède à une phase d'amincissement du substrat pour restreindre l'épaisseur de la plaquette à 100 µm et à un dépôt de polyimide avec ouverture de fenêtres au niveau des contacts ohmiques. L'amincissement permet le montage des composants dans des guides de taille réduite et de conserver un rapport de dimension entre la largeur de la matrice découpée et la hauteur du substrat d'environ un. Le dépôt polyimide, réalisé avant l'amincissement, introduit une structure alvéolaire aidant le contact par moustache.

2 mA / Div ↑
 0.5 Volt / Div →
 300 K Diam = 3 μm
 $J_p \sim 140 \text{ kA/cm}^2$ $J_p/J_v \sim 2.5$

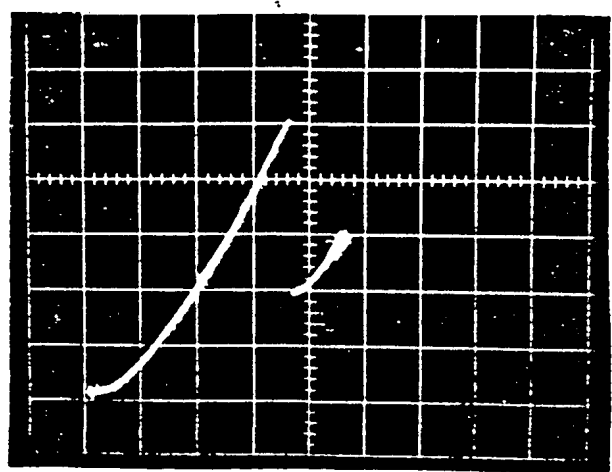


Figure 2.24 : Relevé de la caractéristique I(V) sous pointes d'un échantillon AlAs/GaAs épitaxié sur substrat n⁺.

GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000Å
GaAs	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	500Å
GaAs	Nid	50Å
AlAs	Nid	17Å
GaAs	Nid	45Å
AlAs	Nid	17Å
GaAs	Nid	50Å
GaAs	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	500Å
GaAs	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5000Å
Substrat n ⁺ GaAs		

Figure 2.25 : Epitaxie de la structure AlAs/GaAs dont la caractéristique statique a été donnée figure (2.24).

Caractérisation en continu

La caractérisation en continu est faite dans un premier temps sous pointes D.C. Un exemple de caractéristique $I(V)$ est donné figure (2.24). Il s'agit ici d'une diode AlAs/GaAs dont la séquence de croissance est présentée sur la figure (2.25). Nous utilisons ici des barrières de très faibles épaisseurs (17 Å) qui permettent d'obtenir, compte tenu du diamètre de l'échantillon de 3 μm , des densités de courant pic de 140 kA/cm^2 . Par ailleurs, le rapport J_p/J_v est de 2,5 pour une température de 300 K. Ces performances, qui sont en accord avec l'analyse théorique du début de chapitre, se comparent à l'état de l'art pour des structures de type AlAs/GaAs.

Les transitions entre états résonnants et non résonnants se font dans la plupart des cas de façon extrêmement abrupte. En fait, deux problèmes essentiels sont liés à la mesure en R.D.N., l'existence d'instabilités d'une part et de l'apparition de la bistabilité extrinsèque d'autre part.

Les instabilités de courant proviennent essentiellement du niveau d'inductance présenté à la diode comparativement au facteur de mérite $R_d R_s C_d$. Il est bien évident qu'en travaillant avec de très fortes densités de courant, donc avec R_d très faible, le critère de stabilité est encore plus difficile à respecter. Pour des mesures D.C. sans optimisation des éléments inductifs, les oscillations spontanées qui se développent aux bornes de la diode déforment la caractéristique $I(V)$ interdisant toute possibilité d'observation des propriétés intrinsèques. L'utilisation de pointes d'accès faiblement inductives (cas des pointes hyperfréquences) permet de révéler certaines plages de tension en R.D.N. où le composant est stable. Cependant ceci nécessite d'utiliser des technologies sur substrat semi-isolant. Si nous voulons nous affranchir des oscillations sur l'ensemble de la zone de conductance différentielle négative, à même niveau de conduction, il faudrait envisager des technologies submicroniques afin d'augmenter R_d .

Par opposition à la bistabilité intrinsèque, qui met en jeu des mécanismes de piégeage des porteurs et de réaction de charge d'espace, le phénomène de bistabilité extrinsèque est lié à l'importance des chutes de tensions dans la résistance série. La figure (2.26) illustre la caractéristique $I(V)$ que nous avons dans ce cas. La tension apparente V_{pic} est supérieure à la tension apparente $V_{\text{vallée}}$ dans la mesure où la chute

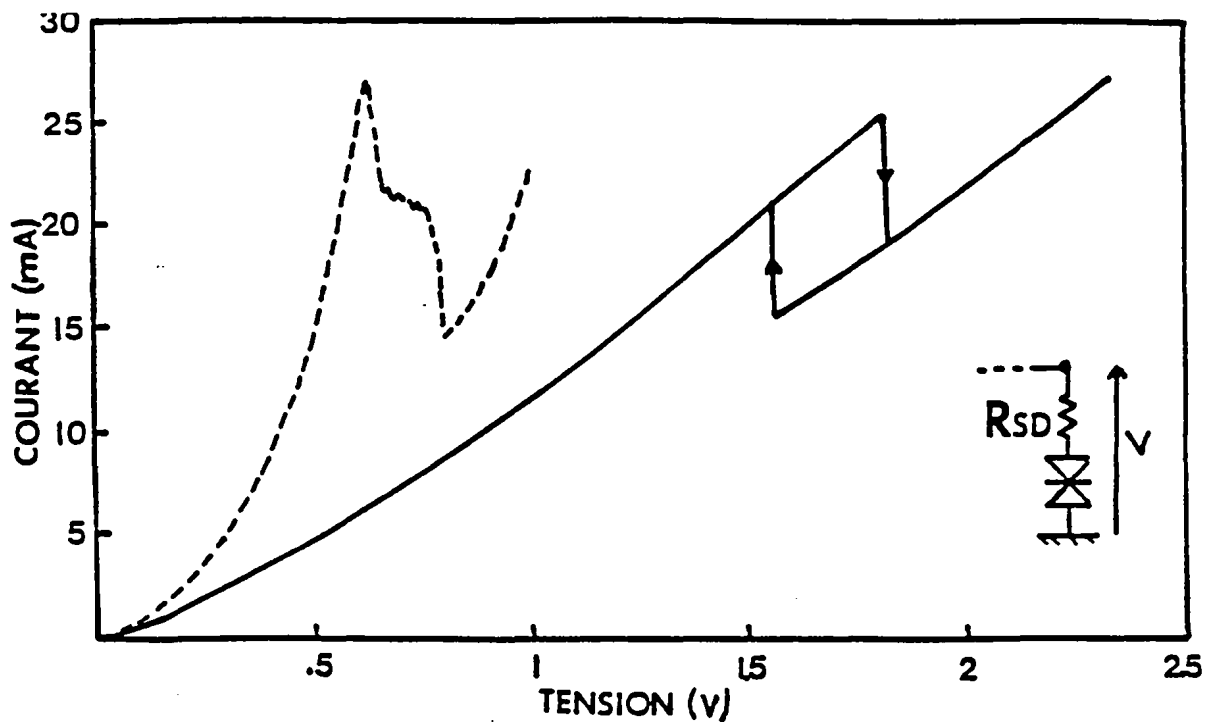


Figure 2.26 : Effet de la bistabilité extrinsèque induisant une déformation caractéristique des relevés statiques (courbes I(V)). Ce phénomène se rencontre lorsque la résistance de contact est relativement élevée.

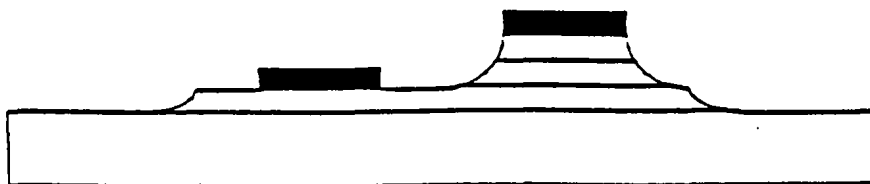


Figure 2.27 : Schématisation de la structure double méssa utilisée dans les techniques d'intégration planaire des composants.

de potentiel $R_s.I$ est plus élevée dans des conditions de courant pic que pour celles de courant vallée.

3.2.2.2 Technologie sur substrat semi-isolant

Les motivations pour développer les techniques d'intégration planaire des composants sont:

- faciliter les problèmes de connectique pour les composants de très faibles sections;
- permettre la caractérisation directe sous pointes hyperfréquences;
- associer le composant actif à d'autres éléments de circuit en vue de réaliser une fonction de l'électronique non linéaire.

Nous utilisons des épitaxies sur substrat semi-isolant servant de support aux éléments d'accès et de propagation tout en cherchant à intégrer la structure verticale dans une architecture plane.

En ayant recours aux techniques de fabrication monolithique, on peut réaliser des composants de très faibles sections, de fortes densités de courant, tout en augmentant leurs niveaux d'impédance intrinsèque. Par contre, les difficultés se situent au niveau des connexions entre ces zones actives de très faibles dimensions latérales et les plots de contact sur le substrat.

Dans notre cas, deux types de solutions ont été retenues, l'une fait intervenir un dépôt diélectrique, l'autre une connexion par pont à air.

Intégration par dépôt diélectrique

La figure (2.27) schématise la structure double méssa utilisée dans les techniques d'intégration par dépôt diélectrique. Le premier méssa est semblable à celui utilisé pour les techniques sur substrat n^+ . Le second, beaucoup moins critique du point de vue dimensions latérales, permet une isolation globale dès que l'on atteint la couche semi-isolant. Le dernier méssa se fait par attaque chimique.

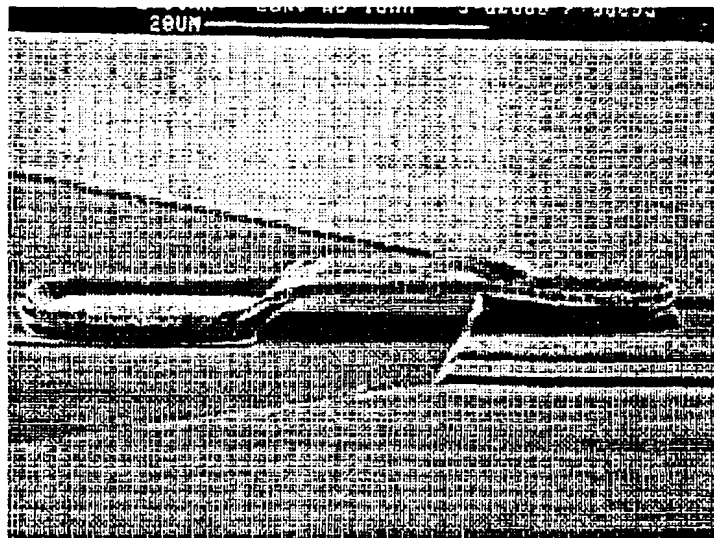
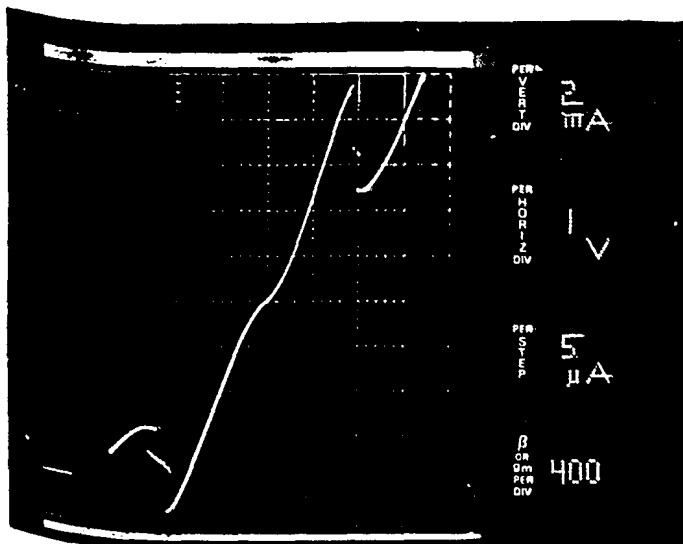


Figure 2.28 : Photographie prise au microscope électronique à balayage d'une diode à effet tunnel résonnant de section $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ connectée par pont à air.



GaAs	$2\text{E}18 \text{ at.cm}^{-3}$	5000 Å
GaAs	$2\text{E}17 \text{ at.cm}^{-3}$	1000 Å
GaAs	NID	50 Å
AlAs	NID	11 Å
GaAs	NID	45 Å
AlAs	NID	11 Å
GaAs	NID	50 Å
GaAs	$2\text{E}17 \text{ at.cm}^{-3}$	500 Å
GaAs	$2\text{E}18 \text{ at.cm}^{-3}$	10000 Å
GaAs	Substrat Semi-Isolant	

Figure 2.29 : Séquence épitaxiale et relevé expérimental à 300 K d'une diode AlAs/GaAs dont les barrières mesurent 11 Å ($J_p = 100 \text{ kA/cm}^2$). $J_p/J_v = 2$.

Les contacts ohmiques sont semblables à ceux réalisés avec la technologie précédente si ce n'est les motifs de masque. Pour le contact supérieur, nous utilisons une forme en doigt alors que pour le contact inférieur, nous adoptons une forme en U.

La descente de méssa fait intervenir une première phase de dépôt de Nitrure de Silicium (Si_3N_4) notamment sur les flancs de méssa, d'ouverture de fenêtres pour permettre la connexion, et enfin, l'évaporation d'un ruban métallique.

Ce type d'intégration permet de diminuer sensiblement la valeur de l'inductance des éléments d'accès par rapport à des techniques hybrides. Ceci s'explique d'une part, par des connexions très courtes, d'autre part par l'emploi de technologies de type ruban. Par contre, il s'avère difficile de faire des dépôts diélectriques épais notamment sur les cotés du méssa. Dès lors les valeurs de capacité parasite sont difficiles à minimiser. Pour contourner cette difficulté, des techniques de type pont à air ont été utilisées.

Techniques de pont à air

Cette technologie reprend les étapes de fabrication précédentes pour la définition des contacts supérieur et inférieur ainsi que pour l'isolation par double Méssa. Par contre, la connexion entre la couche en tête et les lignes coplanaires qui vont servir à la caractérisation hyperfréquence se fait par un pont à air dont une vue au Microscope Electronique est donnée sur la figure (2.28). Pour le cas présenté ici, le contact supérieur de la diode est un doigt de $2 \times 10 \mu\text{m}^2$. Le pont est réalisé par évaporation de TiAu, l'enjambement métallique se faisant à 1 ou 2 μm . Actuellement, nous cherchons à améliorer cette technologie en réalisant des ponts par dépôts électrolytiques.

Caractéristique D.C.

A titre d'exemple, nous avons choisi une couche à très forte densité de courant de courant obtenue pour une structure AlAs/GaAs dont les barrières ont 11 Å d'épaisseur. L'épitaxie est précisée figure (2.29). Compte tenu de la section du composant ($10 \mu\text{m}^2$), la densité de courant pic est de 100 kA/cm² avec un contraste de l'ordre de 2. En zone de résistance différentielle négative, on peut distinguer, sur le relevé de la caractéristique I(V) donné figure (2.29), un épaulement qui résulte directement des oscillations parasites. Cette caractéristique en plateau s'explique par le fait suivant. Pour des valeurs

de tensions de polarisation inférieures à celles correspondant au point d'inflexion (V_i) du $I(V)$, le courant apparent traversant la diode a une valeur plus faible que celle correspondant à un régime sans oscillation.

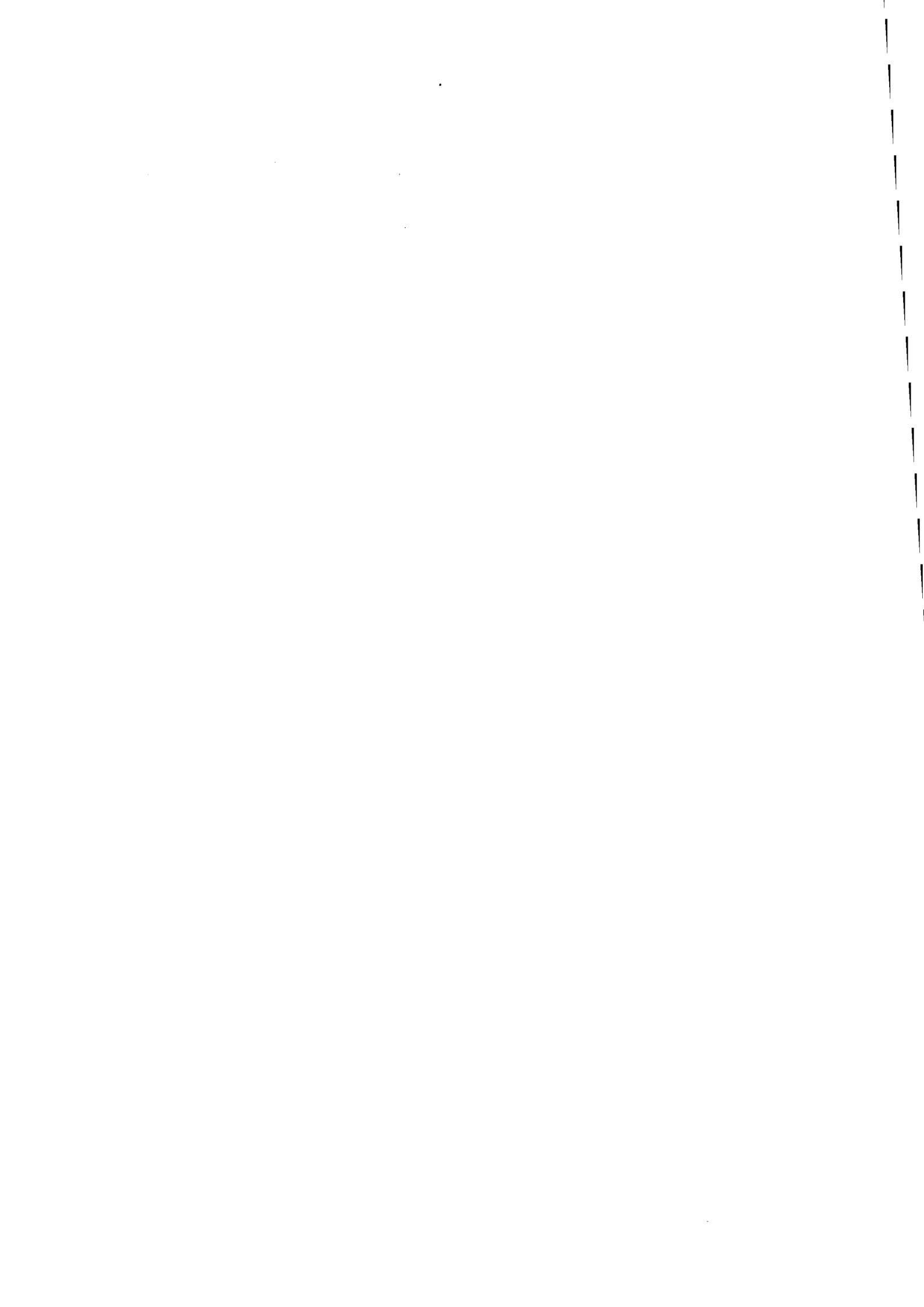
Cet effet d'autopolarisation conduit à des valeurs plus élevées au delà de V_i . Les formes d'onde des tensions et courant en régime d'oscillations parasites ont été discutées par ailleurs [26] [32]. Elles confirment l'analyse précédente avec la mise en évidence par effet d'autopolarisation d'un désaccord entre caractéristiques vraie et mesurée de type épaulement.

Conclusion

Dans une première partie, nous avons présenté les outils numériques de modélisation du transport vertical pour les diodes double barrière à effet tunnel résonnant. Nous avons mis en évidence l'importance de la prise en compte des zones d'accès et des phénomènes de réaction de charge d'espace pour l'obtention de caractéristiques de conduction théoriques conformes aux observations pratiques.

Ensuite, nous avons essayé de dégager des critères d'optimisation pour la loi $I(V)$ en vue d'application en génération d'harmoniques. Nous avons relevé l'intérêt d'utiliser des barrières très fines, des matériaux à très faibles masses effectives et de fortes discontinuités de potentiel en bande de conduction. Cela nous a amené naturellement à définir des systèmes de matériaux optimaux.

Enfin, les difficultés liées à l'épitaxie et à la fabrication de structures pour des architectures verticale ou planaire ont été abordées. Cela nous a permis de souligner l'intérêt des hétérostructures avec croissance sur semi-isolant en vue d'une intégration monolithique pour la réalisation de composants aptes à fonctionner en très haute fréquence.



Bibliographie

- [1] De Saint Pol L.
Thèse de l'Université de Lille I, Février 1990.

- [2] Sadaune V.
Thèse de l'Université de Lille I, Octobre 1993.

- [3] Vassel M.O., Lee J., Lockwood H.F.
'Multibarrier tunneling in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures'
J. of App. Phys. 54, 1983, p 5206.

- [4] Kane E.O.
Tunneling phenomena in solids
Ed. Burnstein E., Lundquist S. (Plenum Press), 1969.

- [5] Fromhold A.T.
Quantum mechanics for applied physics and engineering
Academic Press, 1981.

- [6] Chou S.Y., Wolack E., Harris J.S.
'Resonant tunneling of electrons of one or two degrees of freedom'
A.P.L. 52, 1988, p 657.

- [7] Ricco B., Azbel M.
'Physics of resonant tunneling: the one dimensional double barrier case'
Phys.Rev. B 29, 4, 1984, p 1970.

- [8] Frensley W.R.
A.P.L. 51, 1987, p 448.
- [9] Burgnies L., Vanbésien O., Sadaune V., Lippens D.
'Resonant tunneling structures with local potential perturbations'
J. A. P. 75(9), May 1994, p 4527.
- [10] Brown E.R., Parker C.D., Mahoney L.J., Söderström J.R., Mc Gill T.
48th Annual Device Research Conference, University of California,
Santa Barbara, California, June 1990.
- [11] Rydberg A., Grönquist H.
'Quantum well high-efficiency millimeter-wave frequency tripler'
Electron. Lett., Vol 25, n° 5, 1989, p 348.
- [12] Bouregba R., Lippens D., Palmateer L., Bockenhoff E., Bogey M.,
Destombes J.M., Lecluse A.
'Frequency multiplication using resonant tunneling diode with
output at submillimeter wavelengths'
Electron. Lett. 26, 1990, p 1804.
- [13] De Saint Pol L., Lippens D., Clerot F., Lambert B., Deveaud B.,
Sermage B.
Inst. Phys. Conf. Ser. n° 106, chap 11, 1990, p 801.
- [14] Matthews J.M., Blakeslee A.C.
'Defects in epitaxial multilayers'
Journ. of Crystal growth 27, 1974, p 118.
- [15] Brown E.R. et al.
'Growth characterisation of high current density, high speed
InAs/AlSb resonant tunneling diode'
A.P.L. 58(3), 1991, p 275.

- [16] Brown E.R., Söderström J.R., Parker C.D., Mahoney L.J., Molvar K.M., Mc Gill T.C.
'Oscillation up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant tunneling diode'
A.P.L. 58(20), 1991, p 2291.
- [17] Chyi J.I., Kalem S., Morkoc H.
A.P.L. 53(17), October 1988.
- [18] Jost F.
D.E.A. de l'Université de Lille I, Juillet 1994.
- [19] Leroux H.
Thèse de l'Université de Lille I, Juin 1992.
- [20] Brockaert T., Fonstad C.G., Smet J.H.
'Peak-to-valley current ratios as high as 50:1 at room temperature in pseudomorphic $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InAs}$ resonant tunneling diode'
J.A.P. 71(5), 1992, p 2475.
- [21] Vanbésien O., Leroux H., Lippens D.
'Maximally flat transmission windows in finite superlattice'
Solid State Electronics, Vol 35, n° 5, 1992, p 665.
- [22] Brown E.R., Colawa A.R., Manfra M.J., Parker C.D.
'Resonant tunneling through mixed quasi bound states in triple well structure'
A.P.L. 62(23), June 1993.
- [23] Libberecht J.M.
D.E.A. de l'Université de Lille I, Juillet 1993.
- [24] Friscourt M.R.
Thèse de l'Université de Lille I, Avril 1982.

- [25] Hines M.E.
'High-frequency negative-resistance circuit principles for Esaki diode applications'
Bell Syst. Tech. Journ., 39, May 1960, p 477.
- [26] Bouregba R.
Thèse de l'Université de Lille I, Septembre 1991.
- [27] Scott J.S., Wanke M., Allen S.J., Chow D.H., Lui M., Liu T.Y.
'Terahertz frequency response of $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{AlAs}$ resonant tunneling diode'
A.P.L. 64(15), April 1994.
- [28] Schnell R.D., Tews H., Neumann R.
Electron. Lett 25, 1989, p 830.
- [29] Mounaix P.
D.E.A. de l'Université de Lille I, Juillet 1988.
- [30] Decobert C.
D.E.A. de l'Université de Lille I, Juillet 1990.
- [31] Palmateer L.
Rapport d'activité post doctorales, Ecole Normale Supérieure, Paris, Mars 1990.
- [32] Lheurette E., Grimbert B., François M., Tilmont P., Lippens D., Nagle J., Vinter B.
' $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{GaAs}/\text{AlAs}$ pseudomorphic resonant tunneling diode integrated with airbridge'
Electron. Lett., May 1992, Vol 28, n° 10 , p 937.

Chapitre 3

**Modélisation par équilibrage harmonique des diodes
double barrière
comparaison théorie-expérience**



CHAPITRE 3

MODELISATION PAR EQUILIBRAGE HARMONIQUE DES DIODES DOUBLE BARRIERE COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

Introduction

Ce chapitre est consacré à la multiplication de fréquence à l'aide de diodes double barrière. Nous utilisons ici les non linéarités du courant de conduction pour générer, sous excitation hyperfréquence, les harmoniques 3 et 5 avec des structures parfaitement symétriques. La première démonstration expérimentale de l'effet de multiplication, pour ces composants, a été faite par Sollner en 1988 [1] aux fréquences centimétriques. De par les faibles temps de réponses intrinsèques de l'effet tunnel, nous étudions les possibilités d'étendre les fréquences de fonctionnement aux longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique.

Compte tenu des non linéarités très prononcées des composants, cette étude a été menée numériquement en adoptant un algorithme d'équilibrage harmonique. Ces calculs visent essentiellement à définir les rendements de conversion ainsi que les puissances de sortie et à dégager les valeurs optimales. Nous verrons que dans ce but il est nécessaire d'optimiser aussi bien le composant, en termes de caractéristiques statique et dynamique, que son environnement.

Dans la mesure du possible, cette étude théorique est complétée par une évaluation de l'impédance des composants en régimes linéaire et non linéaire, les échantillons étant montés en structure plaquée ou en structure guide d'onde. En ce qui

concerne la confrontation théorie-expérience des rendements de conversion, nous ferons appel aux résultats de mesures faites à l'Ecole Normale Supérieure et à l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique.

Plusieurs possibilités s'offrent à nous pour décrire le comportement non linéaire des circuits. En premier lieu, les analyses purement temporelles peuvent être envisagées. Elles sont basées sur la résolution numérique des équations intégro-différentielles non linéaires établies par les lois de Kirchhoff pour le circuit à simuler. En règle générale, elles se révèlent peu adaptées pour décrire les circuits à grande constante de temps ou les réseaux distribués désadaptés pour lesquels la durée du régime transitoire est augmentée par de multiples réflexions. En second lieu, on peut également envisager de scinder le traitement en plusieurs parties en ayant recours aux domaines fréquentiel et temporel comme c'est le cas pour l'analyse d'équilibrage harmonique.

1 Modèle d'équilibrage harmonique

Les méthodes d'équilibrage harmonique ont été proposées et mises en œuvre dès les années 70 [2] pour notamment estimer les pertes de conversion dans les circuits mélangeurs [3]. On trouvera dans la référence [4] un état de l'art assez récent de ces procédures de simulation pour des circuits micro-ondes non linéaires. Avec le développement des moyens de calcul, les logiciels d'équilibrage harmonique (H.B. pour Harmonic Balance) se sont rapidement développés, notamment le logiciel M.D.S. (M.D.S. pour Microwave Design System) de la société Hewlett Packard. L'avantage d'avoir recours à un logiciel commercial apparaît clairement dans son utilisation car il peut traiter un grand nombre de topologies et de situations différentes. Les logiciels type Siegel [5] écrits sur la base du modèle de Kerr sont souvent plus restrictifs dans le domaine d'application. Nous considérerons ce programme dans le chapitre 4 pour traiter en partie le cas des Varactors pour lesquelles il s'avère particulièrement bien adapté.

1.1 Méthode de calcul

L'idée essentielle est de scinder le circuit en deux parties, l'une linéaire, l'autre non linéaire. La partie linéaire est constituée d'éléments indépendants du niveau des signaux électriques. Typiquement, il s'agit des éléments parasites notamment la résistance série globale et des structures d'accès telles que l'inductance et la capacité de

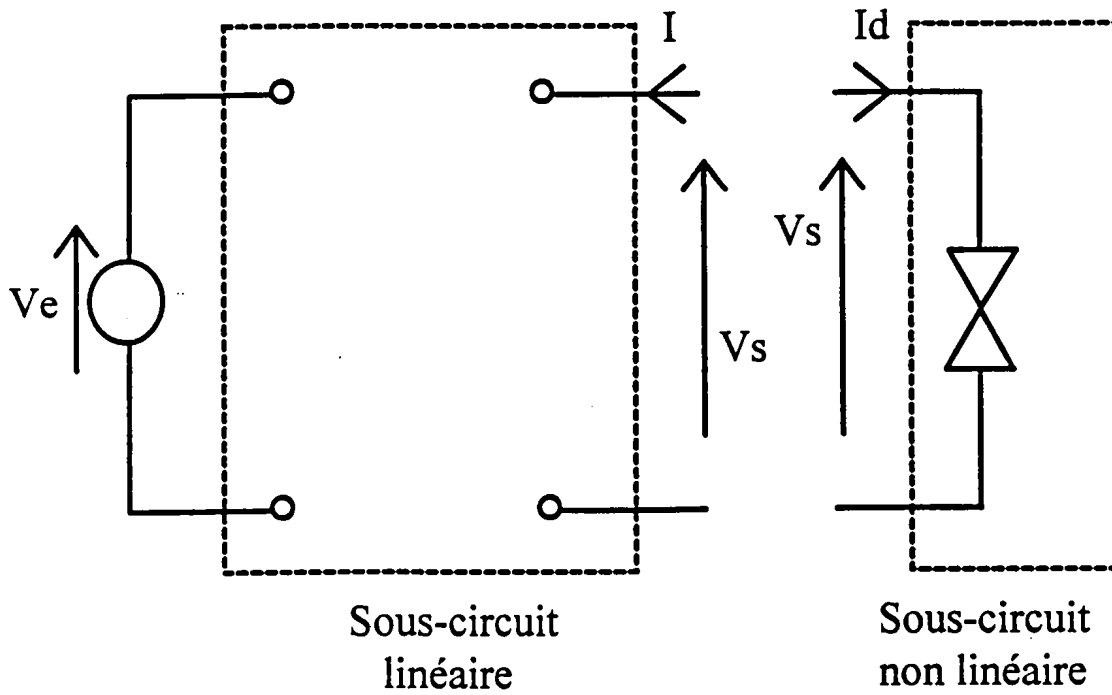


Figure 3.1: Illustration de la séparation du circuit en deux sous-circuits permettant une analyse différenciée selon qu'on traite de la partie linéaire (calculs dans le domaine fréquentiel) ou de la partie non linéaire (étude temporelle).

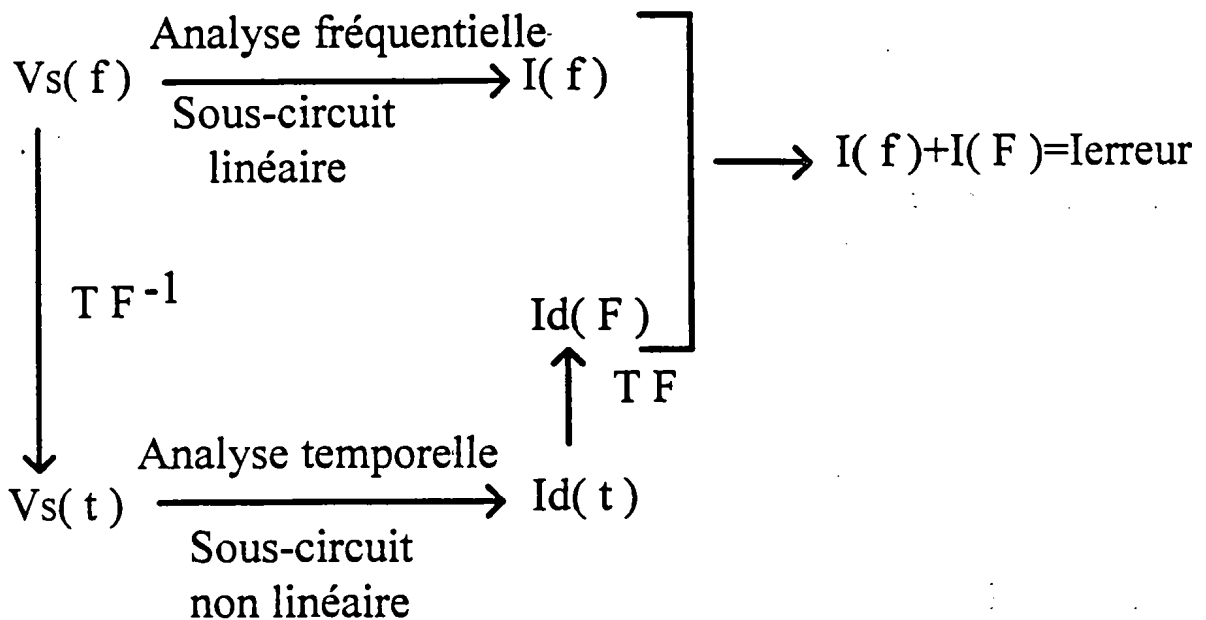


Figure 3.2: Graphe résumant le processus de calcul pour une itération de l'algorithme d'équilibrage harmonique. Une analyse temporelle est effectuée. La liaison entre les deux sous parties est réalisée au moyen de la transformée de Fourier.

connexion. Entrent également dans cette catégorie les éléments des quadripôles d'adaptation et de filtrage.

La figure (3.1) illustre cette séparation en deux parties pour une non linéarité résistive décrite par un symbole de diode tête-bêche. L'analyse du circuit linéaire est faite dans le domaine fréquentiel, alors que nous utilisons une procédure temporelle pour les éléments non linéaires. Le lien entre les deux sous-ensembles est réalisé par Transformée de Fourier Rapide. L'équilibrage harmonique consiste à comparer les valeurs des signaux en amplitude et en phase aux fréquences de pompe et harmonique définissant ainsi un état stationnaire. La précision des calculs est directement liée aux nombres d'harmoniques pris en compte (ordre d'équilibrage) dans la simulation. Ce nombre dépend fortement de l'élément non linéaire considéré.

Le graphe (3.2) résume le processus de calcul de la boucle d'équilibrage. Pour initialiser le traitement, un calcul petit signal est tout d'abord effectué. Ensuite, le signal de pompe de large amplitude excite l'élément non linéaire, ce qui génère des harmoniques de courant. La circulation de ce courant dans la charge rétroagit sur l'élément non linéaire déformant ainsi le signal de pompe.

Critère de convergence

La convergence est effectuée en comparant le courant circulant dans l'élément non linéaire (la diode dans notre cas) et celui issu du sous ensemble linéaire. L'écart entre les deux valeurs est traduit par une fonction d'erreur $E(X)$, notée Ierreur sur le graphe (3.2), dépendante de $2n$ variables où n est l'ordre de l'équilibrage en considérant le module et la phase.

La procédure numérique, en pratique, est basée sur la méthode de Newton-Raphson qui permet de satisfaire au critère $E(X)=0$, quelque soit la fréquence considérée, en modifiant le spectre de tension V_s à chaque itération.

1.2 Les grandeurs de sortie

Lorsque l'état stationnaire est atteint, on accède aux valeurs des courants et tensions aux différents nœuds et branches du circuit. Nous en déduisons alors les

puissances, notamment la puissance délivrée à une charge Z_L pour chaque fréquence considérée:

$$P_i = \frac{1}{2} \Re(V_i I_i^*) \quad (3.1)$$

où i est le rang d'harmonique considéré.

De la même manière, nous pouvons calculer la puissance absorbée par la diode:

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \Re(V_{dl} I_{dl}^*) \quad (3.2)$$

avec V_{dl} , I_{dl} termes complexes représentant la tension et le courant aux bornes de la diode.

Sur cette base, nous pouvons définir deux types de rendement en faisant intervenir soit la puissance disponible, soit la puissance absorbée effectivement par l'élément non linéaire. Ces rendements s'expriment alors:

$$\eta_i = 0.5 \frac{\Re(V_i I_i^*)}{P_{indisp}} \quad (3.3)$$

$$\eta_i' = 0.5 \frac{\Re(V_i I_i^*)}{P_{abs}} \quad (3.4)$$

où P_{indisp} est la puissance disponible en entrée.

Les taux de conversion définis par (3.4) permettent de s'affranchir des problèmes de désadaptation en entrée. Les rendements η_i traduisent un transfert de puissance globale entre générateur et récepteur. Sa définition est plus proche de l'expérience. En contrepartie, il peut masquer les aspects fondamentaux, dus aux effets de fortes désadaptations, dans les calculs de rendements de conversion. Compte tenu de cette dernière remarque, nous utiliserons principalement la formule (3.4) dans la suite de ce travail traitant des simulations sur M.D.S. Ceci suppose la possibilité d'adapter sans pertes les composants.

1.3 Description de la non linéarité résistive sur M.D.S.

A l'aide du logiciel M.D.S., il est possible de décrire la non linéarité de la diode par un générateur de courant dont la relation $I(V)$ est connue. A ce terme non linéaire, nous ajoutons également des termes inductifs, capacitifs et résistifs qui complètent le modèle électrique. En ce qui concerne la loi courant-tension, il est préférable de définir une fonction continue avec des dérivées continues également. Ceci nous interdit toute description avec des fonctions continues par morceaux trouvées généralement dans la littérature. En effet l'algorithme de résolution de l'équation $E(X)=0$ diverge alors dans la plupart des cas.

Compte tenu de cette restriction, la caractéristique $I(V)$ est décrite analytiquement par une sommation de fonctions de type Arctangente assurant ainsi la continuité de la fonction et de ses dérivées.

Par ailleurs, on constate des cas de divergence lorsque la plage de tension où l'on observe un effet de R.D.N. est trop faible, typiquement la centaine de mV. Ce problème est d'autant plus épineux pour des fonctionnements en tripleur où il s'avère que les rendements optimaux sont obtenus avec des tensions de pompe légèrement inférieures à la tension vallée.

Enfin, nous avons veillé à suréchantillonner les signaux mis en jeu dans le circuit (c'est à dire prendre une discrétisation temporelle fine) afin de respecter le théorème de Shannon.

Les mêmes restrictions se posent si on utilise le programme de P.Siegel modifié pour la multiplication de fréquence par élément résistif. Il présente cependant l'avantage de fonctionner sans nécessiter les critères de continuité évoqués précédemment. Nous avons pu vérifier que les résultats obtenus soit par M.D.S., soit par le logiciel de Siegel et Kerr sont concordants.

2 Application des méthodes d'équilibrage harmonique à la double barrière

Pour initialiser une simulation à partir du logiciel M.D.S., nous devons connaître d'une part les caractéristiques non linéaires de l'élément résistif, et d'autre part, les éléments du schéma équivalent.

Nous supposerons dans ce qui suit, que seul le terme de conductance est non linéaire avec une loi directement tirée des caractéristiques statiques $I(V)$ qui ont été présentées précédemment. Pour déterminer les éléments du schéma équivalent, nous avons mesuré l'impédance des composants pour deux types de structures micro-ondes, l'une ouverte en structure plaquée, l'autre fermée type guide d'onde.

2.1 Définition du schéma équivalent

Comme pour tout composant, le schéma équivalent d'une diode double barrière comporte des éléments intrinsèques et extrinsèques. Les premiers décrivent en termes d'éléments localisés des lois physiques régissant le fonctionnement du composant. Ce sont principalement la résistance différentielle, la capacité de la diode et la résistance série. Les seconds ont pour origine les éléments d'accès décrits en termes d'inductance, de capacité parasite et également de résistance série. En ce qui concerne ce dernier élément, il apparaît relativement difficile de l'affecter à l'un ou l'autre de ces sous ensembles. En effet, comme nous allons le voir, la résistance série fait intervenir de nombreux termes qui peuvent suivre une loi d'échelle en fonction de la section du composant ou, à l'opposé, être complètement indépendants des dimensions de la zone active. Pour les simulations, nous considérons la valeur globale de cette résistance série.

Schéma équivalent intrinsèque

En première analyse, nous utilisons pour la description des non linéarités une approximation analytique de la caractéristique continue courant-tension. Cela suppose que les temps de réponse des phénomènes tunnel soient toujours très inférieurs à la période des signaux électriques. Le problème du temps de réponse d'une double barrière à une excitation temporelle extrêmement rapide est encore sujet à controverse. Ainsi, on trouvera dans la littérature [6] des études visant à introduire l'inertie des phénomènes

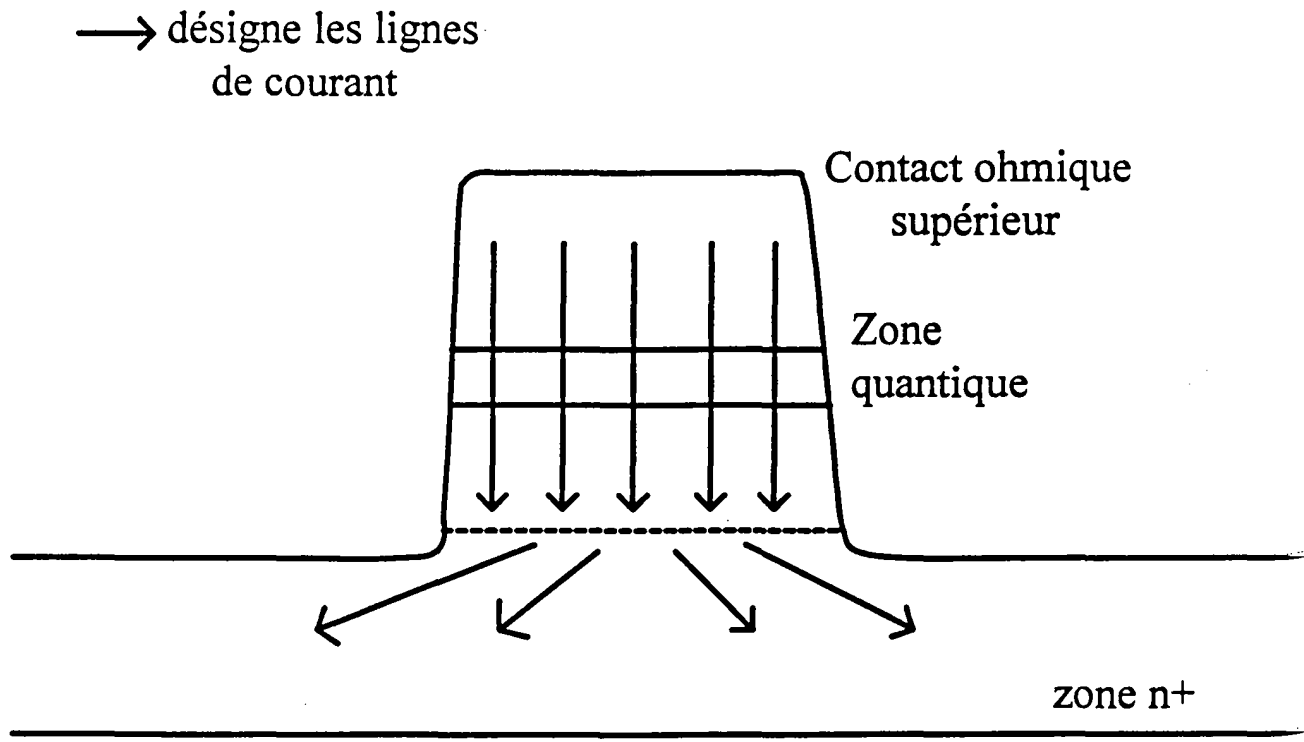


Figure 3.3: Schématisation de l'origine physique de la résistance répartie. Cette variation de la section, qui permet le passage du courant, contribue à la résistance série globale du composant.

grâce à l'insertion en série de la résistance différentielle de la diode, d'un terme selfique intrinsèque ayant pour expression:

$$L_i = \tau/g \quad (3.5)$$

où g est la conductance de la diode et τ , le temps de durée de vie sur le niveau fondamental.

Compte tenu des caractéristiques de diodes utilisées et les fréquences de fonctionnement, cet élément inductif sera négligé pour nos simulations.

La capacité de la diode traduit principalement deux types de phénomènes. En premier lieu, les phénomènes d'accumulation dans la zone d'émetteur et de désertion dans le collecteur peuvent être décrits dans l'approximation du condensateur plan. La difficulté réside essentiellement dans le choix de l'épaisseur jouant le rôle de diélectrique. On peut montrer que même dans le cas de polarisation nulle, cette zone est souvent bien plus importante que les zones dont on est sûr qu'elles ne comportent pas de charges. Pratiquement, un bon ordre de grandeur peut être obtenu en considérant l'ensemble de la zone double barrière, la région de désertion et la zone d'accumulation.

Relativement au problème de capacité, certains auteurs [7] [8] introduisent la notion de capacité quantique directement reliée à l'accumulation de charges dans le puits de la double barrière. Toujours pour des considérations de régime de faible accumulation dans le puits, à cause des temps de fuite faibles, nous négligerons cette capacité dans le traitement numérique.

Il nous reste maintenant à analyser la résistance série. Elle dépend fortement de la technologie employée, notamment s'il s'agit d'une structure planaire ou verticale. Pour les structures verticales contactées par moustache, la résistance série globale fait intervenir essentiellement les résistances des contacts ohmiques et les résistances qui résultent du passage méso-zone tampon [9] comme l'illustre la figure (3.3). Dans le cas de composants de taille micrométrique, il apparaît que c'est principalement le contact ohmique face avant qui contribue le plus au terme de résistance série. Cette discussion s'applique au cas statique. En régime dynamique, il faut également considérer le fait que le courant circule à la périphérie des structures sur une profondeur correspondant à l'effet de peau. A titre d'ordre de grandeur, l'épaisseur de peau est de 3 μm pour du GaAs

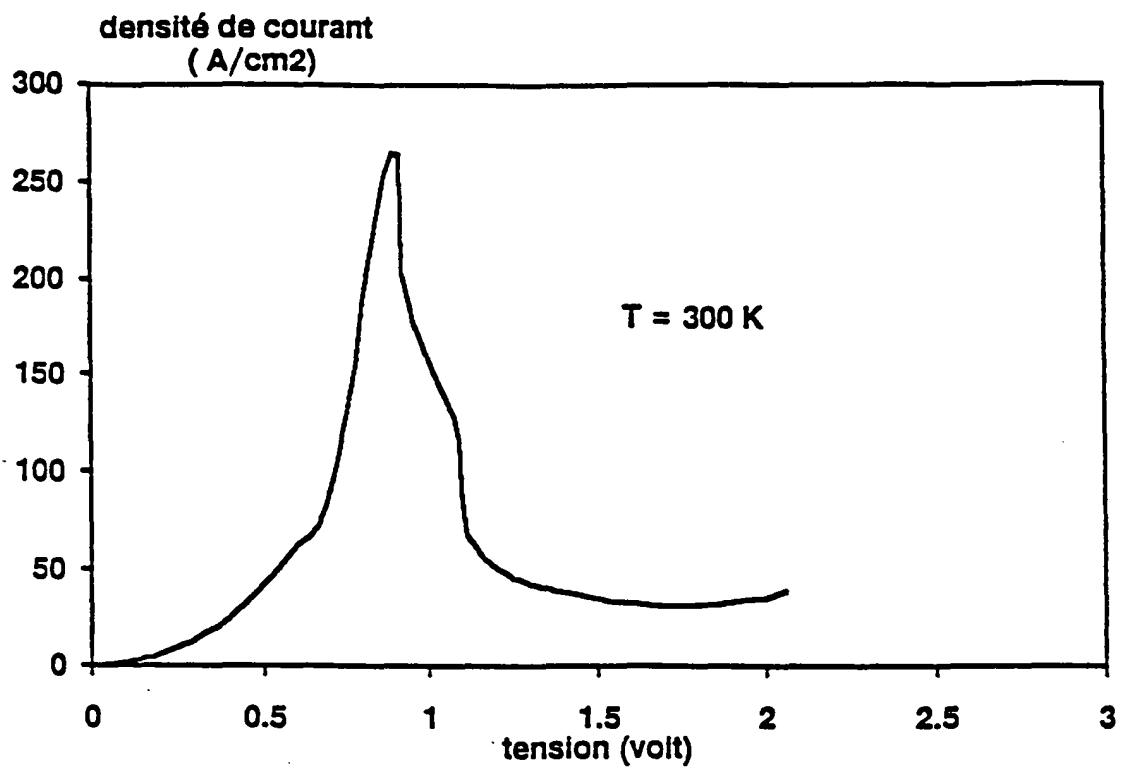


Figure 3.4: Caractéristique de conduction d'un échantillon AlInAs/GaInAs à T=300 K.

dopé à $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à la fréquence de 100 GHz. Elle n'est plus que de $1 \mu\text{m}$ à 1 THz compte tenu de l'évolution en $\frac{1}{\sqrt{f}}$. Ce confinement de flux augmente notablement la résistance série de la diode.

Dans le cas des structures planaires, les différents effets résistifs qui s'opposent au passage du courant sont plus délicats à traiter dans la mesure où l'on extrait latéralement le courant. Dans ce cas, le contact face avant n'est plus le seul élément déterminant. L'évaluation des résistances d'accès au contact collecteur passe théoriquement par le calcul des lignes de courant dans des structures où les effets bidimensionnels sont très prononcés. C'est donc une grandeur très liée à la technologie des composants. Pour garder la généralité de l'analyse, nous avons fait varier de façon globale le terme de résistance.

2.2 Mesures petit signal

La façon la plus directe de déterminer le schéma équivalent consiste à effectuer les mesures dans une très large gamme de fréquences. Ainsi, on peut en effet dégager les comportements asymptotiques et valider le schéma sur plusieurs décades de fréquence. Par ailleurs, si on dispose de différentes sections de composants, on peut mettre en évidence les résonances entre les éléments d'accès et les éléments intrinsèques. Enfin, on dispose d'un troisième degré de liberté par le biais de la tension de polarisation qui permet de moduler très fortement le niveau de conductance.

Caractérisation en boîtier

Lorsque les échantillons ont de faibles densités de courant, il est possible de faire des mesures en zone de résistance différentielle négative pour des diodes montées en boîtier. Pour illustrer ce point, nous allons considérer des mesures faites sur un échantillon AlInAs/GaInAs sur substrat n^+ dans la bande de fréquence 100 Mhz-12 GHz. La caractéristique $I(V)$ de ce composant est donnée figure (3.4). Dans ce cas, le diamètre de la diode est de $50 \mu\text{m}$, ce qui permet de faire correspondre au 5,1 mA de courant pic, une densité de courant de 260 A/cm^2 .

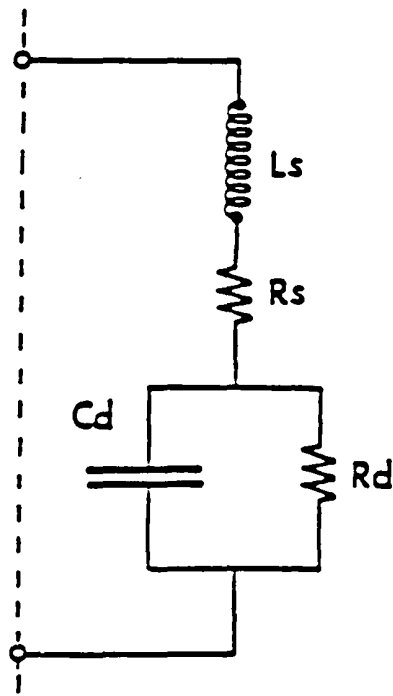


Figure 3.5: Schéma équivalent d'une diode à effet tunnel résonnant dont la séquence épitaxiale débute sur un substrat n^+ .

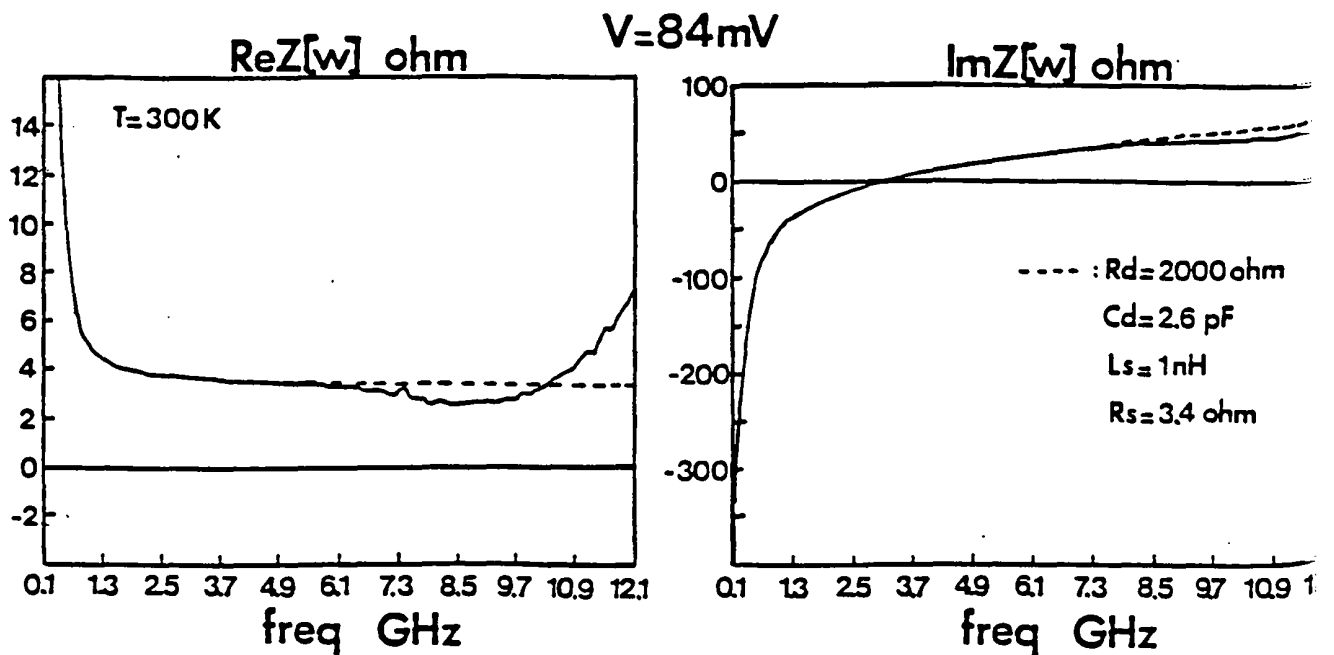


Figure 3.6: Evolutions fréquentielles des parties réelle et imaginaire de l'impédance dans des conditions de faible conduction. Les valeurs des éléments localisés du schéma équivalent sont portées en insert.

Mesures en résistance différentielle positive

Les informations accessibles essentiellement par ces mesures dynamiques sont les valeurs de L_s et R_s (inductance série et résistance série respectivement) pour un schéma équivalent donné figure (3.5). R_s est obtenu en régime de faible conduction par augmentation de la fréquence. Ceci se conçoit aisément lorsqu'on écrit l'impédance dans le plan de la diode:

$$\Re(Z_d(\omega)) = R_s + \frac{R_d}{1 + R_d^2 \cdot C_d^2 \cdot \omega^2} \quad (3.6)$$

$$\Im(Z_d(\omega)) = L_s \cdot \omega - \frac{R_d^2 \cdot C_d \cdot \omega}{1 + R_d^2 \cdot C_d^2 \cdot \omega^2} \quad (3.7)$$

Quant à l'inductance introduite par le fil de connexion, celle-ci peut être déduite à partir de l'expression de la pulsation propre:

$$\omega_x = \sqrt{\frac{1}{L_s C_d} - \frac{1}{R_d^2 C_d^2}} \quad (3.8)$$

En utilisant un régime de faible conduction, on peut facilement s'affranchir du second terme. On obtient alors une simple résonance du type LC. Ce résultat s'obtient d'autant plus facilement que la section de l'échantillon est importante afin d'amener ω_x dans la fenêtre de mesure. Des variations des parties réelle et imaginaire sont présentées figure (3.6) au voisinage de $V=0$ Volt. On obtient $R_s=3,4 \Omega$, donnant une résistance de contact de $7 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Les variations de la partie imaginaire en fonction de la fréquence nous permettent de relever $f_x=3,1$ GHz, valeur où la courbe coupe l'axe des fréquences. Dès lors, nous obtenons $L_s=1$ nH, ayant relevé au préalable une valeur de 2,6 pF pour C_d par une mesure de $C(V)$.

L'inconnue restante est R_d . Un ajustement par logiciel des courbes théoriques et pratiques nous donne la valeur de R_d , connaissant L_s , C_d et R_s . Nous notons par ailleurs, un accord satisfaisant avec la valeur de R_d obtenue par dérivation de la courbe statique $I(V)$. L'accord entre valeurs expérimentales et calculées à l'aide du schéma équivalent est relativement bon. En fin de bande d'analyse, on note cependant un écart significatif dont l'origine peut être une résonance parasite de la cellule.

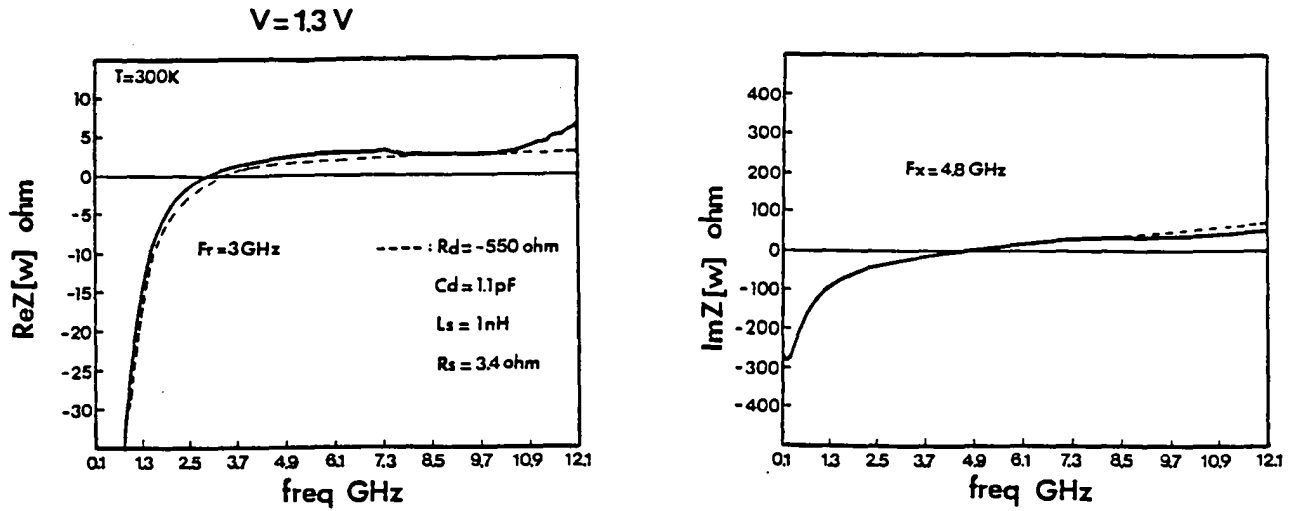


Figure 3.7: Evolutions théoriques et expérimentales des parties réelle et imaginaire de l'impédance basées sur le schéma de la figure (3.5). La polarisation de 1,3 V place le composant en zone stable de la R.D.N.

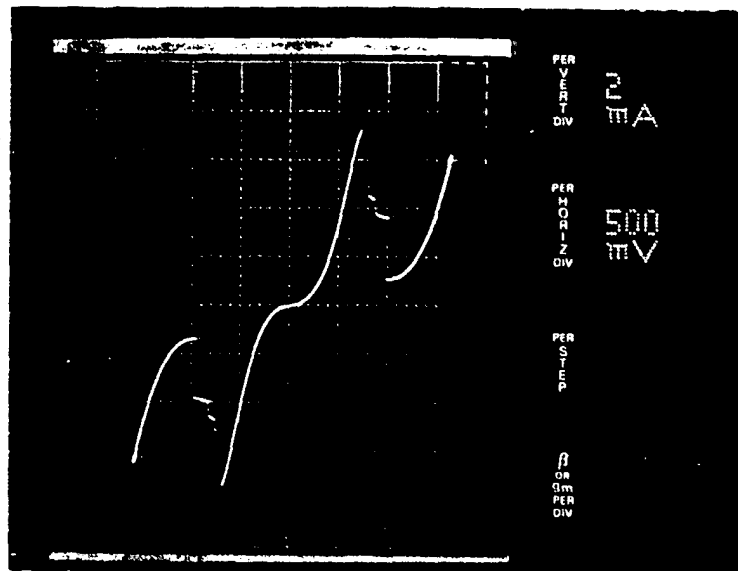


Figure 3.8: Caractéristique $I(V)$ relevée pour une diode de section $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ (Seff: $14 \mu\text{m}^2$) à 300 K.

Mesures en R.D.N.

La figure (3.7) illustre l'évolution des parties réelles et imaginaires relevées et calculées (trait pointillé) à l'aide du schéma équivalent à $V=1,3$ Volts, dans la partie stable de la zone de R.D.N. La fréquence de coupure de la partie réelle f_r est d'environ 3 GHz. Nous savons que:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{R_s R_d C_d}} \quad (3.9)$$

si $R_s \ll R_d$.

Cette fréquence de coupure très basse s'explique par les très faibles densités de courant traversant l'échantillon. En revanche, les niveaux de conductance très faibles qui en résultent, permettent de satisfaire au critère de stabilité que nous rappelons:

$$\begin{aligned} L_s &< R_s |R_d| C_d \\ R_s &< |R_d| \end{aligned} \quad (3.10)$$

même pour des valeurs d'inductance aussi élevées que 1 nH.

Dès lors la nécessité de limiter l'inductance série est claire. Pour des échantillons où les densités de courant atteignent plusieurs dizaines de kA/cm^2 , on doit avoir recours à une caractérisation par sonde coplanaire.

Caractérisation par sondes coplanaires

Les avantages d'une caractérisation par sondes coplanaires sont maintenant bien connus. Outre le fait qu'elles permettent de caractériser le composant sur tranche, nous retiendrons que ces méthodes offrent la possibilité d'observer des éléments réactif et résistif de très faibles valeurs.

Nous avons effectué en pratique les mesures à température ambiante de 1,5 à 40 GHz, pour un composant double barrière, triple puits. Le doigt d'émetteur, pour ce cas d'étude, a une section efficace de $14 \mu\text{m}^2$ compte tenu des effets de sous gravure lors des étapes de fabrication. Le courant pic, dans le cas considéré, est de 7 mA, ce qui correspond à une densité de courant de $50 \text{kA}/\text{cm}^2$, alors que J_p/J_v est compris entre 5 et 7. Le relevé global de la caractéristique $I(V)$, mesuré sous pointes hyperfréquences, est

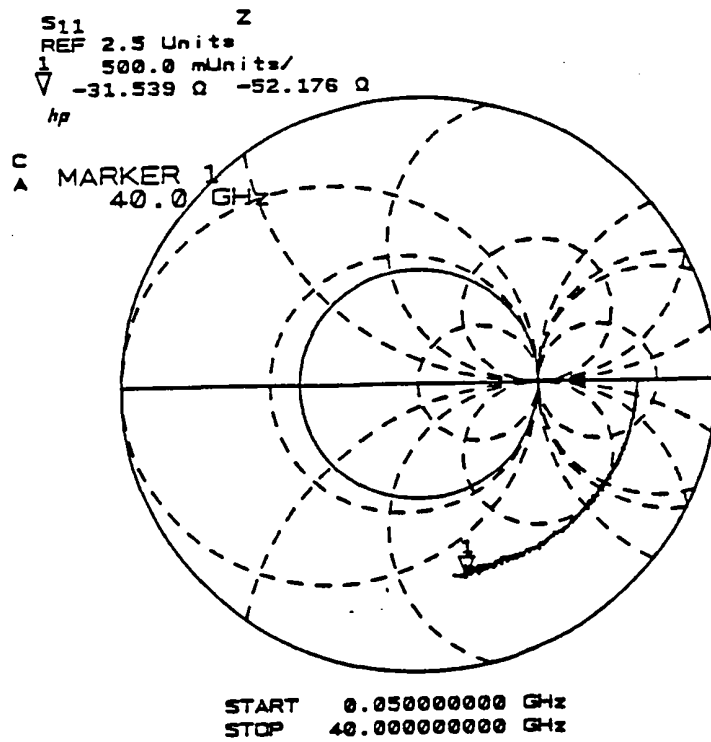


Figure 3.9: Evolution de l'impédance du composant de section $14 \mu\text{m}^2$ sur abaque de Smith à 300 K. Le balayage fréquentiel s'étend de 50 MHz à 40 GHz. Le point de polarisation correspond au maximum de R.D.N.

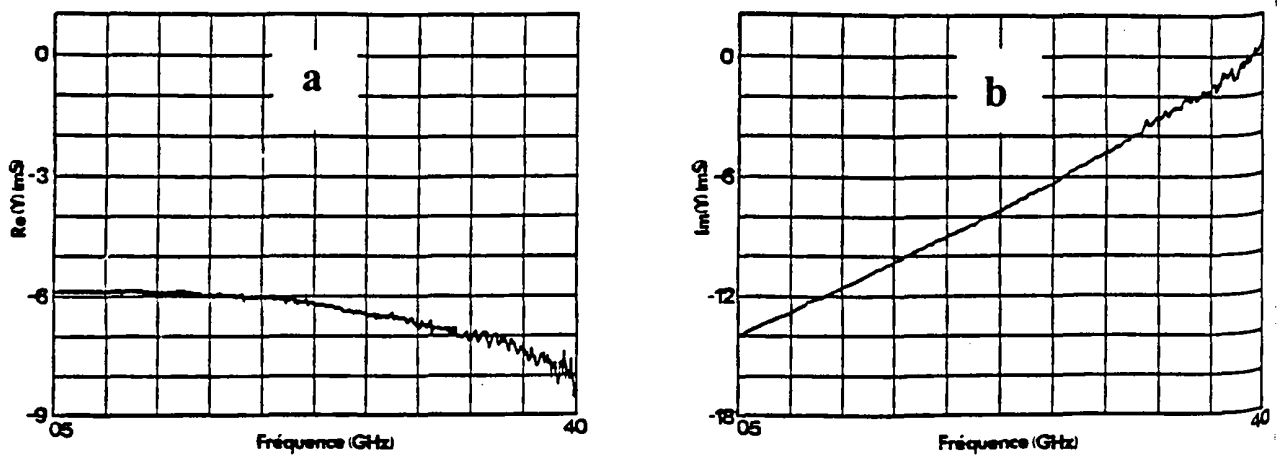


Figure 3.10: Relevés dynamiques de l'admittance complexe effectués pour un composant de section $14 \mu\text{m}^2$ à 300 K. Le point de polarisation correspond au maximum de R.D.N.

donné figure (3.8). Comparativement à une mesure brute, à l'aide de pointes destinées à des mesures en continu, il est possible ici de limiter la plage de tension où le composant est instable. Sur la zone de tension où la diode est stable, entre 0,8 et 1 Volt, on note que l'effet de R.D.N. est directement mesurable en statique, mais aussi en dynamique dans des conditions de petit signal. On explique cette stabilisation partielle du composant par les faibles valeurs d'inductances qui, nous le verrons, sont de quelques dizaines de pH.

Le deuxième point favorable à la stabilisation est l'emploi de composants de très faibles sections. Enfin, en se polarisant près du courant vallée, on bénéficie de l'augmentation du niveau d'impédance du composant qui va dans le sens d'une meilleure stabilisation.

Le lieu de l'impédance de la diode mesuré jusqu'à 40 GHz, tracé sur abaque de Smith, est donné figure (3.9), lorsque le composant est polarisé en R.D.N. Sur l'ensemble de la gamme de fréquence, la partie réelle est négative, initialement de valeur absolue élevée (170 Ω) en début de bande, elle diminue progressivement pour prendre la valeur -30 Ω à 40 GHz.

Si l'on traduit ces évolutions en séparant parties réelle et imaginaire, on obtient alors les figures (3.10a) et (3.10b). On constate que leur évolution est très proche d'un dipôle constitué d'une résistance R_d en parallèle avec une capacité C_d . De toute évidence, les éléments parasites ont des valeurs très faibles et jouent par conséquent un rôle mineur dans la gamme de fréquences considérées. Ces mesures en R.D.N. peuvent être faite tant que le niveau de résistance D.C. est supérieur en valeur absolue à 150 Ω . Dans le cas contraire, la diode se met à osciller spontanément et on mesure alors un niveau de conductance moyen qui est généralement positif bien que nous soyons polarisés en R.D.N.

En pratique, pour déterminer l'ensemble des éléments du schéma équivalent présenté figure (3.11), nous adoptons une procédure identique à celle donnée précédemment pour R_d , R_s et L_s . Pour la détermination de C_d , on peut procéder par approximations successives en partant d'une valeur initiale déterminée à partir des variations fréquentielles de la susceptance de la diode qui présente une évolution quasi linéaire en début de bande. Pour la détermination de la capacité parasite C_p , nous avons utilisé un motif de pont en circuit ouvert.

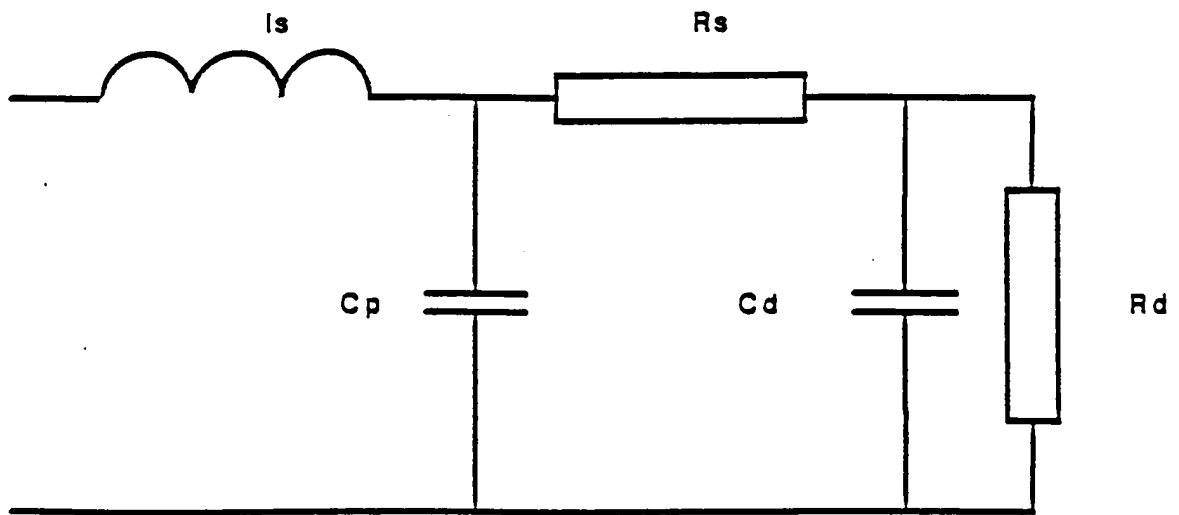


Figure 3.11: Schéma équivalent petit signal pour les structures sur semi-isolant. C_p est une capacité parasite.

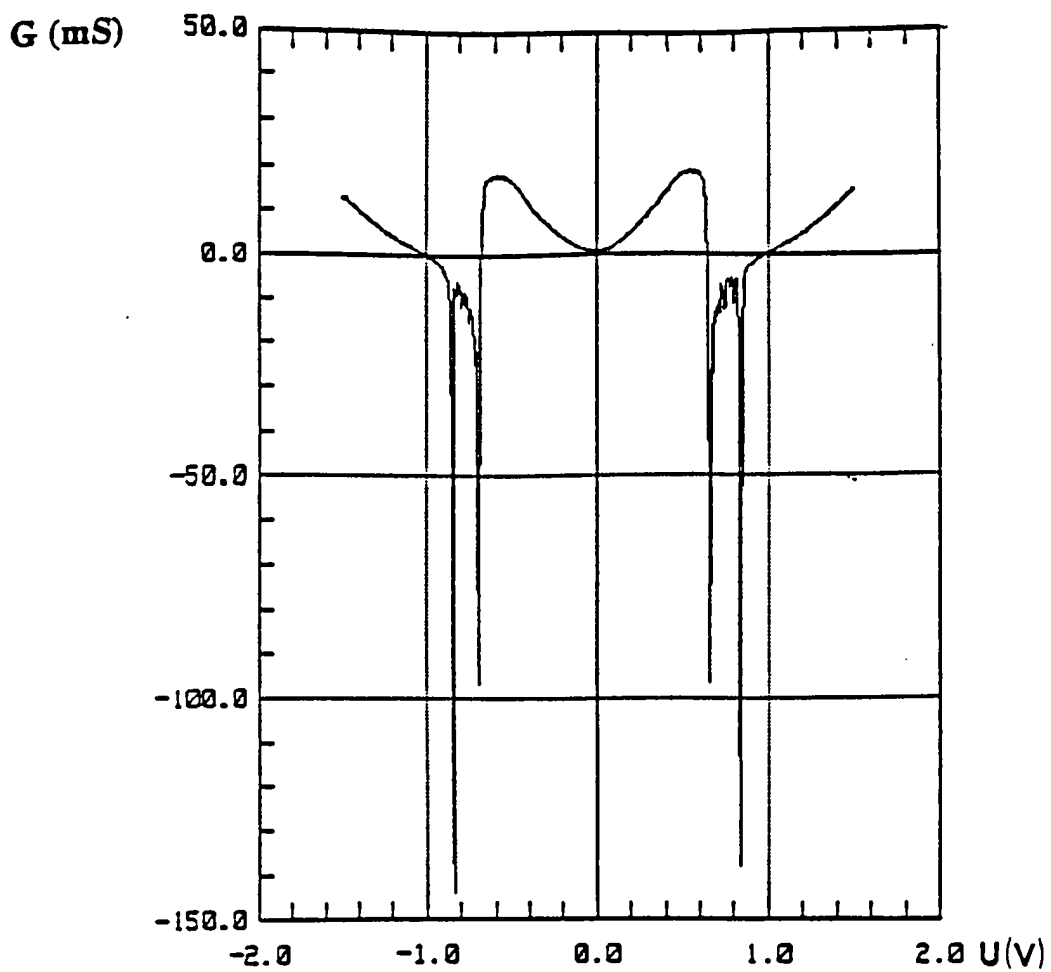


Figure 3.12: Caractéristique de conductance de la diode de section $20 \mu\text{m}^2$ (Seff: $14 \mu\text{m}^2$). Des variations brutales de G apparaissent sur de faibles plages de tension.

Pour le composant étudié, les valeurs des éléments sont:

$$C_d=37 \text{ fF} \quad R_d=180 \text{ } \Omega \quad R_s=25 \text{ } \Omega \quad C_p=13 \text{ fF} \quad L_s=60 \text{ pH}$$

Il apparaît que grâce aux technologies intégrées par pont à air, les valeurs des éléments parasites sont maintenues à des niveaux extrêmement faibles, à l'état de l'art. Ainsi, nous obtenons une valeur d'inductance due aux éléments de connexion de plus d'un ordre de grandeur inférieure à celle trouvée pour une mise en boîtier. Pour ces dernières techniques, il est relativement difficile d'obtenir L_s inférieur à 0,5 nH compte tenu des valeurs typiques de 1 nH/mm pour un fil d'or thermocompressé. Par contre, grâce aux technologies intégrées, on peut avoir des accès de type ruban sur de faibles longueurs.

Par ailleurs, on peut également calculer une fréquence de coupure de l'ordre de 100 GHz. Cette valeur de f_c n'est pas la valeur maximale puisque nous ne sommes pas au point d'inflexion de la R.D.N. où la conductance est la plus élevée.

Nous pensons pour l'avenir utiliser des diodes dans des structures ouvertes. Il nous a donc paru intéressant de faire une première étude de l'impédance grand signal des composants dans la bande 0,5-26 GHz.

2.3 Mesures d'impédance grand signal

Les mesures petit signal ont toutes été effectuées avec un très faible niveau d'excitation hyperfréquence grâce à l'insertion d'un atténuateur de 20 dB au niveau de la source de l'analyseur de réseau. De plus, nous avons pu mettre en évidence, ne serait-ce que par un simple relevé de la caractéristique statique, des changements brutaux de la conductance sur de faibles plages de tensions. Ceci est confirmé sur la figure (3.12) montrant l'évolution de la conductance en fonction de la polarisation pour une diode triple puits de $20 \text{ } \mu\text{m}^2$ (section efficace de $14 \text{ } \mu\text{m}^2$). On peut observer que pour ce composant qui travaille à forte densité de courant, le niveau d'impédance de la diode peut se comparer à l'impédance de source du générateur (c'est à dire $50 \text{ } \Omega$). Dans ces conditions, il est possible d'envisager d'imposer un signal de mesure tel que nous obtenions de fortes variations de conductance sur une période du signal de pompe.

On se trouve alors dans des conditions grand signal, qui sont encore peu étudiées jusqu'à présent. En effet, les travaux qui concernent ce domaine sont principalement relatifs à des utilisations en oscillation [10] en essayant d'établir le lien entre conductance négative grand signal et puissance de sortie. Concrètement, les mesures ont été effectuées sous deux conditions. En premier lieu, nous avons mesuré l'impédance des composants dans une large bande de fréquence jusqu'à 26 GHz avec cependant le handicap d'une puissance d'excitation non constante. En second lieu, nous avons effectué des relevés sur une bande de fréquence de 6 GHz avec une puissance de source constante de l'ordre de 1 mW.

La figure (3.13) donne les variations typiques du coefficient de réflexion obtenues pour la première bande de fréquence pour deux valeurs d'atténuation (0 et 20 dB). Pour ces mesures, le composant de $100 \mu\text{m}^2$ de surface n'est pas polarisé. L'atténuation de 20 dB correspond à des conditions de mesures petit signal car une décroissance encore plus importante de P_{in} (puissance d'entrée) n'affecte pas les résultats. Nous constatons qu'en basse fréquence, les courbes sur abaque sont très différentes. Cette distinction s'atténue à haute fréquence compte tenu de la décroissance de la puissance incidente.

Les résultats obtenus pour une bande de fréquence de 6 GHz sont rapportés figure (3.14) pour une diode de section $20 \mu\text{m}^2$ non polarisée également. Sur cette même figure, nous avons également tracé les évolutions théoriques de l'impédance présentée par la diode en régimes grand et petit signal. Pour cette confrontation entre points calculés et mesurés, nous avons maintenu une tension sinusoïdale aux bornes de la diode. La décomposition en série de Fourier du courant résultant permet alors d'en déduire l'impédance grand signal du composant. Par ailleurs, nous décrivons la loi $I(V)$ par une fonction type Arctangente et l'environnement de la diode par les éléments suivants déduits de l'analyse petit signal:

$$L_s=60 \text{ pH} \qquad C_d=37 \text{ fF} \qquad C_p= 13 \text{ fF} \qquad R_s=25 \Omega$$

Le résultat significatif est qu'en grand signal l'impédance de la diode devient indépendante de la fréquence sur une assez large bande (jusqu'à 50 GHz). Pour comprendre ce fait un peu surprenant, nous avons calculé le faisceau des courbes correspondant à l'impédance de la diode en fonction de la fréquence. Ce résultat est donné figure(3.15), avec comme paramètre la résistance différentielle de la diode variant entre 10 et 100Ω par pas de 10Ω .

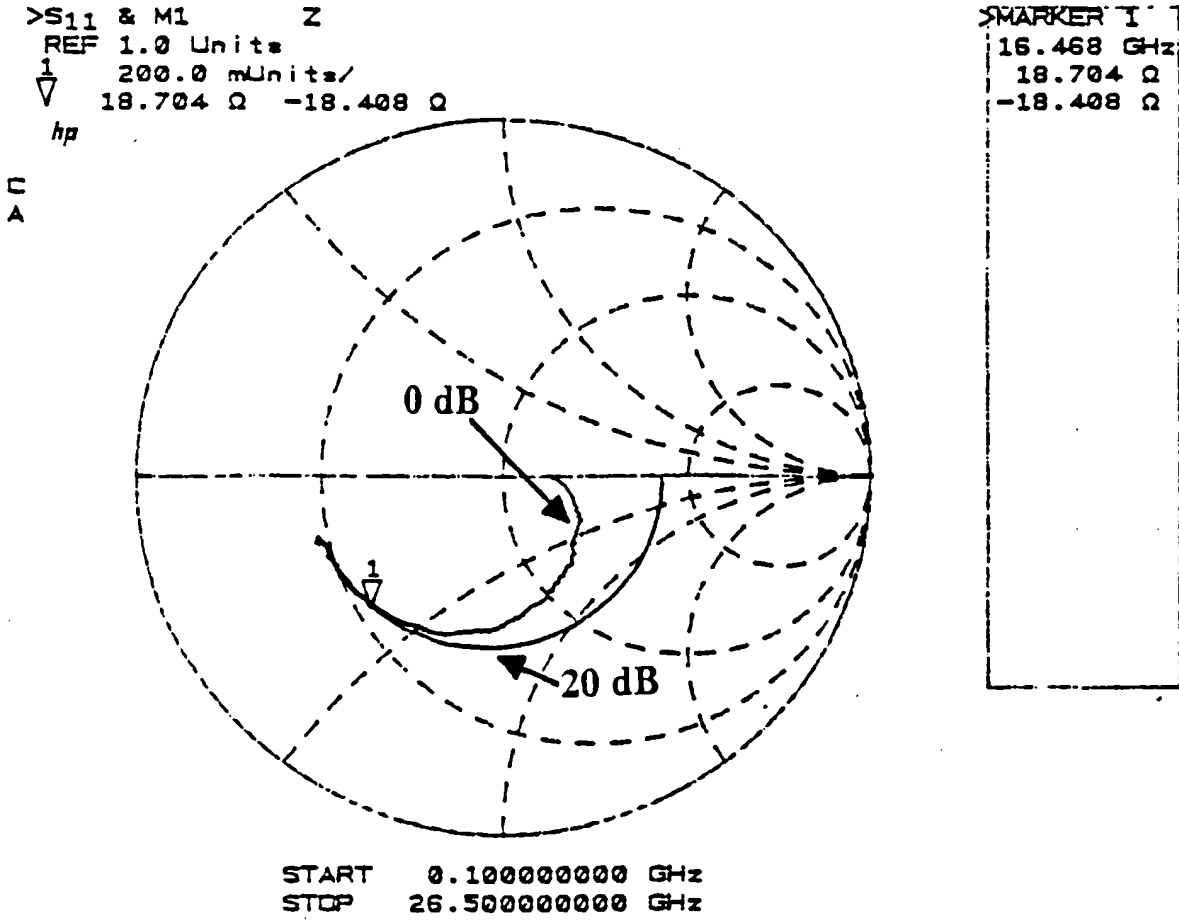


Figure 3.13: Relevé expérimental sur abaque de Smith de l'impédance de la diode de surface $100 \mu\text{m}^2$ à polarisation nulle pour deux atténuations.

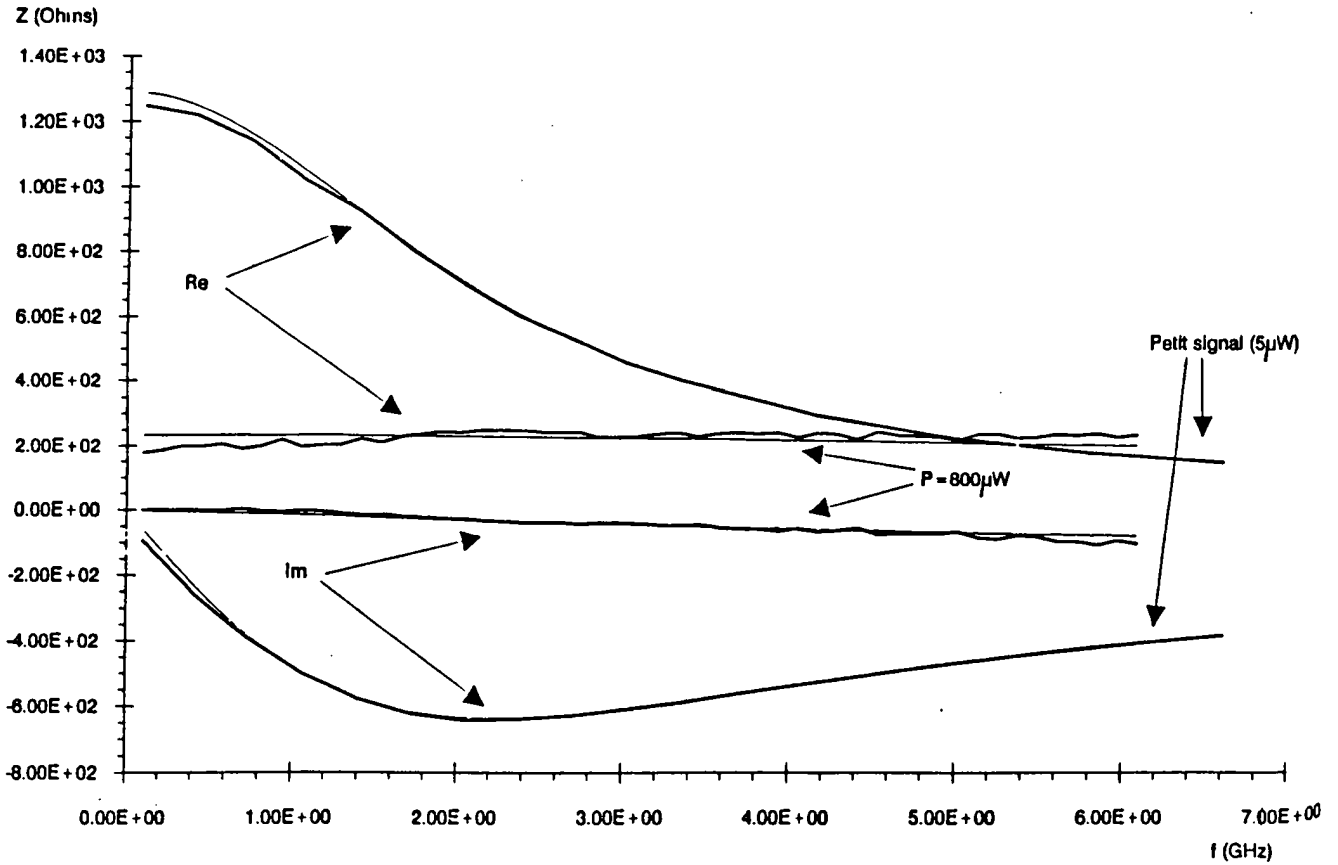


Figure 3.14: Impédances de la diode de section $20 \mu\text{m}^2$ à polarisation nulle, pour une puissance constante de $800 \mu\text{W}$ et comparaison avec l'impédance petit signal. Le résultat théorique est tracé en trait fin, l'expérience en trait gras.

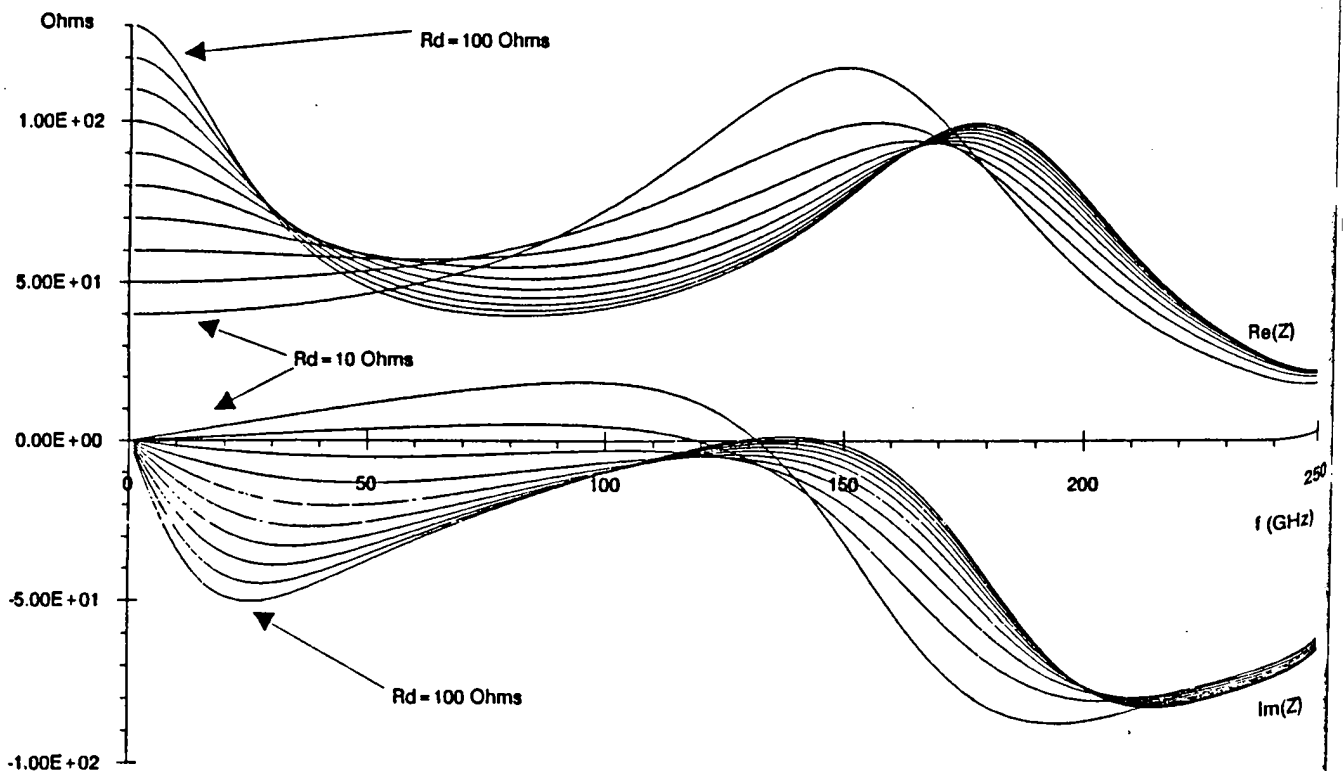


Figure 3.15: Impédance de la diode, paramétrée par R_d (R_d varie par pas de 10Ω).

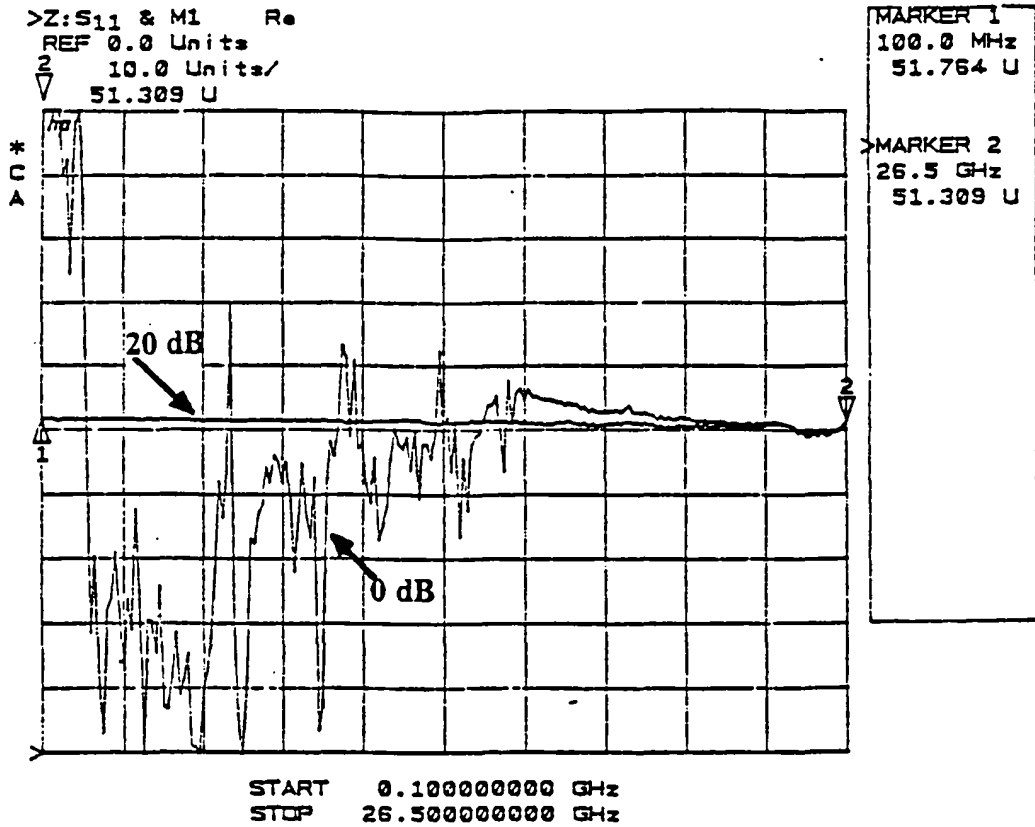


Figure 3.16: Relevé expérimental de l'impédance de la diode $20 \mu\text{m}^2$ pour une tension de polarisation de 0,6 V. Pour l'atténuation 0 dB, on voit se développer de fortes instabilités qui finissent par s'atténuer en haute fréquence. L'atténuation 20 dB correspond à une mesure petit signal.

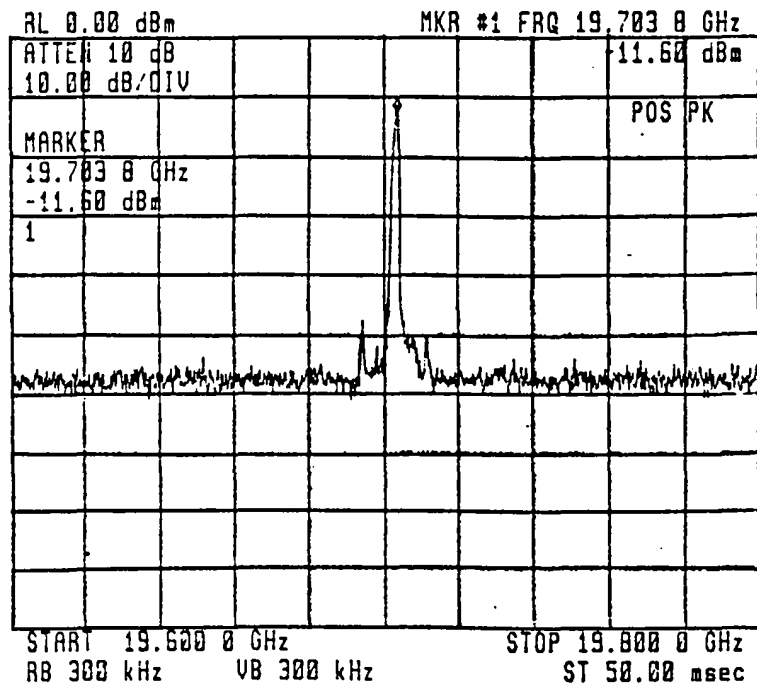


Figure 3.17: Spectre d'oscillation à 19,7 GHz obtenu pour une polarisation de 0,97 V. La diode est de section $9 \mu\text{m}^2$.

Ces mesures grand signal ne peuvent pas être reproduites lorsque nous nous approchons trop près de la tension V_{pic} , dans la mesure où la tension de pompe présente alors une excursion dans la zone d'instabilité. Ce point est illustré sur la figure (3.16) où nous présentons l'évolution fréquentielle en petit et grand signal pour une tension de polarisation de 0,6 V pour le composant considéré précédemment.

Ainsi, la conductance grand signal ne peut être mesurée directement quand le composant possède des effets marqués de conductance différentielle négative. Cependant, il est possible d'extraire cette information quand la diode est utilisée en tant qu'oscillateur. A cette fin, des composant ont été montés dans un boîtier pour des tests R.F. en vue d'obtenir une oscillation sinusoïdale libre.

Des oscillations entre 18 et 23 GHz ont été obtenues pour un composant de petite section ($9 \mu\text{m}^2$). La figure (3.17) montre un spectre d'oscillation typique à 19,7 GHz. La puissance de sortie maximale est de $80 \mu\text{W}$. Pour expliquer cette puissance de sortie, nous avons recherché les conditions de démarrage de l'oscillation grâce au logiciel M.D.S. en partant du schéma équivalent décrit auparavant. La description de la non linéarité est faite comme précédemment à l'aide de fonction type Arctangente au niveau de la caractéristique $I(V)$ rappelée sur la figure (3.18) pour le composant que nous avons testé. Par ailleurs, compte tenu du montage en boîtier avec un fil de thermo compression, le terme inductif de connexion a été pris égal à 0,5 nH.

Dans ces conditions, il est possible de déterminer le point de polarisation pour un démarrage d'oscillation, la fréquence d'oscillation ainsi que l'amplitude de tension du signal alternatif nous permettant d'obtenir une information de conductance grand signal en zone de R.D.N. Les ordres de grandeurs se situent autour de $1/200 \Omega^{-1}$. A ce sujet, nous pouvons faire deux remarques. En fait, le point de polarisation est déterminant sur l'évolution de G_d en fonction de V_{rf} . On peut s'en rendre compte en calculant la conductance de la diode à partir de la loi $I(V)$ analytique pour différentes conditions de polarisation et en faisant varier la tension rf. Si, au voisinage du point d'inflexion de la R.D.N., on obtient une relation $G(V)$ décroissante de façon monotone, en revanche, au voisinage de la tension $V_{vallée}$, G passe par un maximum. La seconde remarque est l'extrême sensibilité de ces calculs vis à vis de la loi $I(V)$ analytique prise comme base

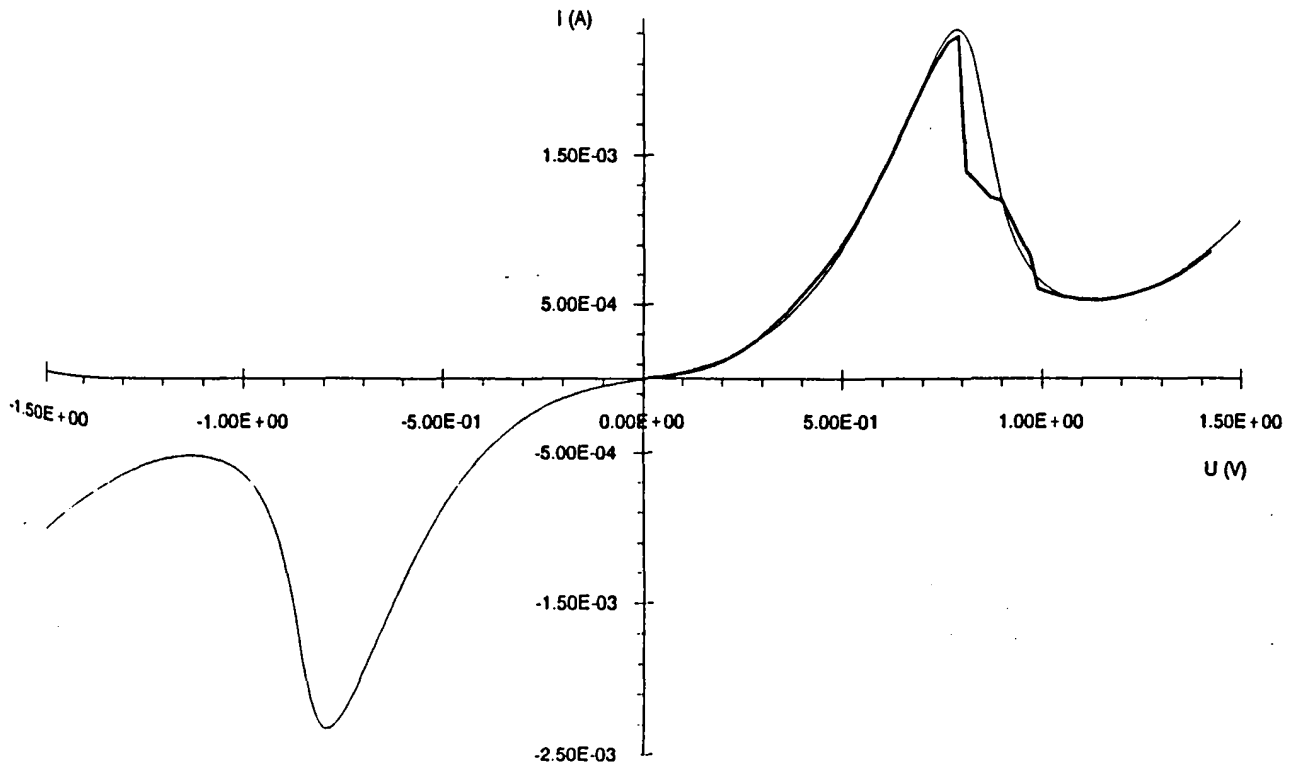


Figure 3.18: Caractéristique $I(V)$ utilisée pour les simulations sur le logiciel M.D.S. La mesure est donnée en trait gras, le modèle en trait fin.

de départ. Il est clair qu'en décrivant un composant fortement non linéaire, toute imprécision sur la caractéristique $I(V)$ se répercute au niveau de la détermination de G .

A l'heure actuelle, la multiplication est testée par des diodes montées en structure fermée. Aussi, nous nous proposons maintenant d'évaluer par des mesures d'impédance petit signal, en bande V (50-75 GHz), l'adéquation du composant à son environnement.

2.4 Mesures d'impédance dans la bande 50-75 GHz

Les premières campagnes de mesures de multiplication ont été faites à l'aide d'une cellule commerciale (Custom Microwave) prêtée par le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université de Lille. Dans cette expérimentation, les diodes sont contactées par moustache. Par ailleurs, la cellule dispose d'éléments d'accord grâce à un court-circuit mobile dans le plan arrière de la diode. Les figures (3.19) et (3.20) présentent successivement la photographie du bloc de multiplication et le schéma de principe de la cellule.

Par conséquent, l'environnement de la diode change comparativement aux mesures précédentes, et nous cherchons ici à donner une description de cette environnement avec un minimum d'éléments localisés. Ce n'est qu'à partir de ce schéma équivalent que nous pourrons développer de façon exhaustive des simulations d'équilibrage harmonique.

Bloc multiplicateur

Le bloc utilisé est une structure en guide croisé. Initialement, cette cellule est destinée à des composants de type varactor. La diode est collée sur un post et affleure le plancher du guide d'entrée. La moustache sert non seulement au contact continu, mais joue aussi le rôle d'antenne. Pour ce type de cellule, elle traverse le guide d'entrée comme le guide de sortie. Précisons que ce n'est pas toujours le cas, comme nous le verrons par la suite pour la cellule utilisée par l'E.N.S. de Paris.

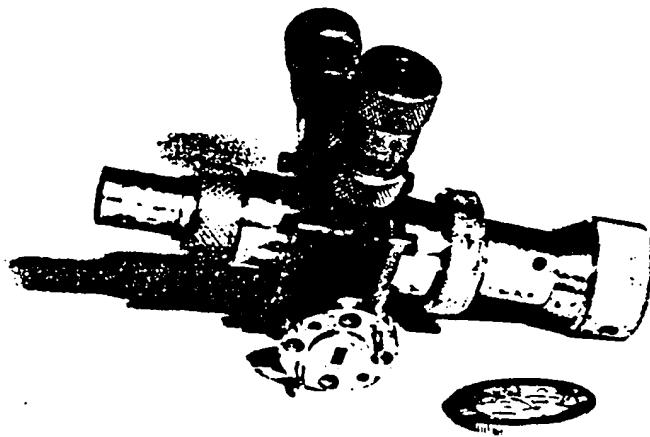
Le guide d'entrée a les dimensions suivantes:

$$a=3,75 \text{ mm}$$

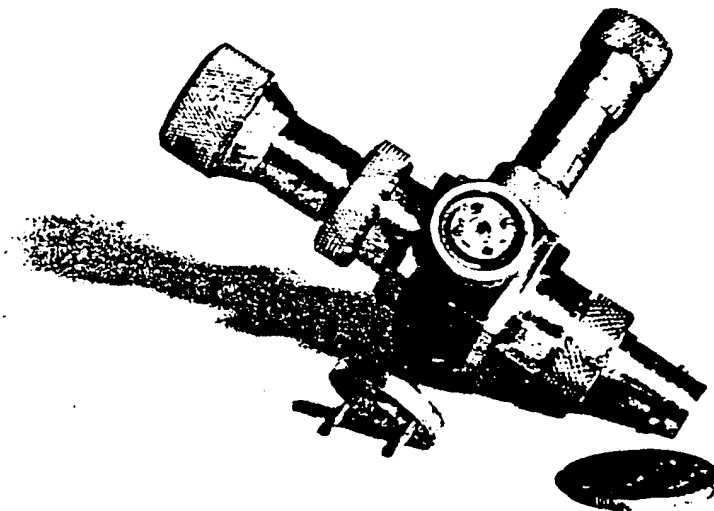
$$b=1,87 \text{ mm}$$

CELLULE DE MULTIPLICATION (Custom Microwave)

- guides croisés
- contact par moustache



WR-15 50 - 75 GHz



WR-5 140 - 220 GHz

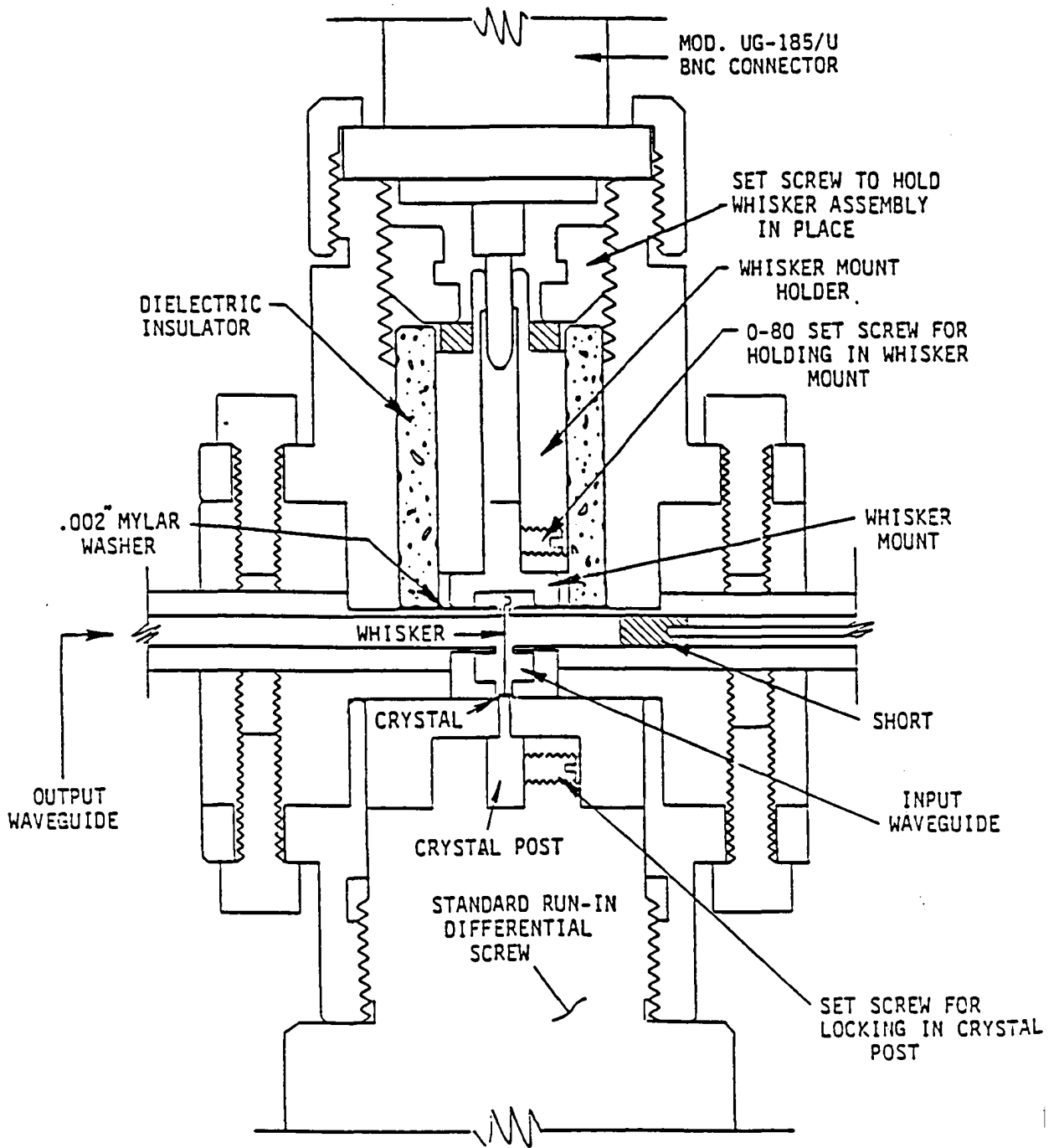


Figure 3.20: Dessin complet du bloc multiplicateur 'Custom Microwave'.

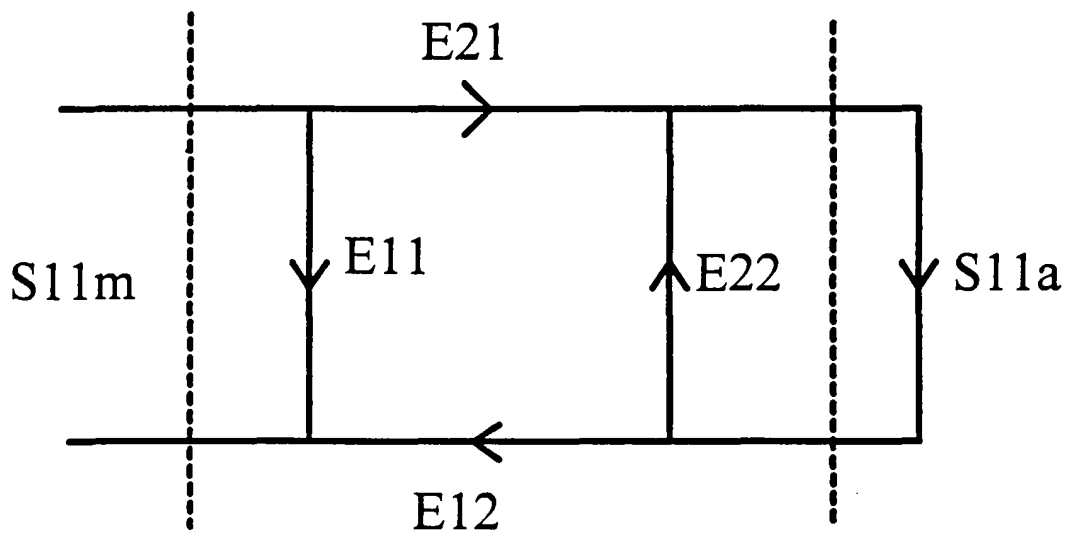


Figure 3.21: Schéma décrivant le modèle d'erreur à un seul port . La calibration permettra la détermination des coefficients du quadripôle inséré entre S_{11a} et S_{11m} , liés aux sources d'erreurs systématiques.

De plus, le plan de la diode est situé (plan médian du post) à une distance de 26,4 mm du plan d'entrée de la cellule (plan de la bride). Cette donnée qui a été précisée par le constructeur, s'avère essentielle car nous n'avons pas la possibilité de définir facilement par mesure où se situe le plan de la diode, en insérant par exemple une charge connue. Par contre, il nous est possible de définir le positionnement du court circuit mobile lorsqu'aucun composant n'est monté dans la cellule.

Les mesures d'impédances ont été effectuées entre 50 et 75 GHz à l'aide de l'analyseur de réseau vectoriel H.P. 85106. Cette fenêtre de fréquences correspond à une propagation en mode fondamental pour le guide d'entrée. Pour cette étude, seul le paramètre S_{11} est mesuré en respectant la démarche suivante. Une première phase concerne la calibration dans le plan de la bride d'entrée. Dans une seconde phase, nous nous ramenons dans le plan du composant pour deux types de mesures respectivement sans et avec la diode.

Calibration et correction d'erreur

Comme nous ne mesurons que le coefficient S_{11} , la calibration a été effectuée sur le modèle d'erreur à un seul port. La figure (3.21) illustre ce modèle avec pour source d'erreur systématique:

- la directivité des coupleurs internes à l'analyseur de réseau;
- l'adaptation de la source;
- l'erreur de réponse en fréquence.

Le premier point correspond sur notre figure au paramètre E11 qui rend compte de l'imperfection de la directivité des coupleurs et de la désadaptation due aux câbles de mesure. La seconde source d'erreur est matérialisée par le coefficient correspondant à la non adaptation de la source qui peut provoquer, en absorbant incomplètement le signal réfléchi, de multiples réflexions entre le mesureur et la structure sous test. Enfin, le troisième terme est schématisé par E21 et E12. Ces coefficients regroupent l'ensemble des pertes par aller retour survenant lors des mesures entre le plan de la structure et le mesureur. Les coupleurs, les câbles, les mélangeurs y participent en pratique. En appliquant ce modèle d'erreur, on peut établir la relation suivante, entre coefficients de réflexion mesuré (S_{11m}) et intrinsèque (S_{11a}):

$$S_{11m} = E_{11} + \frac{E_{21}E_{12}S_{11a}}{1 - E_{22}S_{11a}} \quad (3.11)$$

Accès au plan de la diode lors des mesures

Les mesures brutes dans le plan de la bride font apparaître de multiples rotations de phase qui compliquent notablement l'extraction de paramètres. En effet, sur la distance de 26,4 mm, on obtient pratiquement 8 tours sur abaque de Smith à la fréquence centrale. Pour s'affranchir de cet accès, il convient de se ramener dans le plan de la diode en insérant une longueur correspondant à l'aller retour de l'onde ($l=26,4 \text{ mm} \times 2$). Cette longueur est ensuite traduite électriquement compte tenu de la nature dispersive de la propagation des ondes.

Rappelons, en effet, que dans ce cas la vitesse de phase ($v_\varphi = \omega/\beta_g$) varie en fonction de la fréquence. Dans cette expression β_g est la constante de propagation guidée reliée à la longueur d'onde par l'expression: $\beta_g = 2\pi/\lambda_g$

Compte tenu des dimensions du guide d'entrée, la longueur d'onde guidée peut être calculée à chaque point de fréquence grâce à la relation:

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_o^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \quad (3.12)$$

pour laquelle λ_o et λ_c désignent la longueur d'onde dans le vide et la longueur d'onde de coupure.

Nous obtenons pour le guide considéré $\lambda_c=7,4 \text{ mm}$ correspondant à une fréquence d'apparition du mode fondamental de 39,9 GHz. L'occurrence du mode supérieur ne peut se faire qu'à la fréquence de 80 GHz, préservant ainsi la propagation en mode fondamental mentionnée auparavant.

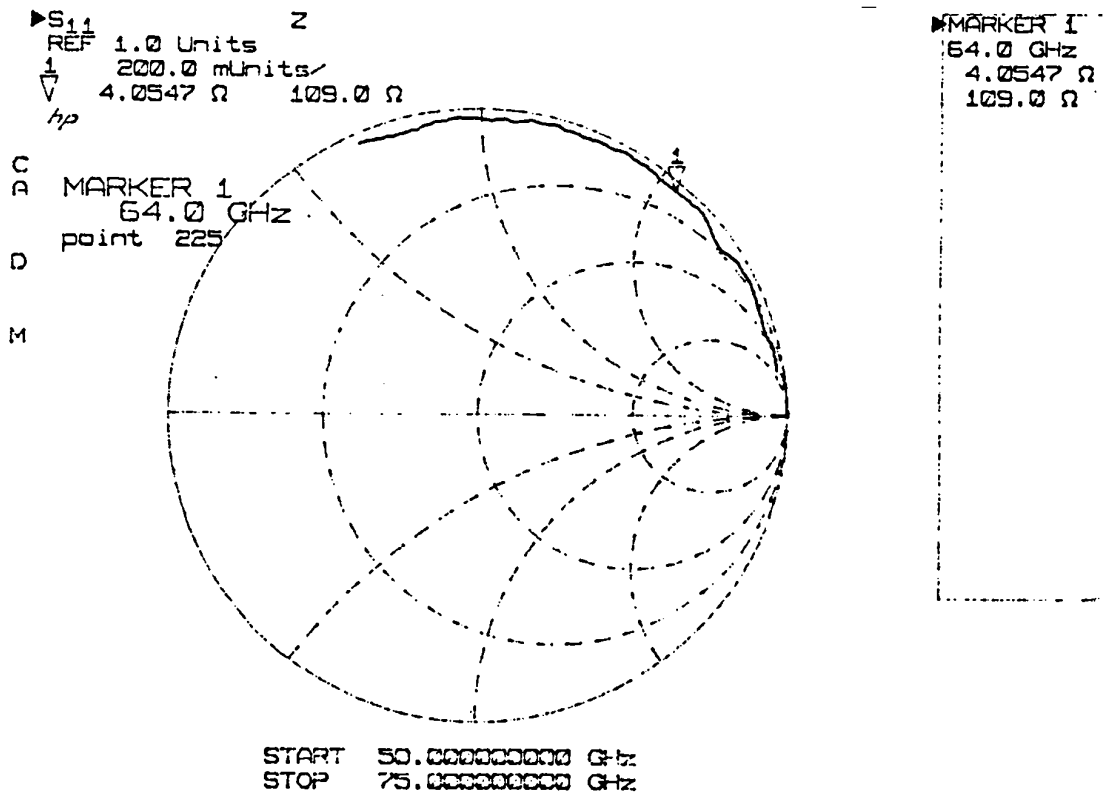


Figure 3.22: Lieu de S_{11} du bloc de multiplication sur abaque de Smith entre 50 et 75 GHz. La diode et la moustache, servant au contact, ont été ôtées afin de déterminer la distance exacte du plan de la diode au court-circuit d'entrée.

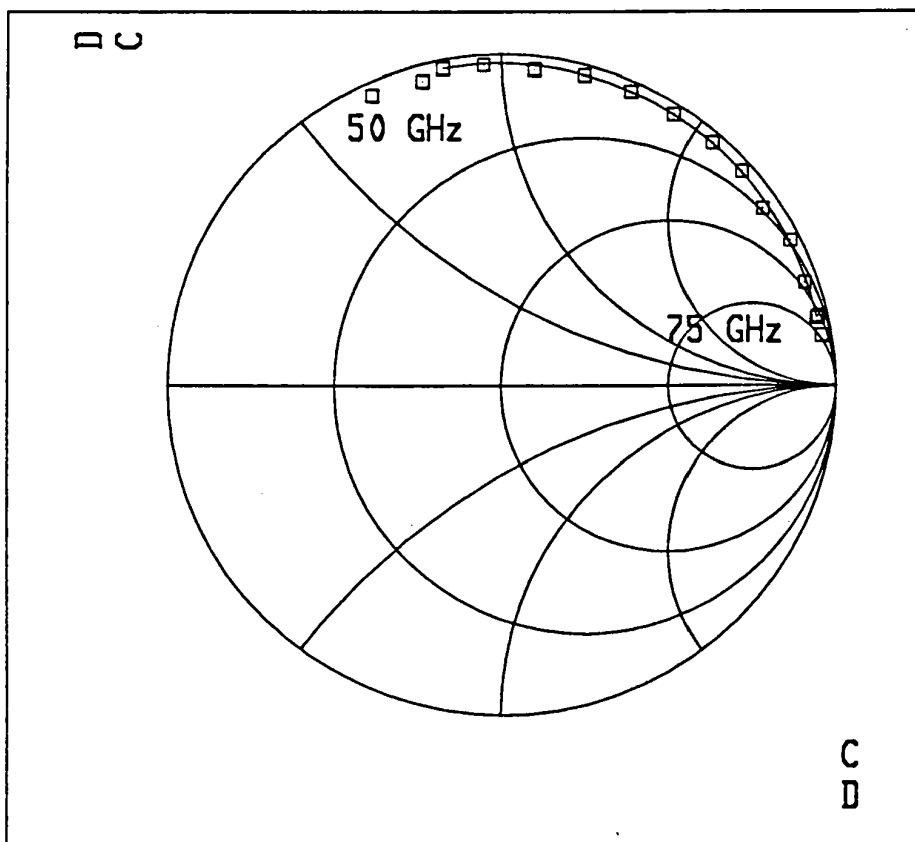


Figure 3.23: Comparaison entre le calcul d'une impédance ramenée dans le plan de la diode par un c-c et le relevé expérimental. Une distance (d) de 1,1 mm entre le composant et le court-circuit permet d'obtenir ces évolutions concordantes.

Détermination de la position du court circuit

La position du court-circuit est référencée à l'aide d'une vis micrométrique qui permet d'évaluer les déplacements relatifs. Une première difficulté est par conséquent la détermination de la distance absolue (d) du court circuit (c-c) par rapport au plan de la diode. Dans ce but, nous relevons le lieu du coefficient de réflexion sans insérer de composant dans la monture. Ainsi, le seul élément de charge est le court circuit d'adaptation qui apparaît, compte tenu de la distance, décalé en phase sur abaque. En pratique, comme on le constate sur le lieu de S_{11} donné figure (3.22), on peut mettre également en évidence un faible terme de pertes.

Dans un premier temps, pour déterminer avec précision la distance d , nous effectuons le calcul de l'impédance ramenée dans le plan de la diode, qui dans le cas d'un court circuit parfait s'écrit: $Z_{ram} = jZ_g \tan(\beta_g d)$ où Z_g est l'impédance caractéristique en guide. Pour $d=1,1$ mm, il y a adéquation de phase entre théorie et expérience. Dans un second temps, nous avons introduit un terme de perte directement au niveau du c-c en insérant une résistance série. On peut justifier l'origine d'un tel terme par l'imperfection du contact du stub en court circuit. Avec une résistance d'environ 15Ω , nous obtenons des évolutions concordantes entre points de mesure et points calculés comme le montre la figure (3.23).

Avant de considérer les mesures avec la diode, il nous semble important de revenir sur la notion d'impédance de guide [11] qui intervient chaque fois que nous voulons décrire une adaptation entre source et charge. En effet, si la notion d'impédance caractéristique est sans ambiguïté pour des lignes de propagation type Microstrip, coplanaire ou coaxiale, son extension au cas des guides d'ondes à un seul conducteur pose problème. Il y a en effet trois définitions possibles suivant que l'on considère les couples Puissance-Tension, Puissance-Courant ou Tension-Courant. Néanmoins, pour chiffrer l'ordre de grandeur de ce terme d'impédance, nous pouvons faire le calcul sur la base du couple Puissance-Tension à partir de la relation:

$$Z_g = 2 \frac{b}{a} \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (3.13)$$

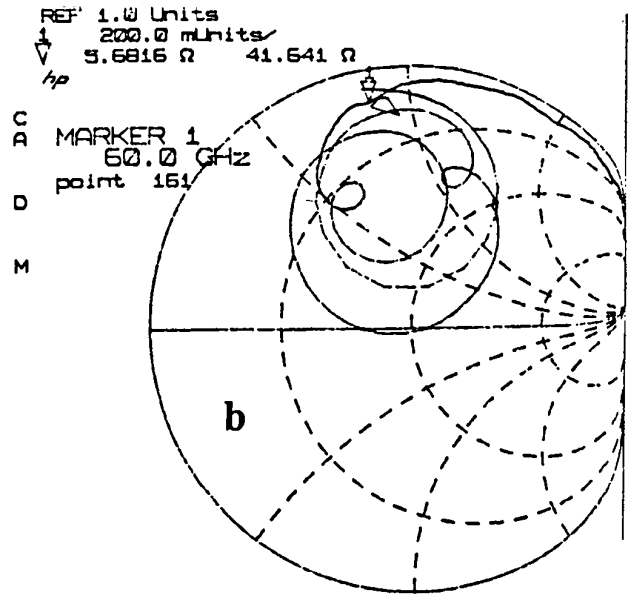
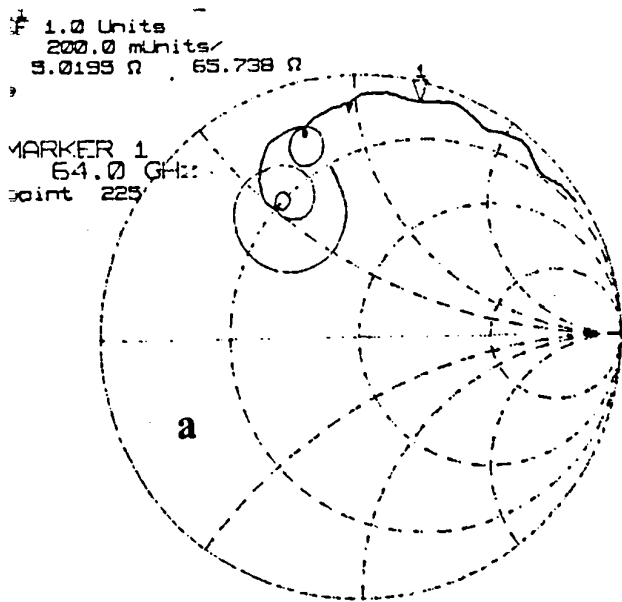


Figure 3.24: Présentation de deux mesures de S_{11} illustrant le caractère non reproductible des relevés expérimentaux en début de bande de fréquence (typiquement 50-60 GHz). La moustache est ici présente dans la cellule. Le balayage en fréquence s'étend de 50 à 75 GHz.

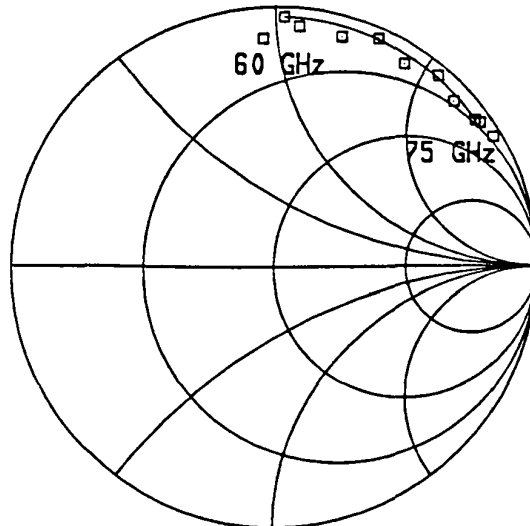


Figure 3.25: Comparaison entre calculs et points de mesure de l'évolution du coefficient de réflexion entre 60 et 75 GHz. La distance d est ici de 1,1 mm.

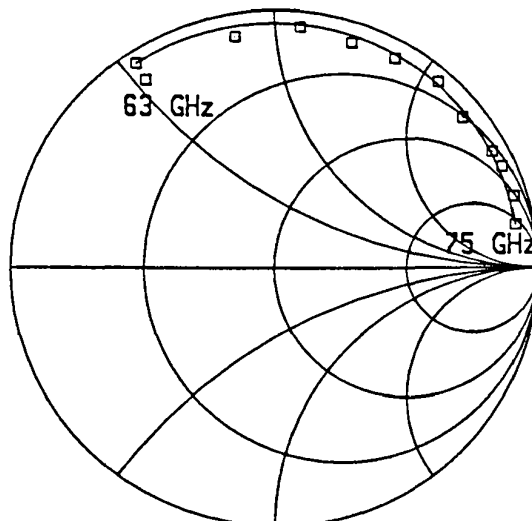


Figure 3.26: Comparaison théorie-expérience pour une distance d de 3,64 mm entre 63 et 75 GHz.

Dans ce cas, pour la fréquence de 64 GHz, et compte tenu de la fréquence de coupure du guide fixée à 39,9 GHz, on a: $Z_g=482 \Omega$. On obtiendrait des valeurs aussi importantes avec les autres méthodes de calcul. Ainsi, même si la définition de l'impédance caractéristique de guide n'est pas univoque, l'essentiel à retirer de notre discussion est que l'impédance, au sens large, est élevée, c'est à dire plusieurs centaines d'Ohms. On comprend alors les motivations de structures à guide réduit qui permettent une meilleure adaptation lorsque le composant présente intrinsèquement un faible niveau d'impédance. De ce point de vue, la cellule que nous avons utilisée, qui rappelons-le ne comporte que des sections de guide constant, ne s'avère pas idéale.

Mesures avec moustache en court-circuit

Il s'agit dans un deuxième temps, après avoir déterminé l'existence d'un décalage entre le plan de la diode et le plan du court circuit, de traduire l'équivalence sous forme d'élément localisé de la moustache.

Dans ce but, nous mesurons le coefficient de réflexion dans le plan de référence défini auparavant, lorsque la moustache est en contact avec le post. Il est important de noter que la façon dont on fait le contact n'est pas parfaitement reproductible ne serait-ce que par l'orientation du "whisker".

Afin de le vérifier, nous avons fait une série de mesures dont deux exemples représentatifs sont donnés figures (3.24a) et (3.24b). La comparaison entre les deux résultats montre le caractère non reproductible des boucles de résonance parasites remarquées en début de bande (40-58 GHz). A partir de 60 GHz, nous retrouvons par contre le même comportement fréquentiel.

Pour s'affranchir de cette incertitude, il nous paraît par conséquent judicieux de n'établir le schéma équivalent de la moustache qu'en ne tenant compte du déroulement du lieu de l'impédance commun aux deux mesures, c'est à dire pour des fréquences supérieures à 60 GHz. Ainsi, la figure (3.25) donne les lieux mesuré et calculé de S_{11} avec une bonne adéquation au delà de la fréquence donnée précédemment pour le plan de c-c le plus proche du post. Par ailleurs, nous avons la possibilité de jouer sur le positionnement du court-circuit. La figure (3.26) donne le résultat lorsque le c-c est décalé de 1/10 de pouce. On obtient alors une distance globale de 3,64 mm. Ce cas de

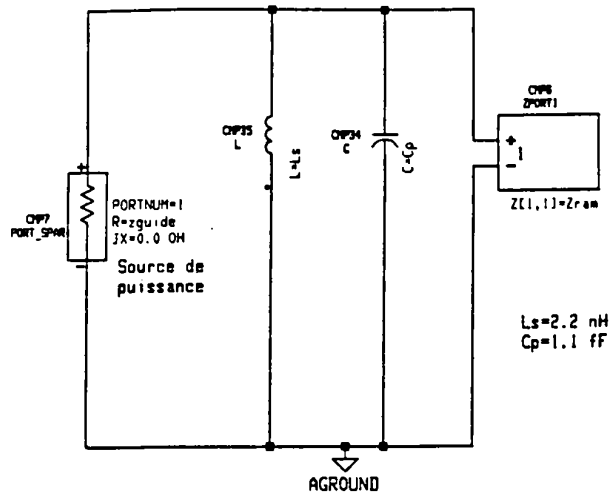


Figure 3.27: Modélisation électrique utilisée pour obtenir les résultats théoriques donnés sur les figures (3.25) et (3.26).

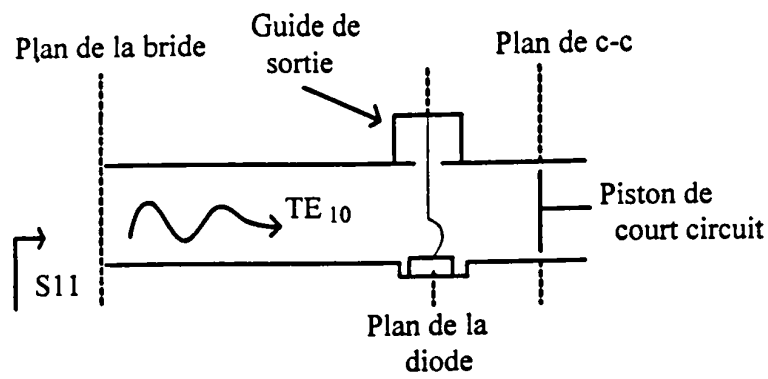


Figure 3.28: Schématisation d'une vue en coupe de la cellule de multiplication. Les échelles ne sont pas respectées.

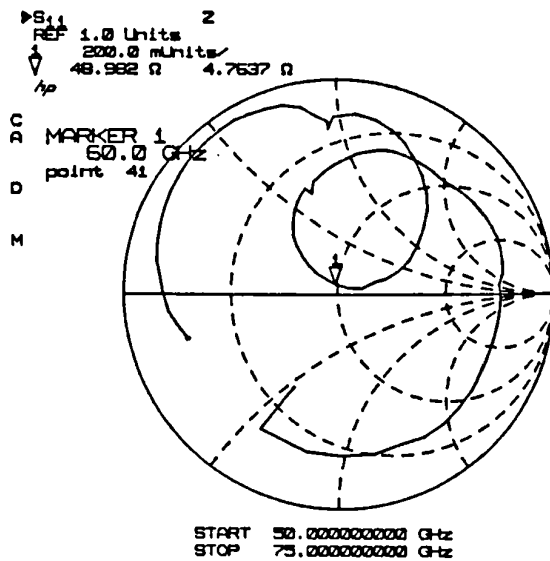


Figure 3.29: Relevé du lieu du coefficient de réflexion vu en entrée entre 50 et 75 GHz. Dans ce cas, une diode est présente et contactée par moustache. Le piston de c-c se trouve à une distance de 4,5 mm. On note une large boucle sur l'évolution de S_{11} autour de 60 GHz.

figure prévoit aux grandes longueurs d'onde, c'est à dire dans le bas de bande, une impédance équivalente de type capacitif. Expérimentalement, cependant, les résonances parasites nous empêchent de tirer parti de ce passage inductif-capacitif.

Pour interpréter ces résultats de mesures, nous nous sommes basés sur le modèle électrique présenté figure (3.27). L'élément central de ce schéma est l'inductance L_s , traduisant l'obstacle induit par la moustache au sein du guide. On peut avoir une première idée de sa valeur à partir de l'estimation suivante [12]:

$$L_s = 2.10^{-9} \cdot l \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot a}{\pi \cdot r}\right) \text{ nH} \quad (3.14)$$

Dans cette expression, a est le grand côté du guide soit 3,74 mm, r est le rayon de la moustache (12,5 μm), l (en cm) est la longueur de whisker prise égale à 0,187 cm dans la mesure où celui-ci traverse le guide d'entrée et de sortie conformément au schéma simplifié donné figure (3.28). Nous obtenons avec ces valeurs $L_s=2$ nH.

En parallèle avec L_s , une capacité C_p est insérée. Comme précédemment, une cellule de type stub complète ce schéma avec un terme de perte.

Concrètement, nous partons de valeurs probables pour chacun de ces éléments, compte tenu de la géométrie du dispositif, et nous cherchons à obtenir le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Une bonne adéquation théorie-expérience, validée par la comparaison entre données théorique et expérimentale (figures (3.25) et (3.26)), a été obtenue avec les valeurs suivantes: $L_s=2,2$ nH $C_p=1,1$ fF. Ces valeurs apparaissent relativement cohérentes en ce qui concerne les éléments réactifs. La longueur très importante de la moustache explique la valeur de $L_s > 2$ nH tandis que l'absence d'un passage en guide réduit se traduit par un capacité C_p extrêmement faible. Les valeurs résistives sont cohérentes avec ce que nous avons trouvé pour le piston de court-circuit.

Des analyses de circuits basées sur un schéma équivalent similaire à celui que nous avons employé, ont été utilisées dans la littérature [13][14] pour décrire les propriétés d'un oscillateur et d'un mélangeur.

Il est certain que si nous voulons aller plus avant dans la compréhension du comportement électromagnétique de la moustache et de son environnement, il faut

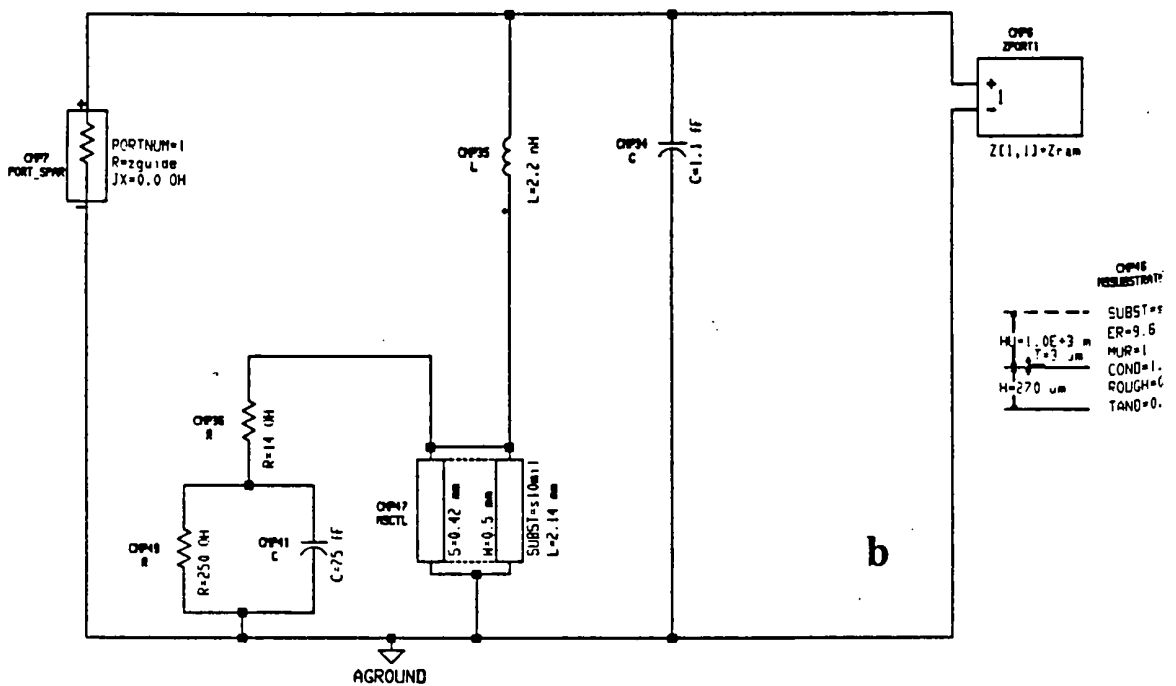
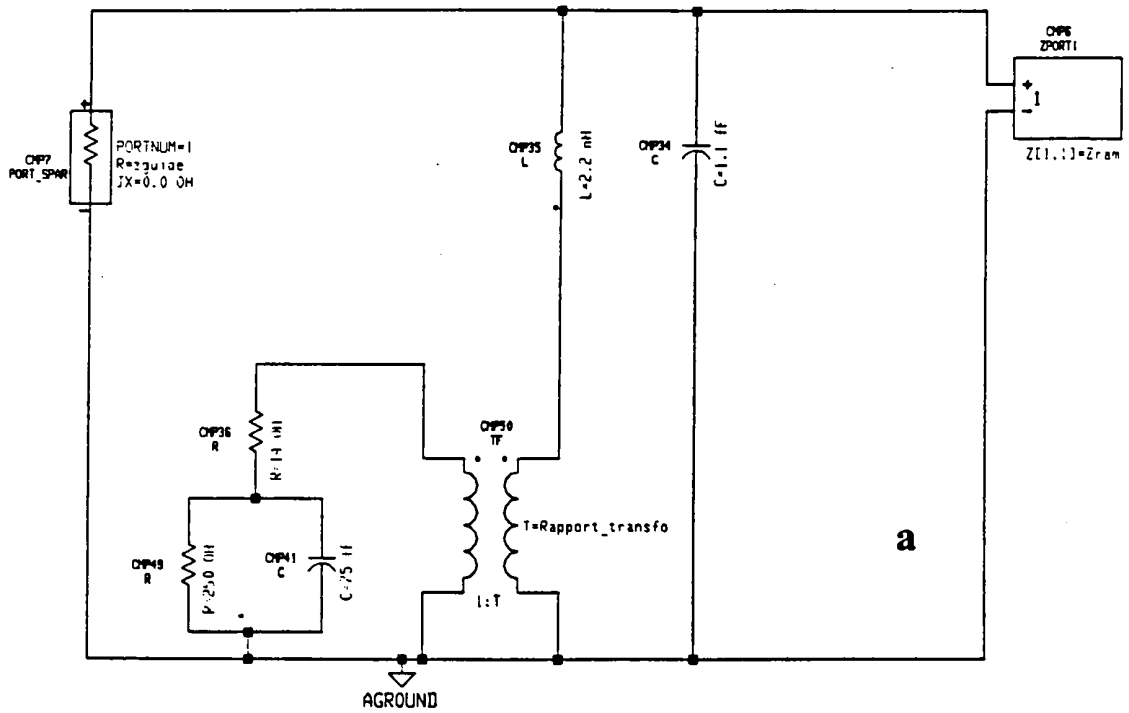


Figure 3.30 Modèle électrique complet permettant une simulation du paramètre S_{11} pour une diode montée dans le bloc de multiplication. Une transformation d'impédance est réalisée entre le composant et son environnement comme le montre la partie supérieure de la figure (a). Dans cette première analyse, cette transformation s'effectue au moyen de lignes couplées (b).

dépasser le stade du simple schéma type inductif-capacitif en prenant en compte les obstacles dans et au voisinage de la diode.

Structure d'ensemble de la cellule de multiplication

La figure (3.29) montre un relevé à l'analyseur de réseau entre 50 et 75 GHz du paramètre S_{11} d'une diode contactée par moustache. Le piston de court circuit est ici distant de 4,5 mm. Par ailleurs, la diode n'est pas polarisée, ce qui a pour conséquence de travailler à haute impédance au niveau de la caractéristique $I(V)$ ($R_d=250\Omega$). Comparativement aux mesures précédentes, on note l'apparition d'une large boucle sur le lieu de S_{11} tracé sur l'abaque de Smith. Pour décrire cette évolution, nous nous proposons d'étudier succinctement deux types de circuit, l'un mettant en jeu un transformateur d'impédance localisé, et l'autre assurant une variation d'impédance grâce à l'ajout d'un tronçon de ligne. Concernant la première solution, nous avons présenté figure (3.30) le schéma équivalent utilisé dans lequel on insère un transformateur d'impédance entre la diode (R_d, C_d, R_s) et le reste du circuit. La justification de cette topologie peut être faite à partir des travaux de Williamson [15] relatifs aux transitions guide d'onde rectangulaire-ligne coaxiale.

En pratique, compte tenu des différences entre ce type de transition et le cas auquel nous sommes confrontés, nous avons préféré déterminer le rapport de transformation par comparaison théorie-expérience plutôt que par une approche analytique rigoureuse. Sur les points expérimentaux, nous constatons que l'influence de la diode se fait particulièrement sentir en milieu de bande autour de 60 GHz.

Pour décrire cette sélectivité dans l'évolution fréquentielle du lieu de S_{11} , nous avons introduit un couplage de type lignes couplées en respectant cette bande de fréquence pour l'obtention du couplage maximum. Dans ce but nous avons fait varier la longueur du filtre en fixant la topologie des lignes de manière que l'impédance caractéristique soit proche de 100Ω . Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur de l'impédance caractéristique d'une ligne coaxiale dont le conducteur central correspondrait à la moustache. La force de couplage joue notamment sur l'amplitude de la boucle.

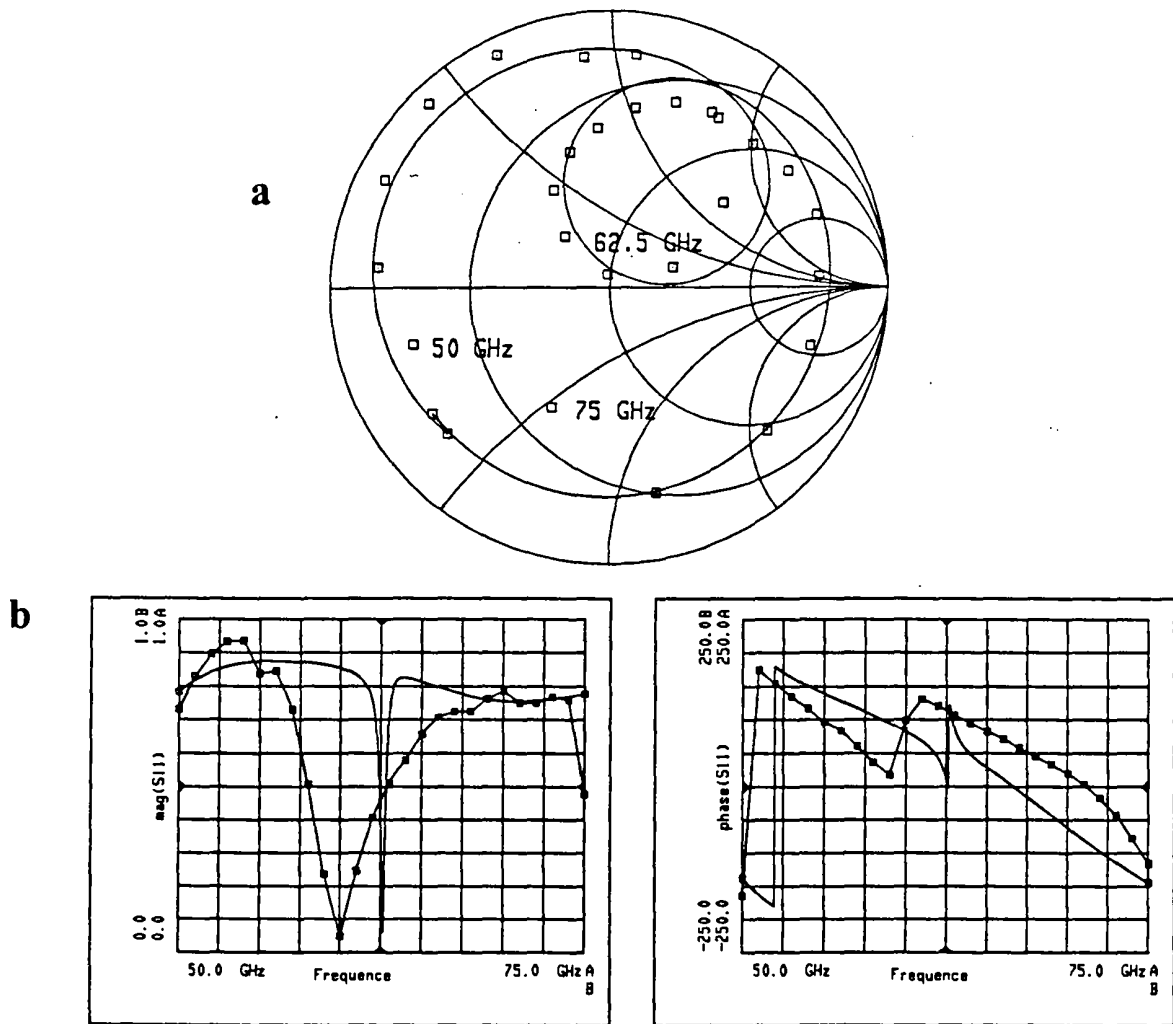


Figure 3.31: Présentation sur abaque de Smith (a) de la comparaison théorie-expérience (figure (3.29)) en utilisant le schéma équivalent donné par la figure (3.30). La figure (b) reprend les résultats en séparant les variations fréquentielles du module et de la phase de S_{11} .

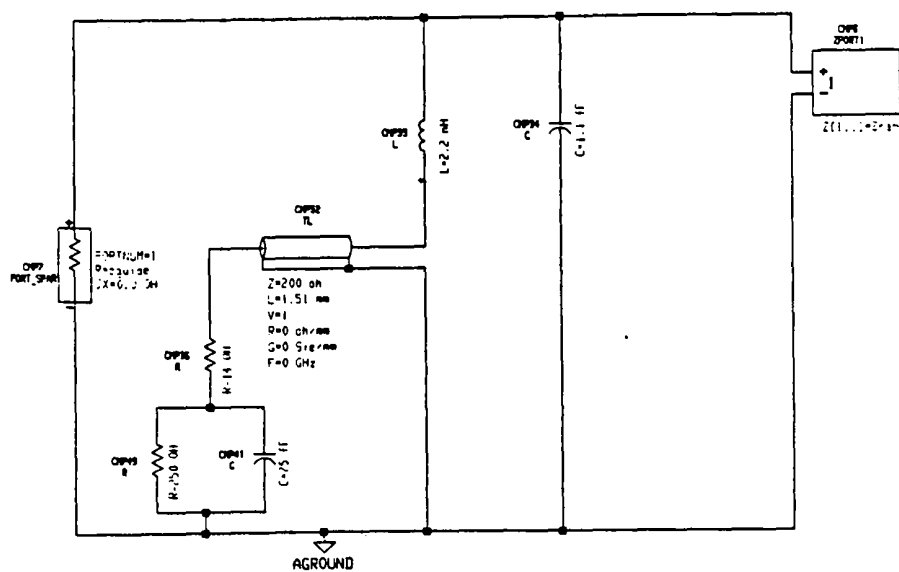


Figure 3.32: Second modèle électrique utilisé pour la comparaison entre calculs et points mesurés. La transformation d'impédance (permettant de traduire la large boucle du lieu de S_{11} relevée en pratique) est ici réalisée par une ligne de transmission de type coaxiale.

Grâce à cette procédure, il est possible de décrire les évolutions fréquentielles des points de mesure comme on peut s'en rendre compte sur la figure (3.31a) qui compare sur abaque de Smith les données expérimentales et celles calculées à l'aide du schéma équivalent donné figure (3.30). La figure (3.31b) reprend les résultats en séparant les variations fréquentielles du module et de la phase de S_{11} . A partir de ce mode de représentation, on note cependant, des écarts significatifs entre calcul et mesure bien que les changements de phases soient respectés.

Considérons à présent le deuxième circuit, figure (3.32), incorporant une longueur de ligne variable. Nous avons fixé ici l'impédance de la ligne coaxiale à 200Ω compte tenu du diamètre des conducteurs interne et externe. En outre, nous laissons inchangées les valeurs des éléments localisés de la diode. Le seul élément d'accord est par conséquent la longueur de la ligne coaxiale. Pour une longueur de 1,51 mm, nous avons calculé les évolutions reportées figure (3.33) du module et de la phase de S_{11} en fonction de la fréquence. On constate que ce relevé présente un accord quantitatif entre points de mesures et valeurs calculées.

Il apparaît finalement que, bien qu'il n'y ait pas unicité du schéma équivalent, il est possible de décrire l'allure des variations fréquentielles de S_{11} sur la base d'un transformateur d'impédance soit localisé, soit réparti. Dans tous les cas, les valeurs de l'inductance et des éléments de la diode sont inchangés, ce qui valide cette description basée sur l'expérience.

En résumé de ces mesures en structure guidée, il ressort que la valeur de l'inductance, pour la cellule considérée, est très importante compte tenu essentiellement de sa longueur, avec une valeur proche de 2 nH. Nous verrons par la suite que ceci peut être extrêmement pénalisant pour les types de composant que nous avons utilisés au niveau de l'efficacité de multiplication.

Concernant l'utilisation de ces mesures lorsqu'une diode est insérée, elles offrent l'avantage indéniable de mettre en évidence expérimentalement les possibilités d'adaptation en jouant sur la position du c-c et sur le positionnement de la diode.

Par contre, il nous semble que ces mesures font intervenir plusieurs transformations qui sont souvent difficiles à traduire par de simples éléments localisés

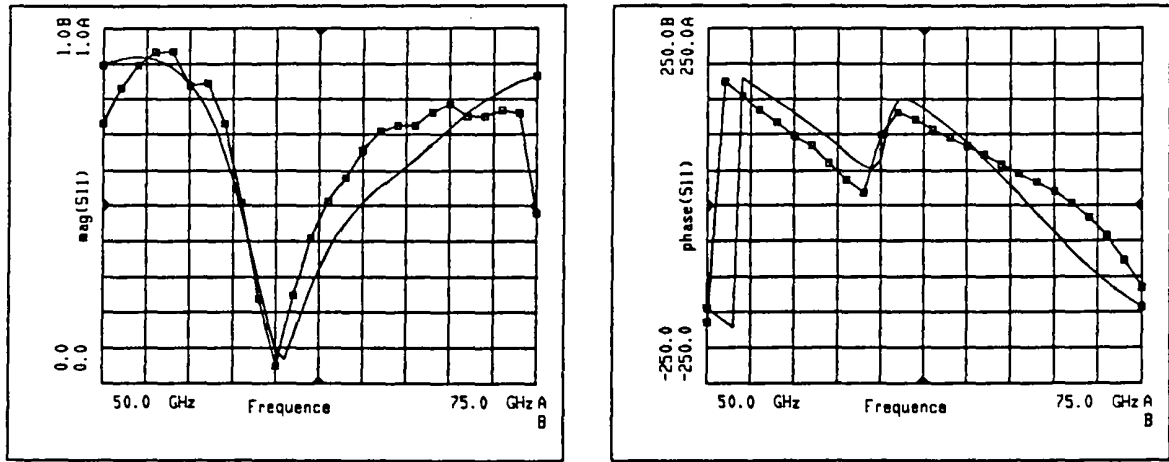


Figure 3.33: Comparaisons théorie-expérience des évolutions fréquentielles du module et de la phase de S_{11} , basées sur le modèle donné figure (3.32).

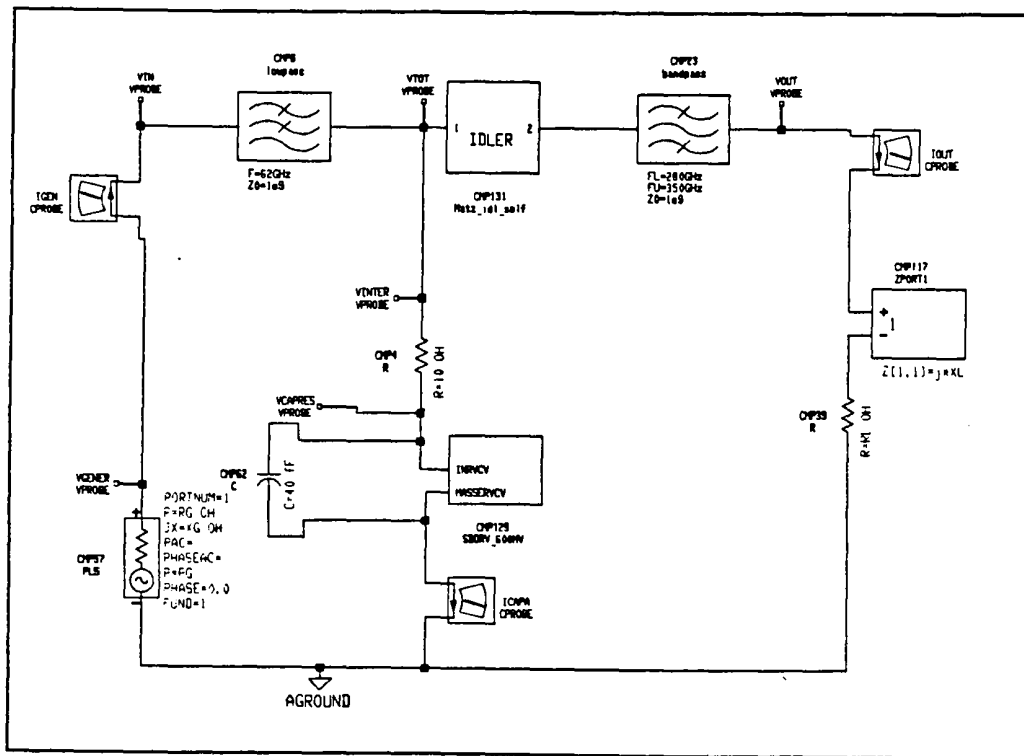


Figure 3.34: Circuit utilisé pour les calculs des impédances optimales à présenter au composant en régime grand signal.

entre le plan de référence où nous faisons la calibration et la diode proprement dite. A ce sujet, les mesures effectuées sous pointes hyperfréquences directement sur tranche apparaissent comme parfaitement complémentaires. A l'avenir, il pourrait être intéressant d'envisager des modélisations plus précises de la répartition des champs électromagnétiques, notamment avec le logiciel de simulation H.F.S.S. de Hewlett Packard bien adapté aux structures fermées. Notons cependant qu'il subsiste même dans ce contexte la difficulté de traduire simultanément l'élément actif et l'environnement électromagnétique.

2.5 Simulations

Dans cette partie consacrée aux simulations par équilibrage harmonique, nous nous proposons d'étudier deux aspects. En premier lieu, nous considérerons les conditions optimales de charge et d'excitation pour un fonctionnement en tripleur et en quintupleur. En second lieu, seront étudiés les éléments d'optimisation qui concernent les caractéristiques de conduction et les termes d'accès.

2.5.1 Conditions optimales en termes d'impédance

Compte tenu des relevés expérimentaux relatifs aux caractéristiques $I(V)$ des diodes triple puits, nous avons pris pour ces simulations les paramètres suivants:

- tension pic $V_p=0,6$ Volt;
- contraste en tension défini par la différence entre V_p et V_v de 600 mV;
- courant pic de 21 mA (soit $J_p=150$ kA/cm² pour une section de 14 μm^2);
- contraste en courant $I_p/I_v=3$.

En parallèle à la conductance non linéaire ainsi définie, nous insérons une capacité (Cd) de 40 fF. Sur ce dipôle élémentaire, nous ajoutons en série une résistance de 10 Ω .

Ce circuit élémentaire sert d'élément de base pour l'étude de l'adaptation entrée-sortie conformément au circuit donné figure (3.34). En fonction du mode de fonctionnement considéré, en tripleur ou en quintupleur, nous calons la fréquence centrale du filtre de sortie sur $3f_0$ ou $5f_0$ (f_0 étant la fréquence de pompe filtrée en entrée). Ces filtres sont considérés comme parfaits, c'est à dire sans pertes, avec une impédance quasi-infinie ($10^9 \Omega$).

Adaptation en entrée

Cette adaptation en entrée se révèle cruciale pour des fonctionnements très haute fréquence dans la mesure où on se trouve très rapidement limité par la puissance disponible des oscillateurs à l'état solide. A titre d'exemple, l'état de l'art pour les diodes Gunn se situe au niveau de quelques dizaines de mW au delà de 100 GHz, fréquence au dessus de laquelle on observe une chute extrêmement rapide de la puissance générée. Dans ces conditions, il est nécessaire d'éviter toute perte d'énergie par désadaptation.

Par ailleurs, à l'état de l'art actuel des diodes à effet tunnel résonnant, l'effet de résistance différentielle négative ne survient que pour des tensions de l'ordre de 0,5 V dans des cas concrets. Il est donc certain qu'une puissance minimale est requise pour développer une tension alternative de cet ordre de grandeur.

Tout d'abord, il est nécessaire de préciser que ce problème d'adaptation est auto-cohérent au sens où toute variation de la puissance modifie l'impédance de la diode qui elle même influence le transfert de puissance entre le générateur et la diode. Dès lors, nous fixerons une puissance d'entrée et nous nous efforcerons de trouver le couple (R_1 , X_1) à présenter à la diode assurant un transfert de puissance optimal. Cette procédure est alors répétée pour différentes données de puissances.

A priori, la puissance d'entrée n'est pas le seul facteur déterminant le niveau d'impédance de la diode puisque l'équilibrage harmonique permet par rétroaction de modifier les formes des signaux de tension présents aux bornes de l'élément non linéaire. En conséquence, nous devons également considérer le problème de l'adaptation en sortie.

Adaptation en sortie

Les motivations pour optimiser l'adaptation de sortie sont tout aussi claires si l'on considère les niveaux de puissance mis en jeu. Rappelons que les composants ont des sections extrêmement faibles, typiquement une dizaine de μm^2 , et qu'ainsi le volume de semi-conducteur actif est également réduit. Dans ces conditions, la puissance de sortie disponible est nécessairement limitée, en règle générale, inférieure au mW.

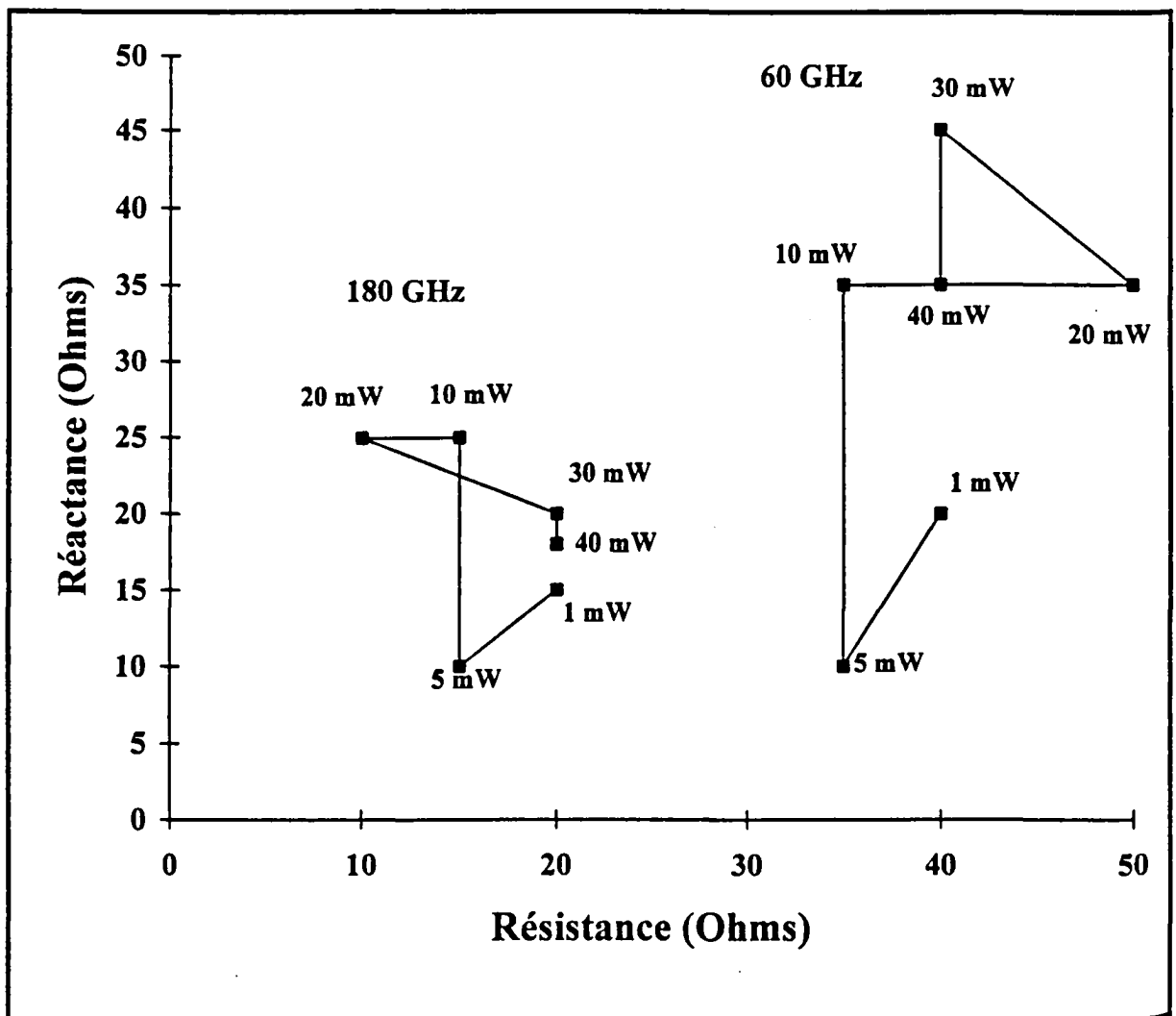


Figure 3.35: Présentation des lieux d'impédance qui permettent d'optimiser la puissance absorbée et la puissance délivrée par la diode. Il s'agit dans ce cas d'un fonctionnement en tripleur de fréquence. La puissance de source varie entre 1 et 40 mW.

L'adaptation de sortie vise ainsi à minimiser les pertes lors du transfert de puissance entre la diode et la charge.

Compte tenu des effets possibles de réactions entre sortie et entrée, nous avons procédé de la façon suivante. En partant d'un couple (R_i, X_i) décrivant le terme de résistance et de réactance pour une multiplication de rang i , nous modifions successivement l'adaptation d'entrée puis de sortie afin d'optimiser le bilan des puissances. Cette procédure itérative est ensuite répétée pour déterminer les couples (R_1, X_1) caractéristiques de l'impédance de source, et (R_i, X_i) correspondant à l'impédance de charge pour $i=3$ ou 5 . Par ailleurs, nous avons inclus un accord oisif à la fréquence intermédiaire de rang 3 pour un fonctionnement en quintupleur.

Résultats en tripleur

La figure (3.35) présente le lieu d'impédances optimales à présenter à la diode définie précédemment pour une fréquence de 60 GHz, en reportant sur l'axe des abscisses la partie réelle de R_i ($i=1$ et 3) alors que la partie imaginaire est reportée sur l'axe des ordonnées. La puissance d'entrée varie ici entre 1 et 40 mW.

Ces données théoriques suscitent les remarques suivantes. Au niveau du circuit d'entrée, le lieu des points se regroupe autour d'une partie réelle proche de 50Ω . Nous avons déjà mentionné, d'un point de vue expérimental, ce phénomène d'auto-adaptation si l'on considère un système d'impédance interne 50Ω . Par contre, pour des structures guide d'onde, on constate que la désadaptation est grande puisque l'impédance caractéristique du guide d'onde en milieu de bande est de l'ordre de 480Ω à comparer à 50Ω . Le problème de l'adaptation de la partie réelle passe dans ces conditions, soit par l'utilisation d'un guide réduit, soit par l'utilisation d'une cellule d'adaptation entraînant une transformation d'impédance comme nous avons pu le voir expérimentalement. Si on considère à présent la partie réactive, on note qu'elle varie sur un ordre de grandeur (entre 5 et 50Ω) avec un signe positif. Elle est donc inductive conformément au fait que la diode est essentiellement capacitive. En terme d'éléments d'inductance, on obtiendrait, comme condition d'adaptation une valeur de 18 pH pour une puissance d'entrée de 10 mW et de 120 pH pour une puissance d'entrée de 20 mW, ces deux valeurs correspondant aux cas extrêmes. A ce stade, précisons que ces valeurs d'inductance sont

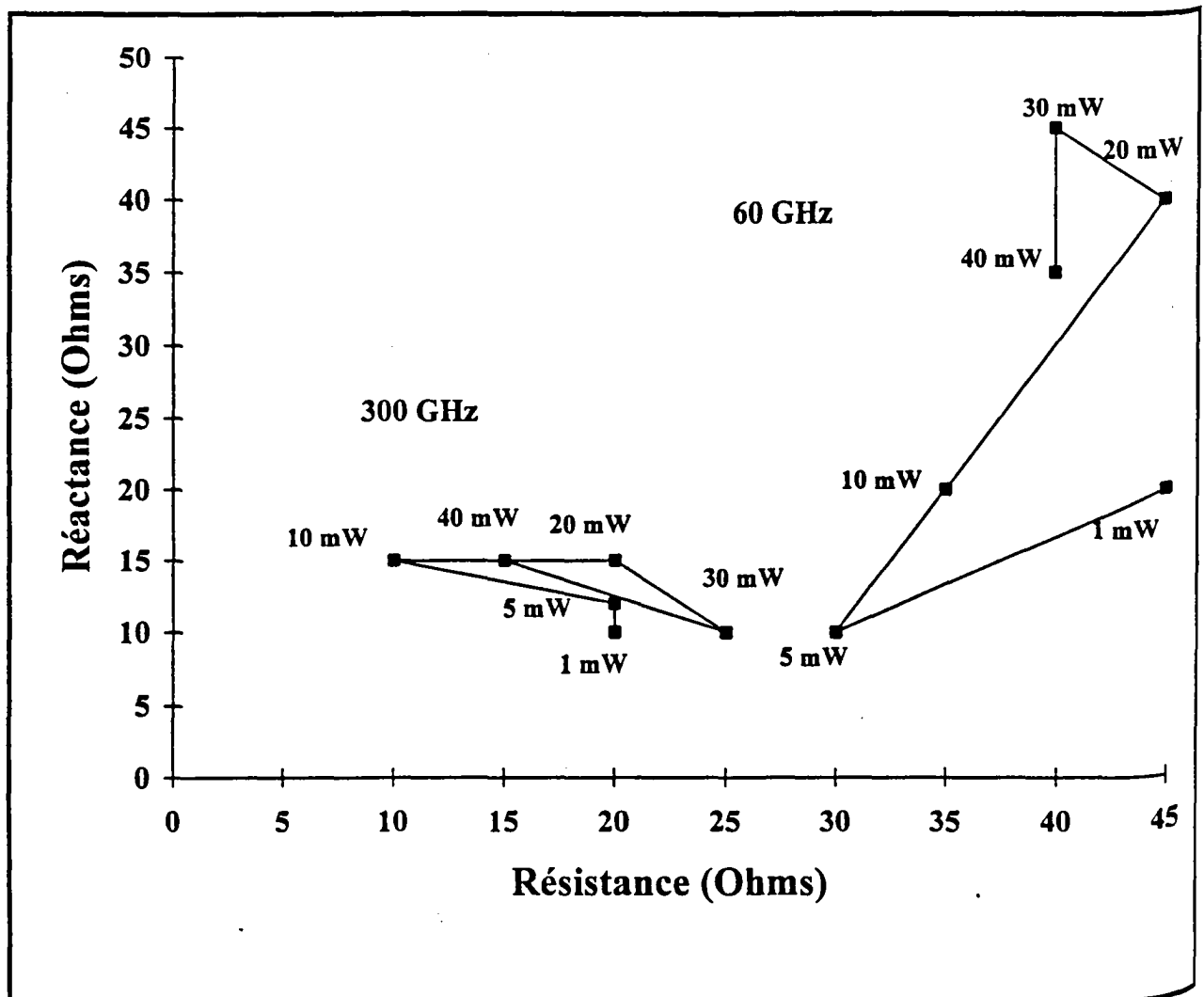


Figure 3.36: Graphe montrant, dans le plan (R,X), les impédances optimales pour un composant opérant en quintupleur.

extrêmement faibles si on les compare aux termes d'inductances apportés par les éléments de contact.

Pour le circuit de sortie, les mêmes raisonnements s'appliquent avec les différences suivantes:

- une partie résistive réduite d'un facteur 2;
- un resserrement des valeurs de réactances.

Cette première étude en tripleur met en évidence un certain nombre de problèmes bien que nous ayons considéré un cas d'espèce. Tout d'abord, on constate qu'il est possible de lisser les variations de la partie réelle de l'impédance de la diode en fonction de la puissance d'entrée. Cela est réalisé, cependant, avec une capacité relativement élevée qui nous le verrons sera préjudiciable au niveau des rendements.

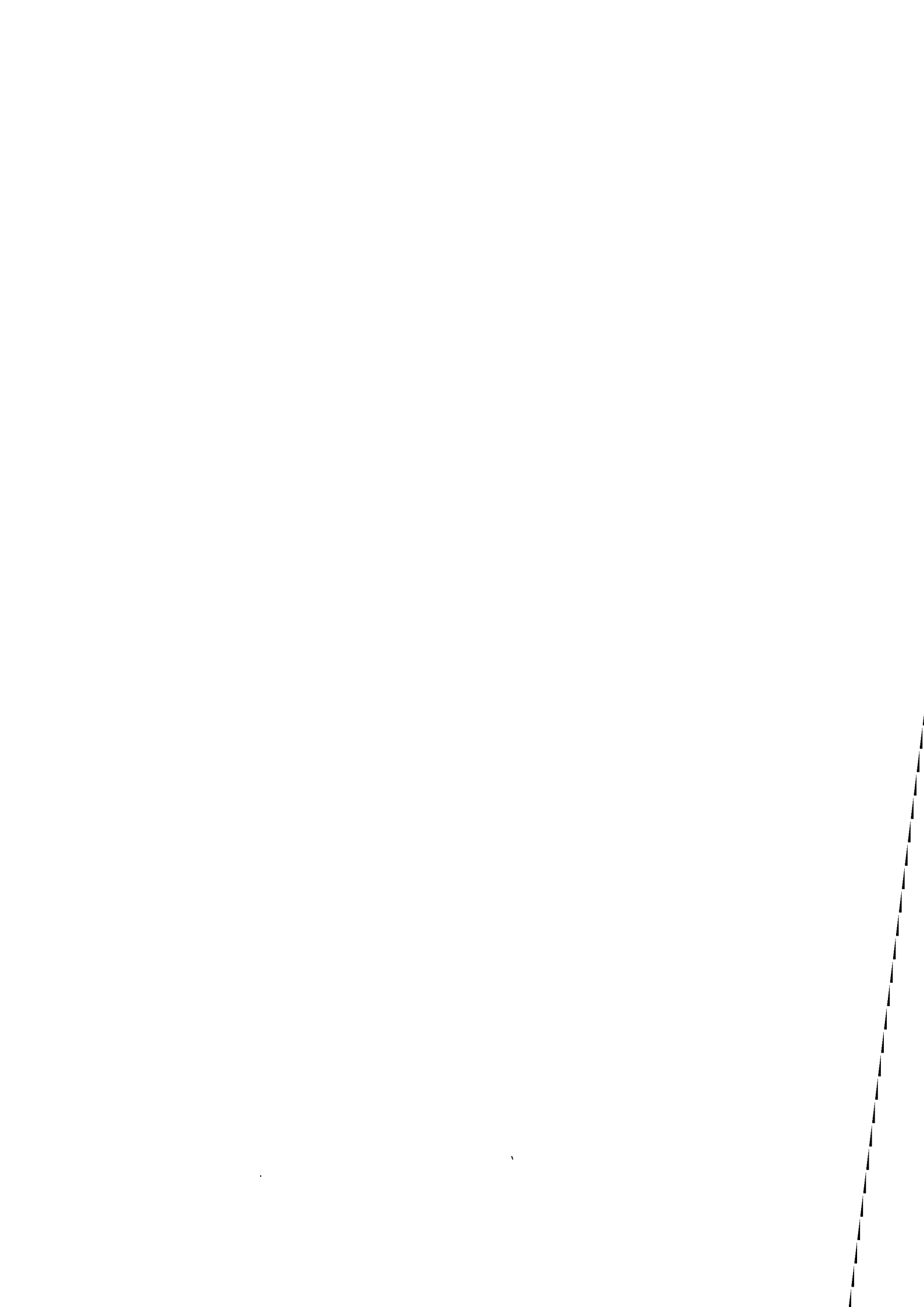
Concernant la partie réactive, on constate que les valeurs d'accords ne sont pas accessibles si on vise une résonance série, qui ne permet pas par ailleurs de s'affranchir de l'effet de shunt de la capacité.

Résultats en quintupleur

La figure (3.36) représente le lieu, dans le plan (R,X) , des impédances optimales à présenter à la diode. En ce qui concerne l'entrée, on retrouve, pour des niveaux de puissances identiques, un lieu extrêmement proche du cas précédent, en conservant la fréquence de pompe à 60 GHz. Ceci montre que la contre réaction entrée-sortie est du second ordre.

Les valeurs d'impédance (R_i, X_i) de sortie sont plus faibles compte tenu de l'augmentation de la fréquence de sortie. D'un point de vue pratique, cela rendra encore plus difficile l'adaptation.

Il reste une possibilité d'accord avec l'insertion d'un circuit idler. En effet, lorsqu'on cherche un fonctionnement sur harmonique 5 en pompant, rappelons-le, de façon à obtenir une tension alternative légèrement supérieure à $V_{vallée}$, on constate que le spectre de courant est riche également en harmonique 3. Plutôt que de tenter d'annuler la composante de courant sur fréquence intermédiaire, nous avons cherché à l'utiliser.



Même dans ces conditions, l'amélioration obtenue qui en résulte est faible avec des rendements passant de 0,25 % à 0,35 %.

En dernière remarque, notons qu'il s'avère de plus en plus difficile de concilier les adaptations d'entrée et de sortie pour une multiplication à haut rang d'harmoniques.

En conclusion sur ces problèmes d'adaptation, les points suivants nous semblent devoir être mentionnés. On constate tout d'abord qu'il existe une assez grande différence entre l'impédance de la diode et l'impédance pour les structures pratiques de type guide d'onde rectangulaire utilisées en multiplication. Ceci résulte directement des modes de fonctionnement à fort courant et des effets de shunt par la capacité. La seconde remarque concerne les valeurs d'inductance typiques mises en jeu dans une adaptation grand signal, qui sont pour les composants que nous avons considérés, majorées par 100 pH, et donc, sans commune mesure avec les termes d'inductance typiques des technologies de type moustache.

Ces calculs montrent donc la voie à suivre, à savoir la réduction de la section entraînant une baisse de la capacité corrélativement à une augmentation du niveau de la résistance à la conduction. Parallèlement, il nous semble important de rechercher une diminution de l'inductance de moustache passant par une réduction de la longueur et l'utilisation d'une forme de type ruban.

Après avoir étudié les éléments nécessaires à l'adaptation grand signal de la diode double barrière, nous allons calculer maintenant les performances théoriques en multiplication et dégager quelques critères pour améliorer les rendements de conversion.

2.5.2 Rendements de conversion et puissances délivrées

Dans un premier temps, nous nous attacherons aux paramètres constituant la relation I-V intrinsèque de la diode, c'est à dire V_p , J_p , le contraste en courant et l'influence de l'extension de la zone de R.D.N. Dans un second temps, nous nous intéresserons au rôle joué par les éléments a priori parasites tels que L_s et C_d . A chaque fois nous considérons la cas du tripleur et du quintupleur du point de vue des rendements et des puissances de sortie (sans aucun accord idler).

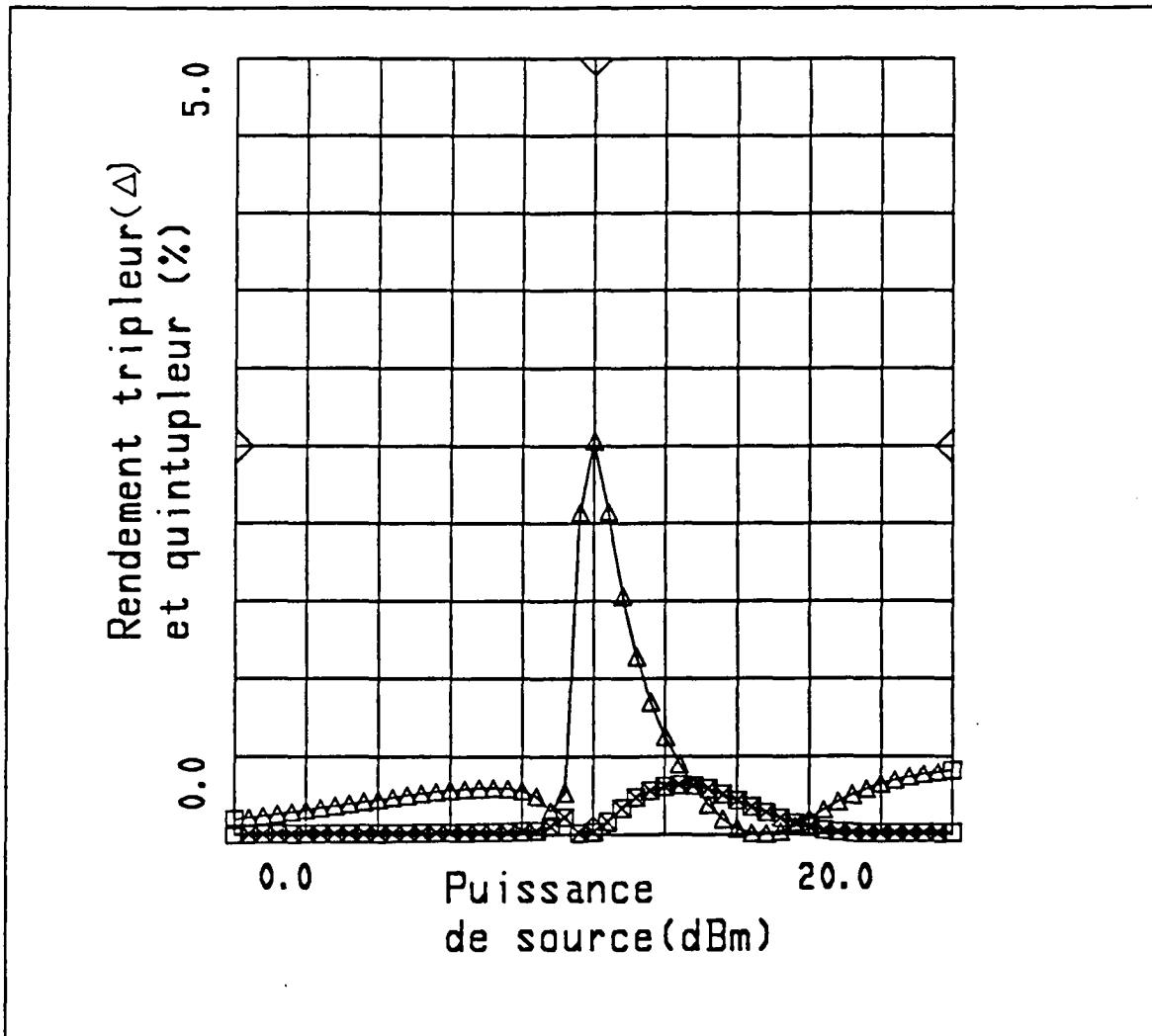


Figure 3.37: Evolutions typiques des rendements en tripleur et quintupleur de fréquence présentées en fonction de la puissance disponible de source.

Modélisation utilisée

Les simulations sont réalisées à l'aide du logiciel M.D.S. qui inclut un algorithme d'équilibrage harmonique dont nous avons présenté le principe au début de ce chapitre.

Le modèle électrique non linéaire est constitué d'une résistance non linéaire symbolisant la relation I-V, avec en parallèle une capacité constante. L'ensemble voit une résistance série fixée à 10Ω , valeur typiquement rencontrée en pratique. Les éléments de filtrage sont similaires à ceux décrits précédemment. Pour s'affranchir des problèmes d'adaptation dont nous venons de parler, nous avons conservé constantes les impédances de générateur et de la charge. Dès lors, nous nous placerons dans des conditions optimales de pompage de la diode. Cette relative simplification du modèle par rapport au cas pratique nous permettra cependant d'analyser les paramètres intrinsèques qui nous semblent essentiels à une bonne efficacité de multiplication.

Influence de la puissance de pompe

Avant toute présentation, il nous paraît important de signaler à nouveau que l'obtention des meilleurs rendements en tripleur se fait pour une puissance d'entrée telle que la tension développée aux bornes de l'élément résistif non linéaire "balaye" la zone de R.D.N. Pour l'illustrer, nous avons reporté sur la figure (3.37) l'évolution typique de η_3 et η_5 en % pour une variation de la puissance d'entrée entre 0 dBm et 20 dBm.

La diode utilisée dans ce modèle a pour caractéristiques:

$V_p=0,6V$ $J_p=150 \text{ kA/cm}^2$ $\Delta V=400 \text{ mV}$ $J_p/J_v=3$ $C_d=40 \text{ fF}$
avec $L_s=0$.

La fréquence du signal de pompe est de 60 GHz.

Le point essentiel sur la courbe présentée est que le rendement en tripleur passe par un maximum, ici de 2,5 %, sur une très faible zone de puissance d'entrée (2 dBm). La tension associée à la puissance adéquate est de 900 mV, c'est à dire proche de $V_{vallée}$. Cette excursion de tension sera toujours nécessaire pour produire un bon taux de conversion en tripleur. De la même manière, en quintupleur, il existe aussi une

puissance de pompe optimale. La tension correspondante est de l'ordre de 1,3 V, c'est à dire qu'il lui faut aller au delà de la zone de R.D.N. pour favoriser la production d'harmoniques de courant.

Ces considérations préliminaires vont conditionner en grande partie les éléments d'optimisation de la caractéristique I-V.

Par ailleurs, les conditions de pompe pour un fonctionnement en tripleur ou en quintupleur apparaissent décalées. Cette exclusivité dans les fonctionnements peut être un atout au plan des applications où l'on recherche l'un ou l'autre type de fonctionnement. En revanche, la richesse en harmoniques apparaît faible dès que des rangs supérieurs à 5 sont envisagés, les calculs montrent en effet une décroissance des harmoniques au delà du rang $i=5$.

2.5.2.1 Optimisation de la caractéristique I-V

A Influence de la densité de courant (J_p)

A priori, la densité de courant de courant pic joue sur le niveau de résistance et sur les valeurs des composantes de courant I_3 et I_5 lors du processus de multiplication. En outre, elle influence directement, rappelons-le, la fréquence de coupure. Sur cette base, il apparaît favorable de travailler à très forte densité de courant. Il y a cependant des contreparties qui se situent au niveau de la stabilité, de l'adaptation et enfin de la dissipation thermique. En effet, les faibles niveaux d'impédances obtenus, dus à la forte conduction de la diode, rendent le composant plus difficile à stabiliser au sens du critère de stabilité global:

$$L_s < |R_d|^2 C_d \quad (3.15)$$

que l'on peut établir à partir de critères énoncés en fin de chapitre 2.

Ainsi, si R_d est faible, une possibilité est de diminuer l'inductance L_s , ce qui est difficile en pratique. On peut également envisager de réduire la section afin d'obtenir des niveaux d'impédance acceptables. Par ailleurs en quelques chiffres, le critère de stabilité est respecté pour une valeur du module de R_d d'une centaine d'Ohms, ce qui est obtenu pour un composant donnant une densité de courant pic de 150 kA/cm² avec une section

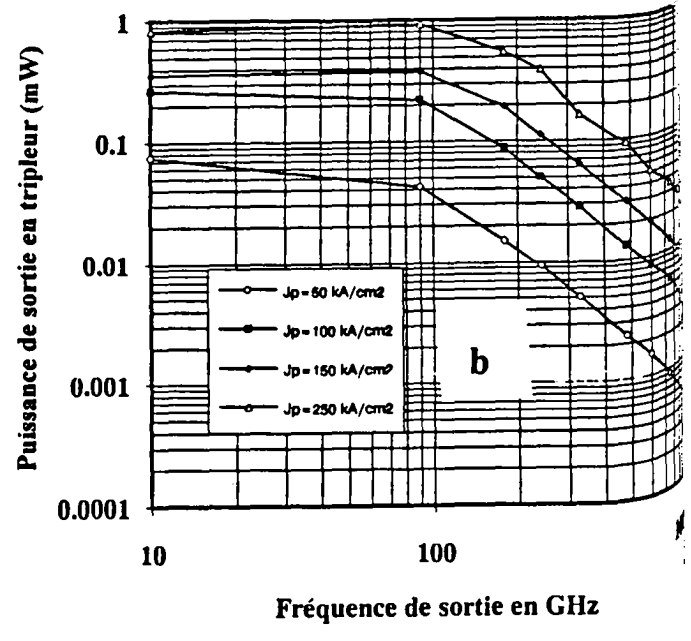
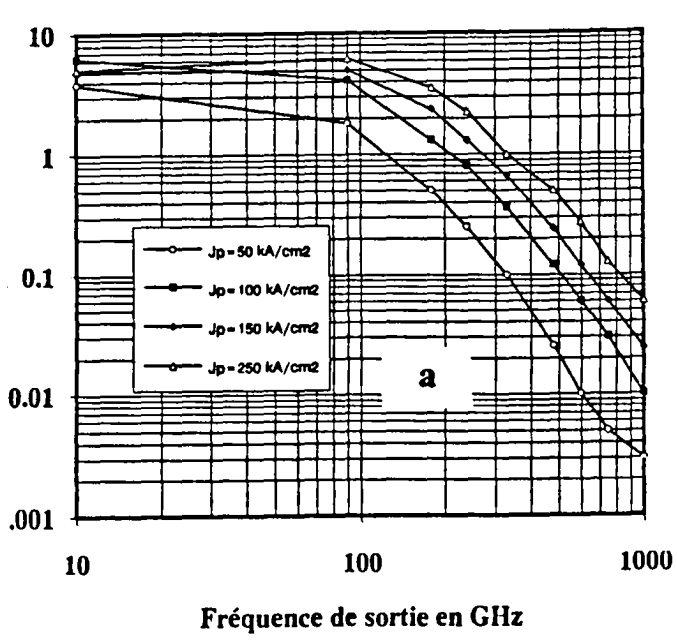


Figure 3.38: Présentation de l'influence de J_{pic} sur les performances en fonction de la fréquence de sortie d'un tripleur concernant le rendement (a) et la puissance délivrée (b).

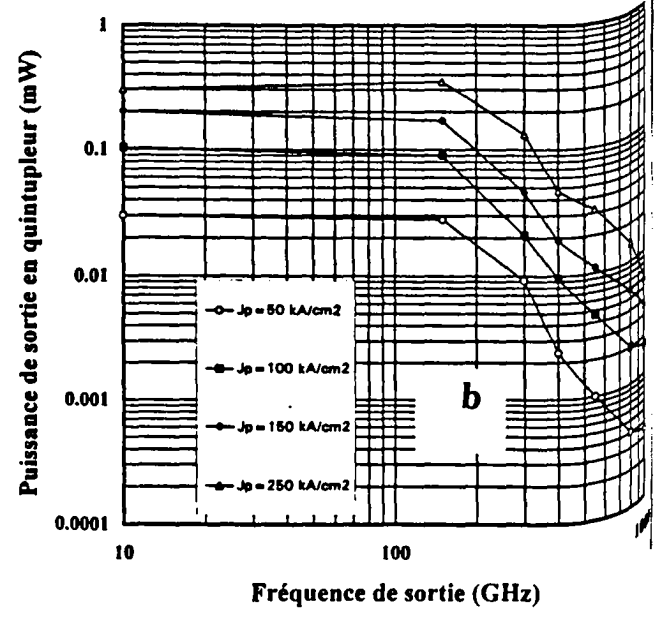
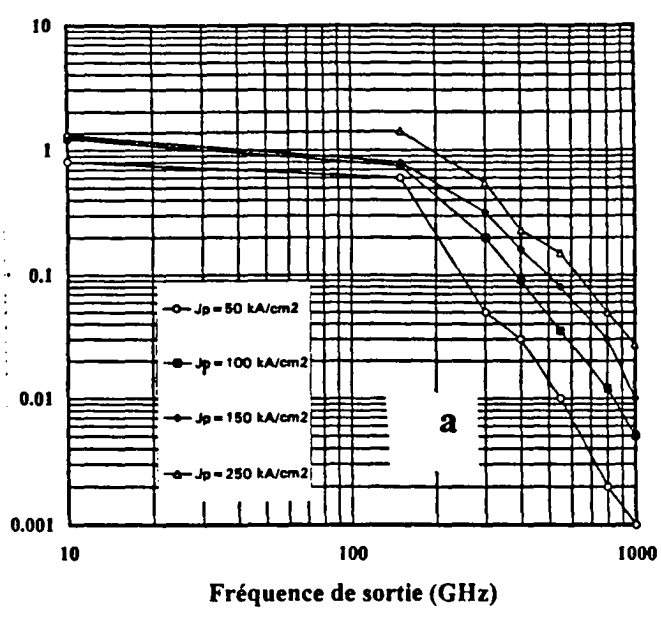


Figure 3.39: Influence de la densité de courant pic sur les performances fréquentielles pour un quintupleur concernant le taux de conversion (a) et la puissance de sortie (b).

de 1 à 2 μm^2 . En outre, cette diminution de section se répercute sur la capacité Cd qui permettra de minimiser la dégradation des rendements en multiplication. Il est certain que les problèmes relatifs au contactage des composants deviennent de plus en plus cruciaux. L'adaptation d'impédance bénéficie également de cette réduction des dimensions, alors que si nous maintenons la section constante, le transfert de puissance entre la source et la diode sera moins efficace. Enfin, à surface inchangée, on se heurte aux problèmes thermiques évoqués précédemment.

Les figures (3.38a) et (3.38b) décrivant les rendements et puissances en tripleur en fonction de la fréquence, montrent l'intérêt que d'augmenter J_{pic} afin d'avoir une meilleure tenue en fréquence des performances des composants. Il apparaît que pour $J_p < 100 \text{ kA/cm}^2$, l'effet de la capacité Cd (fixée à 40 fF) se fait sentir pour des fréquences de sortie inférieures à 100 GHz. On constate par conséquent, que pour cette valeur de capacité choisie, (typique de nos composants), il faut travailler à plus de 150 kA/cm^2 pour espérer un fonctionnement efficace en haut de la gamme des longueurs d'ondes millimétriques. Concernant la puissance de sortie, nous bénéficions de niveaux de courants alternatifs qui sont plus importants à densités de courants élevées. A faible densité de courant, il ressort une nette décroissance de P_3 , en $1/f^2$, due au rôle de shunt de la capacité Cd.

Rappelons que nous définissons le rendement comme:

$$\eta_i = \frac{P_{out_i}}{P_{abs}} \quad (3.16)$$

où P_{out} est la puissance de sortie de l'harmonique de rang i sur une charge 50Ω et P_{abs} est la puissance absorbée par la diode constituée par R_s , R_d non linéaire et Cd.

La puissance est calculée par : $P = \frac{1}{2} \Re(VI^*)$

Nous retrouvons les mêmes principes d'évolution en quintupleur sur les figures (3.39a) et (3.39b). Les seules différences sont les rendements de conversion qui sont divisés par 3 et les puissances de sortie plus faibles en général.

Finalement, nous retiendrons une valeur de 150 kA/cm^2 pour J_p dans la suite de nos simulations. En effet, les résultats fréquentiels sont corrects, et cette densité de courant peut être atteinte en pratique. Précisons cependant que la valeur limite de

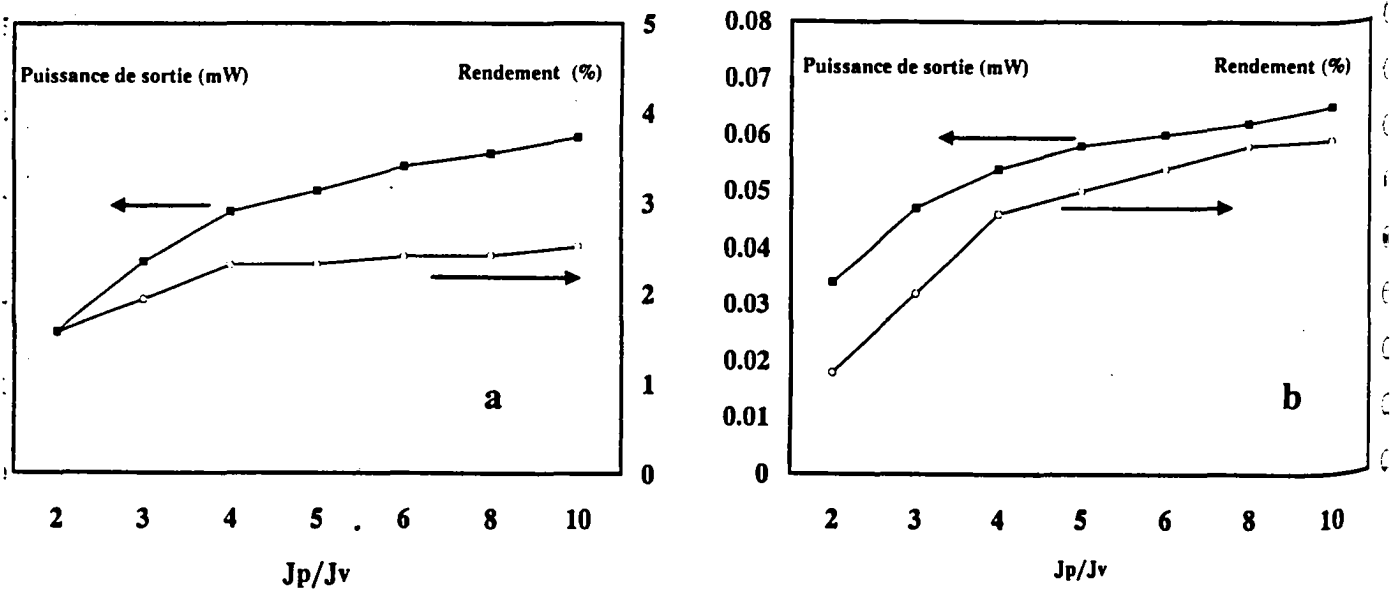


Figure 3.40: Rôle du contraste en courant (J_p/J_v). Les évolutions du rendement et de la puissance de sortie sont présentées pour un tripleur (a) et un quintupleur (b).

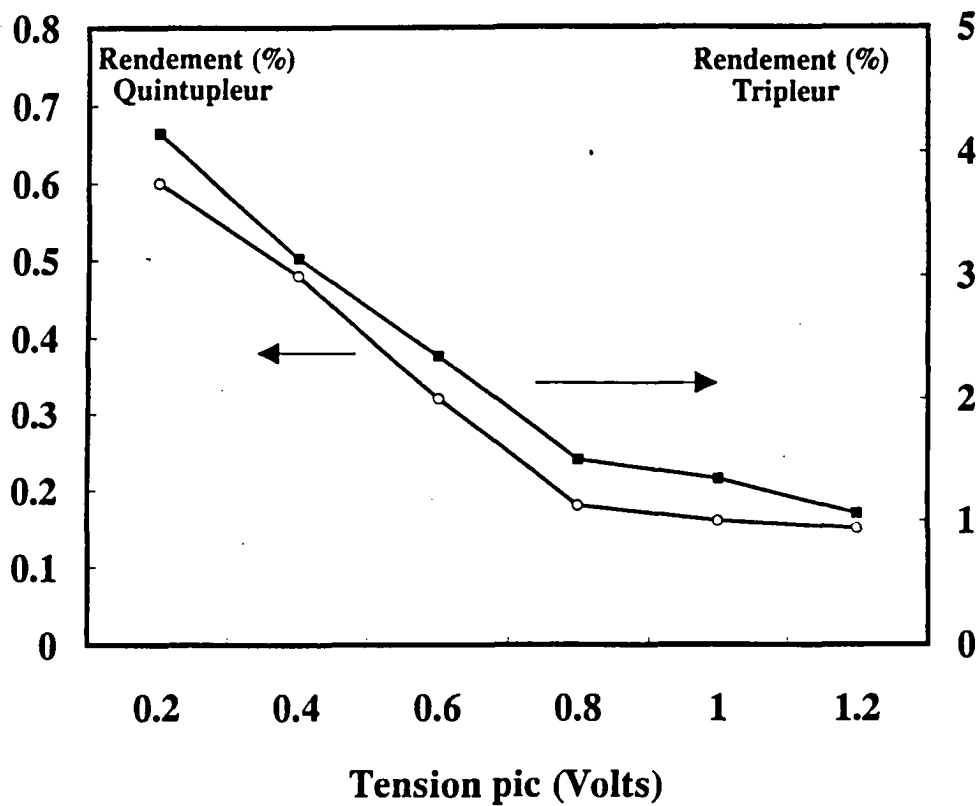


Figure 3.41: Influence de la tension pic sur les taux de conversion pour une multiplication de fréquence par 3 ou 5.

250 kA/cm² introduite dans nos simulations n'est pas utopique. De tels niveaux de courant ont déjà été obtenus pour des structures à base de matériaux à forte concentration d'Indium tel que la double barrière InGaAs/AlAs en croissance pseudomorphique sur substrat InP. Néanmoins, ceci reste une performance difficile à obtenir.

B Influence du contraste en courant

Nous avons déjà présenté une approche simplifiée dans laquelle il apparaissait que nous avons intérêt à augmenter J_p/J_v . Les simulations en équilibrage harmonique confirment ce fait comme le montrent les courbes (3.40a) et (3.40b). Pour les calculs nous avons choisi $J_p=150$ kA/cm² par rapport à la discussion précédente, $V_p=0,6$ V, $\Delta V=0,4$ V (contraste en tension en zone de R.D.N.) et $C_d=40$ fF.

L'essentiel ici est qu'il paraît inutile de vouloir augmenter démesurément J_p/J_v pour atteindre de hauts rendements de conversion ou une forte puissance de sortie. A partir des figures présentées, un effet de saturation des valeurs de rendement se fait sentir dès que le contraste en courant atteint 6. Ainsi, concrètement, si nous devons faire un choix entre densité de courant et contraste en courant, qui sont rappelons-le deux objectifs antagonistes, il est préférable de privilégier J_{pic} , pour atteindre le seuil de 100 kA/cm². Pour ces valeurs de courant, les rapports J_p/J_v pourront être compris entre 3 et 6, suivant le système de matériau considéré.

C Influence de V_{pic}

Concernant V_p , la figure (3.41) montre qu'une diminution (partant de $V_p=1,2$ V jusqu'à $V_p=0,2$ V) permet l'amélioration notable du rendement de conversion (de 1 % à 4 % pour le cas du tripleur). Cette évolution est valable également en quintupleur (de 0,15 % à 0,6 %). Pour ces calculs les caractéristiques de la relation $I(V)$ sont les suivantes:

$$J_p=150 \text{ kA/cm}^2 \quad J_p/J_v=3 \quad \Delta V=400 \text{ mV}$$

Cette optimisation de la tension V_{pic} nous semble un point particulièrement intéressant dans la mesure où cela réduit de façon notable la puissance à appliquer pour un fonctionnement optimal du composant. Ce dernier point est illustré figure (3.42) qui

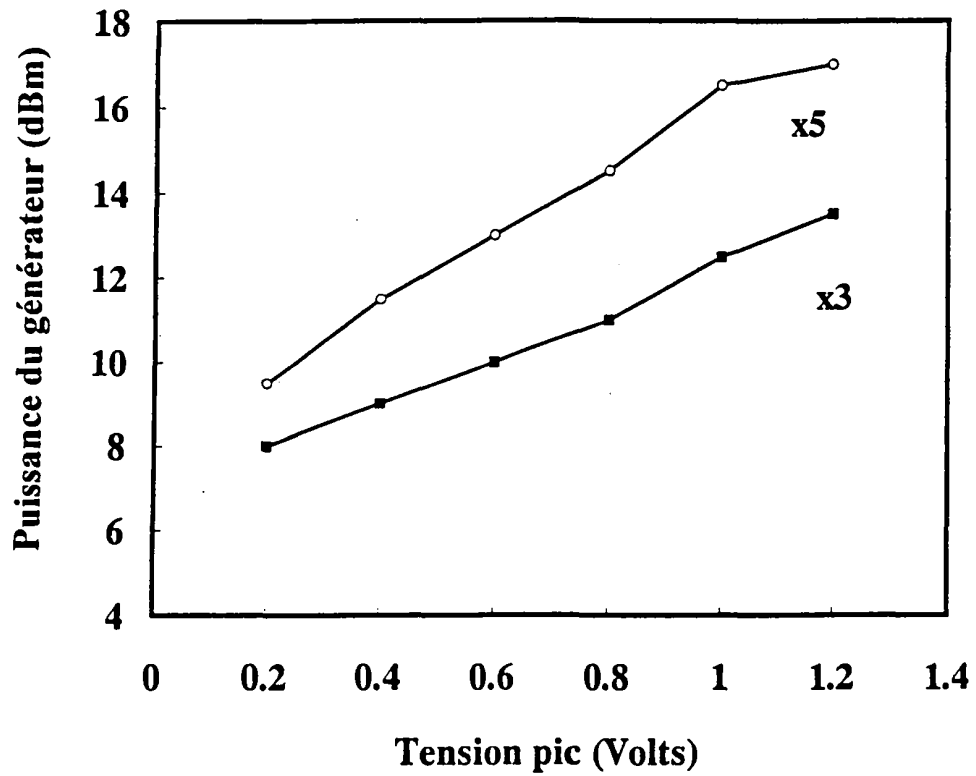


Figure 3.42: Réduction de la puissance de source nécessaire avec la diminution de V_{pic} , donnée pour deux modes de fonctionnement de la diode.

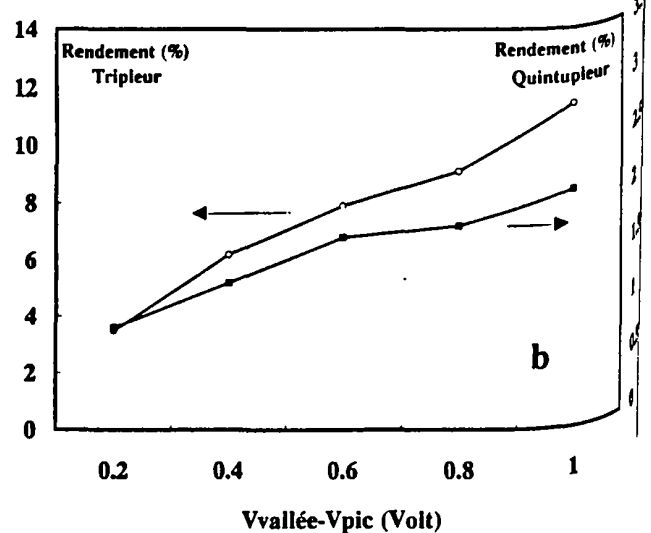
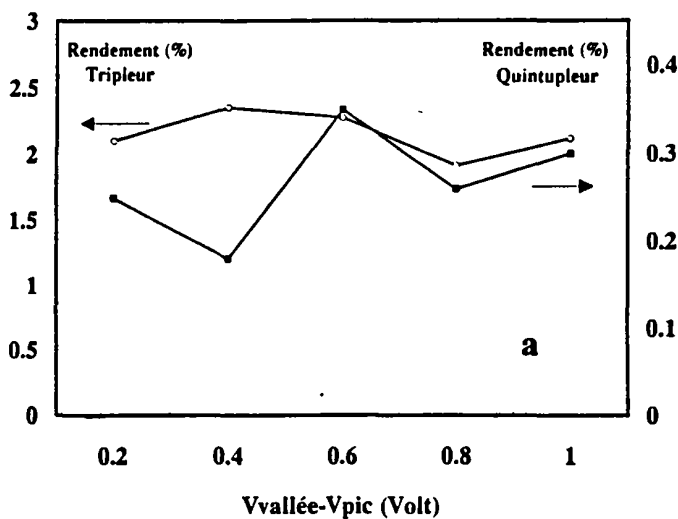


Figure 3.43: Influence de l'étalement en tension de la zone de R.D.N. sur les taux de conversion en tripleur et en quintupleur pour une capacité C_d de 40 fF (a). Lorsque C_d vaut 5 fF (b), on obtient une augmentation des rendements.

montre en tripleur et en quintupleur la puissance de source nécessaire en fonction de la tension pic.

En pratique, si nous prenons une diode effet à tunnel résonnant conventionnelle de forte densité de courant, les tensions pics sont largement supérieures à 1 Volt. A titre d'exemple une diode AlAs/GaAs de 150 kA/cm^2 a une tension de seuil typiquement de 1,5 V. Si nous voulons abaisser de façon significative ce seuil de tension, on peut le faire par une ingénierie de la structure de bandes. Les structures à puits enterré sont un exemple d'optimisation allant dans ce sens. Actuellement, les diodes fabriquées présentent des valeurs typiques de V_{pic} entre 0,6 et 0,8 V.

Si, à présent, on cherche à descendre ces valeurs aux environs de 0,2 V, cas limite de nos simulations, il nous faut faire appel à un autre type de structure, mettant en jeu non plus l'effet tunnel en bande de conduction (effet intrabande), mais des échanges de charges entre les bandes de conduction et de valence (effet tunnel interbande). Nous reviendrons sur ce point ultérieurement dans les perspectives de développement.

D Influence de largeur de zone de R.D.N.

Le dernier paramètre important sur la courbe $I(V)$ est l'étalement en tension de la zone de résistance différentielle négative. Pour cette étude, nous avons utilisé les paramètres électriques suivants:

$J_p=150 \text{ kA/cm}^2$ $V_p=0,6 \text{ V}$ $J_p/J_v=3$ et une fréquence de 60 GHz.

Si nous maintenons la valeur de 40 fF pour cette analyse de l'influence de ΔV , l'effet de shunt de la capacité se fait sentir à la fréquence de pompe, atténuant fortement l'augmentation des rendements qui devraient être observés à ΔV croissant. On peut le constater sur la figure (3.43a) sur laquelle nous avons reporté les variations de η_3 et η_5 en fonction de ΔV .

Si à présent on répète les simulations pour une capacité C_d nettement inférieure, prise égale à 5 fF, on obtient les résultats présentés sur la figure (3.43b). Dans ce dernier cas, une nette augmentation des rendements est obtenue avec un taux de conversion supérieur à 11 % pour $\Delta V= 1 \text{ V}$. Dans ces conditions, on dépasse la limite théorique de $1/n^2$, établie pour un multiplicateur résistif sans zone de R.D.N. Ceci confirme numériquement l'analyse théorique établie au chapitre 1 à partir du modèle de Pantell.

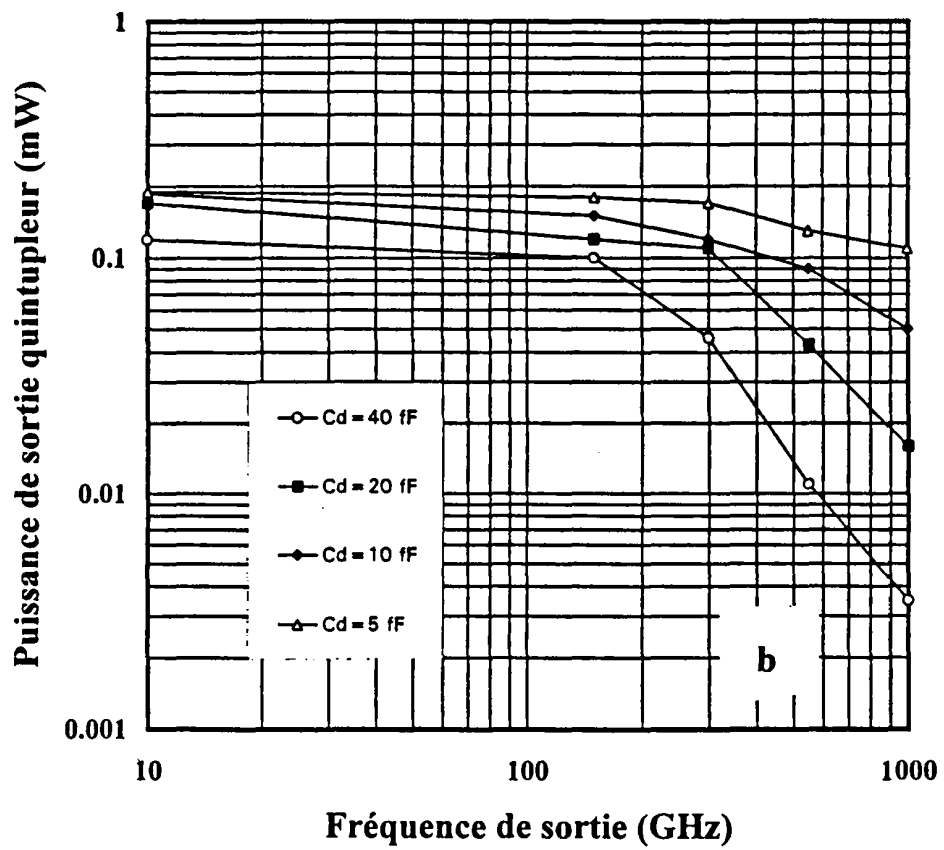
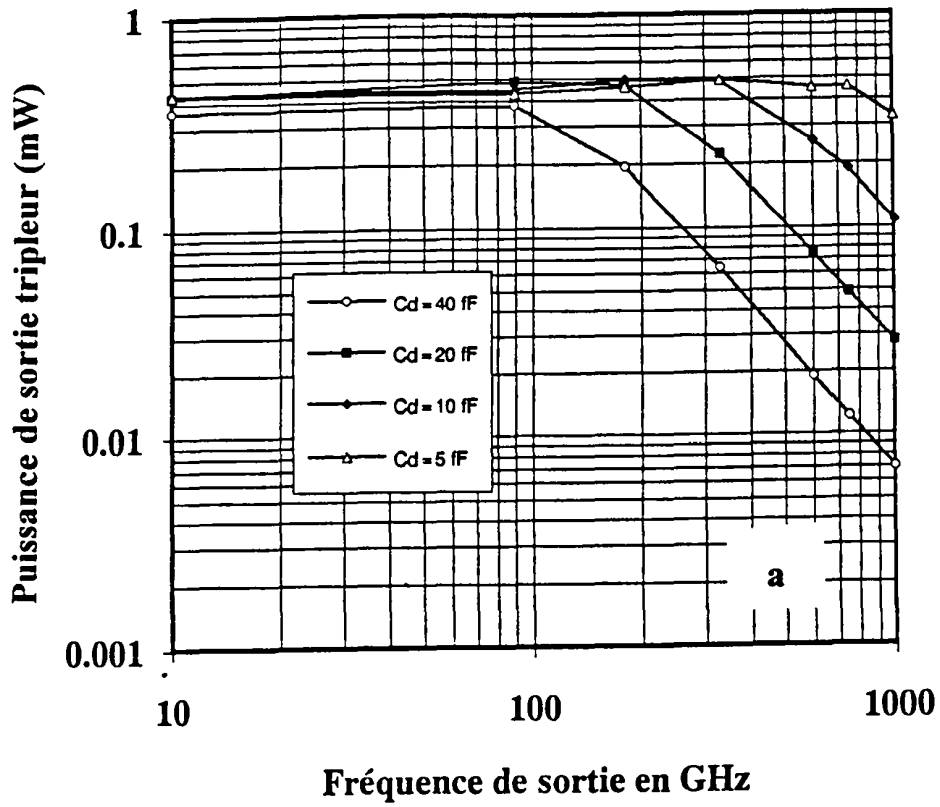


Figure 3.44: Influence de la capacité C_d sur les puissances de sortie en tripleur (a) et en quintupleur (b).

Finalement, l'augmentation du rendement est une conséquence directe du fait que les chutes de courant au passage de la R.D.N. se font sur des plages de tensions plus importantes. Dès lors, on reconcentre l'énergie sur les harmoniques 3 et 5, ce qui est favorable à une augmentation des rendements. Ainsi, la puissance de sortie croît fortement (elle passe de 0,35 mW à 1,2 mW en tripleur pour $C_d=5$ fF), sans qu'il soit pour autant nécessaire d'augmenter la puissance de pompe dans de grandes proportions (de 8 mW pour $\Delta V=0,2$ V, 12 mW est requis pour $\Delta V=1$ V en tripleur). Pour le cas du quintupleur, l'avantage est a priori moins net puisque la tension de pompe doit aller au delà de la tension vallée. Or cette dernière est repoussée à 1,6 Volt pour $\Delta V=1$ V. Ce désavantage aurait pu contrebalancer l'augmentation de puissance sortie résultant d'un ΔV important.

En résumé, l'augmentation du contraste en tension en zone de R.D.N. favorise de plus hauts rendements en multiplication à condition d'avoir une capacité C_d inférieure à 10 fF lors d'une excitation par une source hyperfréquence en bande V.

2.5.2.2 Influence des éléments L_s et C_d

A Rôle de C_d

Comme nous l'avons vu précédemment, la capacité joue un rôle prépondérant quant à la possibilité d'obtenir de hauts rendements de conversion aux longueurs d'onde millimétrique et submillimétrique. Nous avons vu que, par exemple, pour $C_d=40$ fF, valeur typique des composants réalisés en structure intégrée de surface $20 \mu\text{m}^2$, il faut travailler à des fréquences inférieures à 30 GHz pour espérer un rendement intéressant. Ceci nous empêche donc de tirer parti du potentiel très haute fréquence de la diode double barrière.

Le modèle utilisé pour nos calculs est ici $R_s=10 \Omega$, $L_s=0$, et une loi $I(V)$ aux caractéristiques suivantes:

$$J_p=150 \text{ kA/cm}^2 \quad \Delta V=400 \text{ mV} \quad V_p=0,6 \text{ V} \quad \text{et } J_p/J_v=3.$$

Ainsi, si nous faisons une étude paramétrée en capacité des puissances délivrées en fonction de la fréquence de sortie pour une multiplication par 3 ou 5, nous obtenons les résultats donnés figures (3.44a) et (3.44b). En accord avec la discussion précédente,

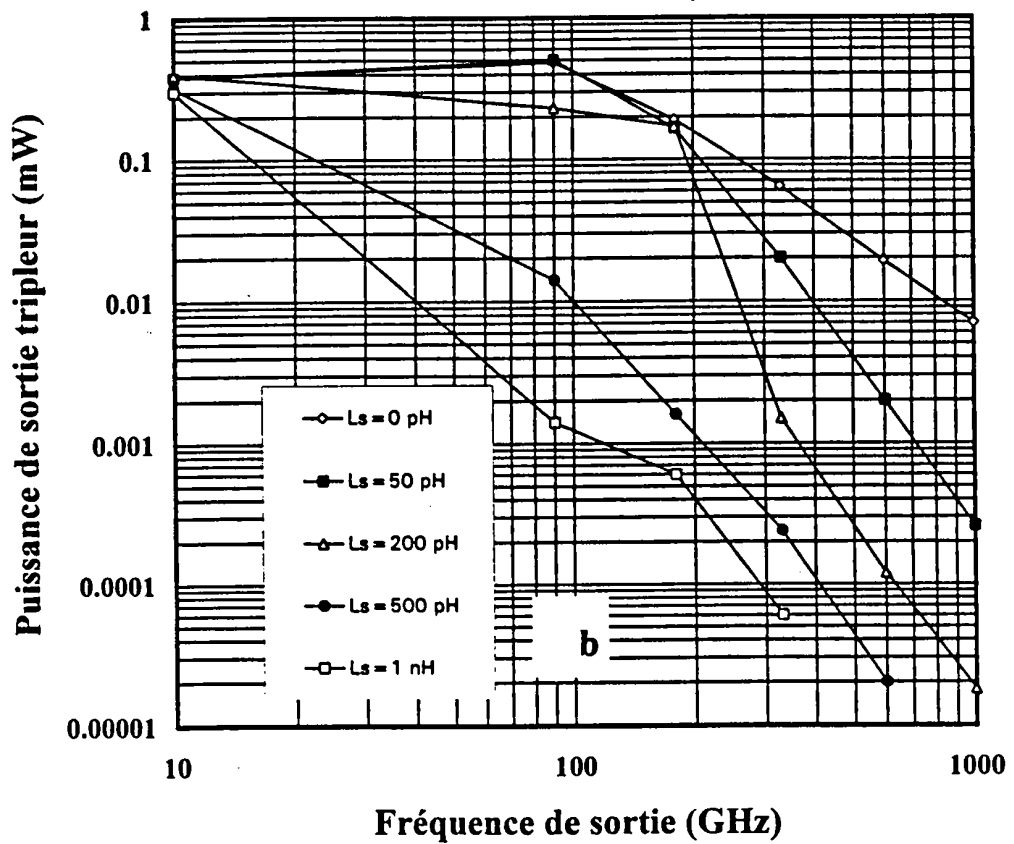
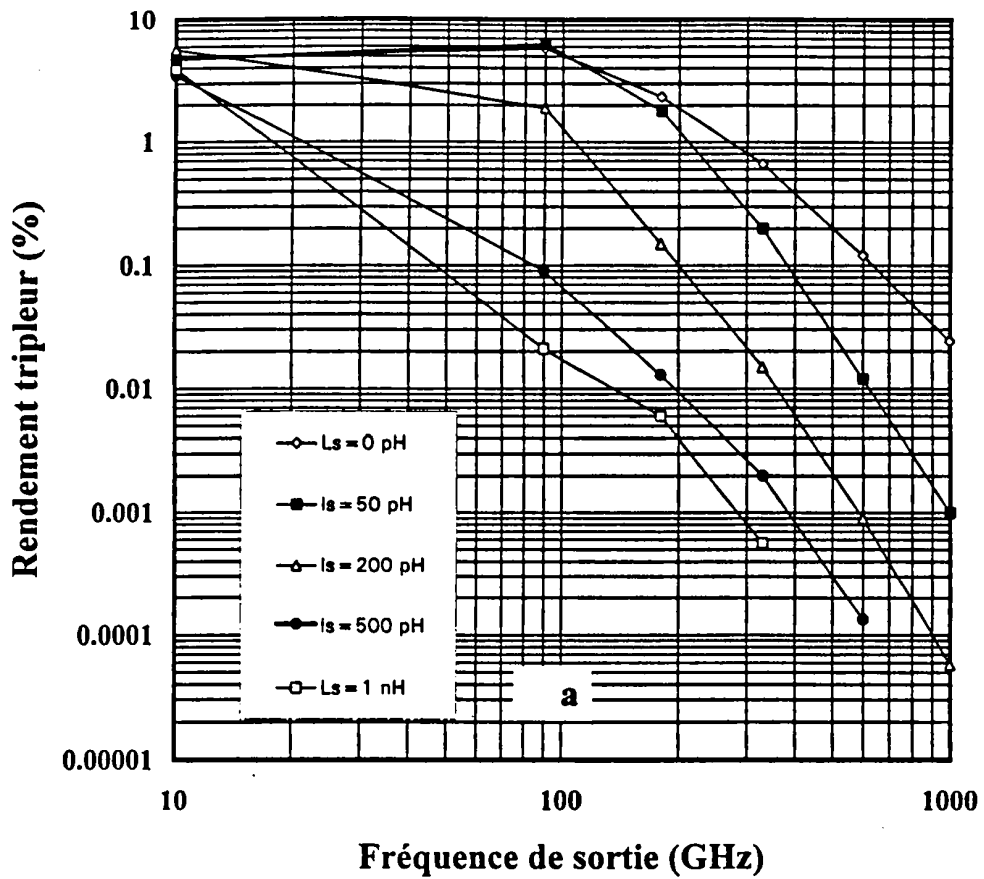


Figure 3.45: Influence d'une inductance en série (L_s) avec la diode en fonction de la fréquence de sortie. Le rendement est étudié (a) ainsi que la puissance délivrée par le composant (b).

pour 40 fF, une chute de P_3 est observée dès que nous utilisons une source en gamme millimétrique. Cette décroissance est repoussée au delà de 300 GHz pour la fréquence de sortie avec une capacité de 10 fF. Pour la valeur de 5 fF, en tripleur, les puissances générées sont de l'ordre de 0,5 mW. Les rendements sont alors supérieurs à 5 % sur l'ensemble de la bande étudiée. Les résultats en multiplication par 5 vont dans le même sens.

Si, malgré tout on tente de travailler en haute fréquence avec un composant de capacité de plusieurs dizaines de femtofarads, on obtient inévitablement des puissances de sortie inférieures à 100 μ W. Dès lors, les taux de conversion se situent en deçà de 1 %. En fait, dans ce cas, la fréquence de fonctionnement est trop proche des fréquences de coupure entraînant une chute brutale des rendements de conversion. Un phénomène analogue est observée pour les diodes Schottky Varactor où les évolutions des taux de conversion en fonction de f/f_c ont été établies [16].

B Rôle de L_s

Lors de l'étude de l'adaptation grand signal de la diode à puits quantique en multiplication, nous avons montré qu'il était difficile d'utiliser L_s comme un élément de circuit résonnant à la fréquence d'entrée ou de sortie, non seulement pour des raisons de topologie (elle intervient en entrée et en sortie) mais aussi de valeurs. La contrainte est en fait de réaliser une moustache la plus courte possible afin d'obtenir une valeur de L_s inférieure à 150 pH si on vise des fréquences de sortie au delà de 100 GHz. Ceci est clairement illustré figure (3.45a) et (3.45b) qui présentent l'effondrement du rendement et de la puissance délivrée en tripleur en fonction de la fréquence de sortie dû à la présence de L_s .

L'inductance de moustache joue un rôle doublement néfaste. D'une part elle oblige un effort de puissance de pompe plus important pour obtenir un début de développement des non linéarités (du fait de $R(V)$) et d'autre part, empêche un couplage efficace des harmoniques de courant produits par la diode vers la charge. Cette dernière prend en effet la forme $R_L + jX_L$, où X_L , due essentiellement à L_s , a des valeurs très importantes (plusieurs centaines d'Ohms).

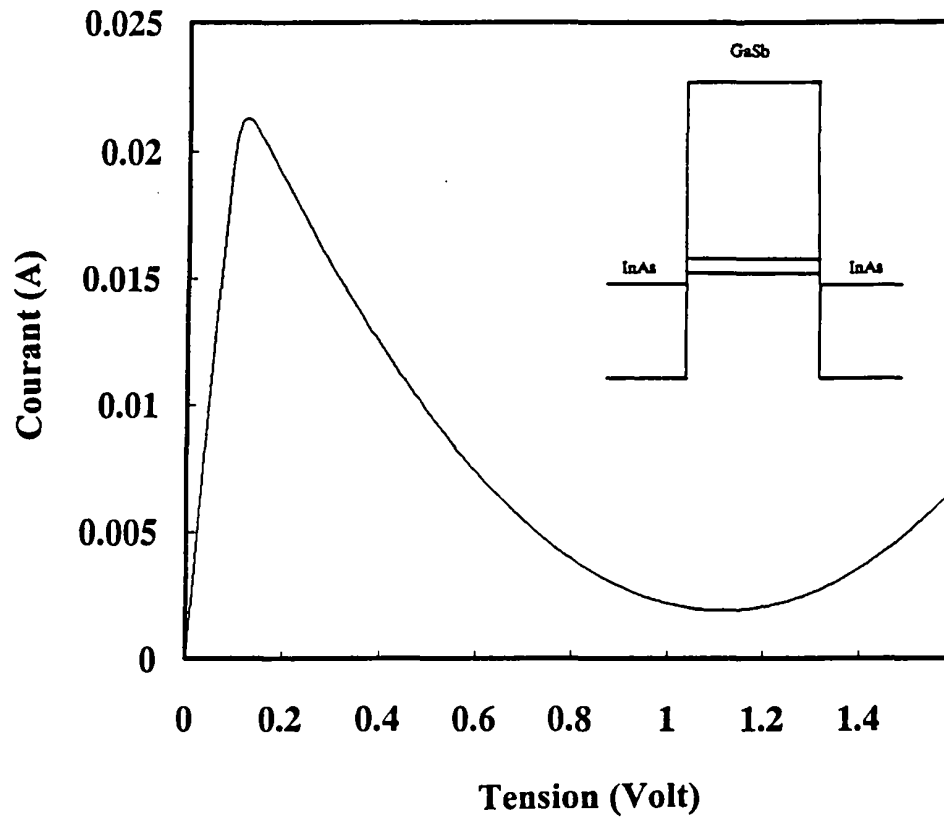


Figure 3.46: Caractéristique de conduction d'une structure à gap brisé. Les bandes de valence et de conduction d'un système de matériaux InAs/GaSb, présentant cette particularité, sont données en insert.

2.5.2.3 Perspectives d'améliorations

De cette étude théorique, il ressort qu'une diode double barrière sera efficace en multiplication si elle présente les caractéristiques suivantes:

- une faible tension pic afin de minimiser l'effort de pompe;
- une forte densité de courant qui conditionne la montée en fréquence;
- un rapport J_p/J_v important afin d'accroître la richesse en harmoniques;
- une zone relativement large de R.D.N. pour dépasser $1/n^2$

Pour satisfaire ces critères, il nous semble devoir nous orienter vers les structures à gap brisé ("broken gap") mettant en jeu un effet tunnel interbande. L'atout essentiel d'un phénomène de transport interbande vient que l'on oppose au passage du courant une bande interdite alors que pour un tunnel intrabande, la rupture de conduction se fait par désalignement entre un niveau quantique et les états peuplés d'émetteur. Il n'est pas rare d'obtenir pour des diodes tunnel, mêmes classiques, des contrastes en courant de plus de 10 en dépit des effets tunnels parasites assistés par défauts.

De plus, l'utilisation de structures présentant un recouvrement entre les bandes de conduction et de valence, cas des structures à gap brisé schématiquement représentées en insert de la figure (3.46), permet d'obtenir des processus de conduction à très faible tension de seuil. En effet, dès l'application d'une très faible tension, on observe une montée brutale des valeurs de courant tant que la chute de potentiel n'excède pas la plage d'énergie où les bandes de conduction et de valence se recouvrent. Pour des structures à base d'Antimoine type InAs/GaSb, ce recouvrement se fait sur une plage d'énergie de 150 meV. Ceci laisse entrevoir la possibilité de travailler à très faible tension de seuil. En dernier lieu, comme pour des diodes tunnels, l'effet de R.D.N. se fait sur une plage de tension importante.

En dernière remarque, notons que nous bénéficions également des avantages inhérents aux hétérostructures, à savoir une grande liberté quant à la modulation de dopage alors qu'une diode tunnel classique nécessite impérativement des niveaux de dopage importants en zone active.

Pour tester ce type de structure à gap brisé en multiplication de fréquence, nous avons effectué quelques simulations en partant de la caractéristique $I(V)$ schématisée sur



la figure (3.46). Le contraste est ici de 10, la tension V_{pic} de 0,1 V et J_{pic} de 150 kA/cm². Sur la figure (3.47), nous avons reporté les rendements de conversion en tripleur et en quintupleur pour une fréquence d'entrée de 90 GHz en supposant une capacité C_d de 2 fF. Nous obtenons ici des rendements comparables aux diodes Varactors, avec 33 % pour η_3 et 11 % pour η_5 .

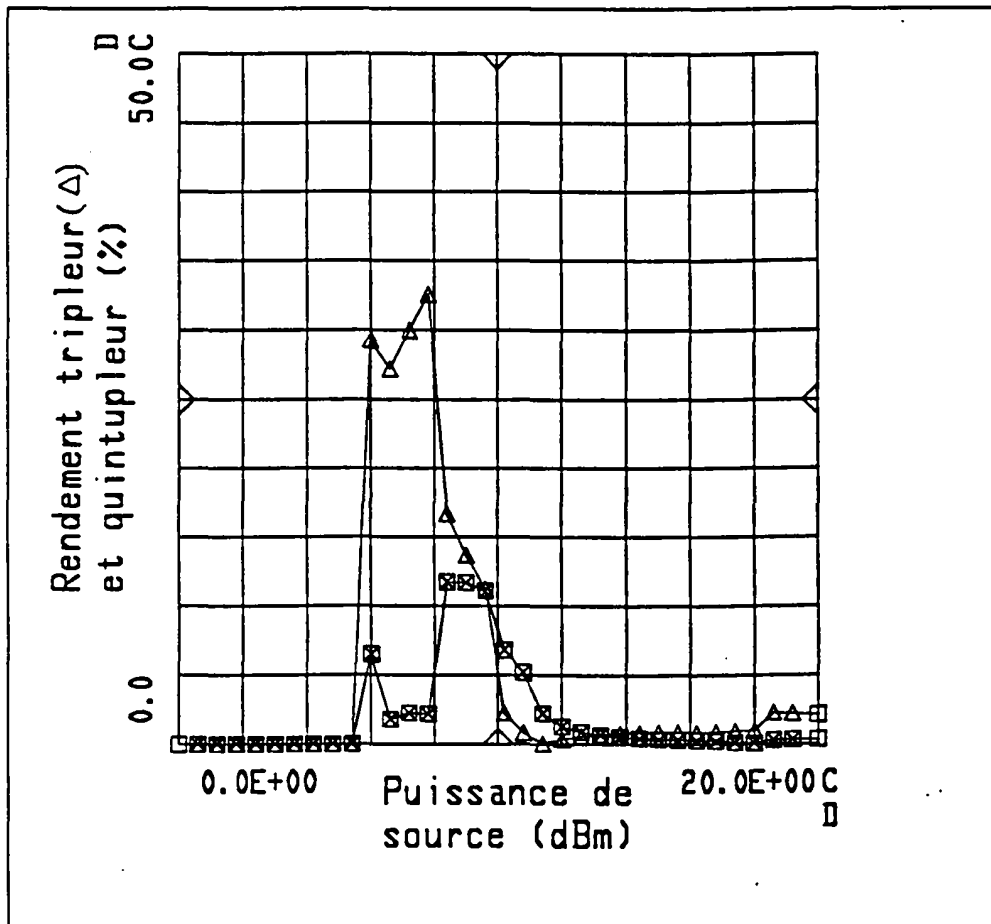


Figure 3.47: Rendements tripleur et quintupleur obtenus avec la caractéristique $I(V)$ donnée figure (3.46).

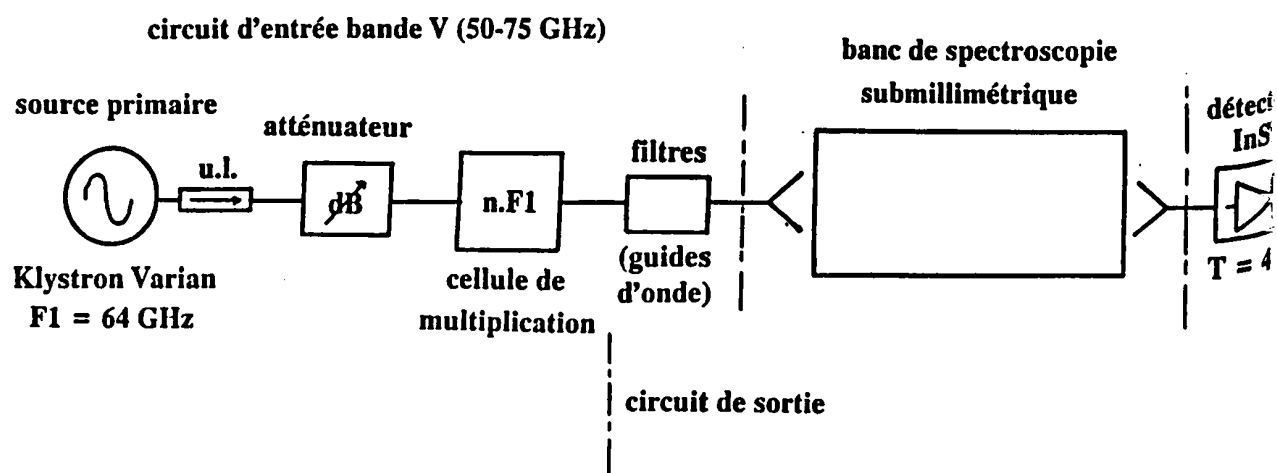


Figure 3.48: Schématisation du dispositif de mesure, mis au point au LSH, qui permet la mesure de spectroscopie moléculaire submillimétrique à partir d'une source à 64 GHz.

3 Comparaison théorie-expérience en multiplication

Après l'évaluation des performances théoriques des diodes à puits quantique, nous allons maintenant décrire les résultats obtenus en pratique. Les mesures ont été faites dans différents laboratoires compte tenu des équipements nécessaires à ces caractérisations.

Des résultats probants ont été obtenus respectivement au laboratoires de l'E.N.S. pour une fréquence de sortie de 366 GHz et de l'I.R.A.M. (Institut de Radio-Astronomie Millimétrique) aux longueurs d'onde millimétriques. Un certain nombre d'essais ont également été faits au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de Lille sans succès. Nous allons essayer cependant d'en comprendre les raisons.

Les bancs de mesures utilisent des topologies similaires. Nous allons les présenter brièvement avant de donner les résultats.

3.1 Bancs de mesure

Banc de mesure de Lille

Ce banc, schématisé figure (3.48), est destiné à l'origine à des mesures de spectroscopie moléculaire [17] et se compose:

- en entrée, d'un klystron (VARIAN) travaillant à la fréquence de 64 GHz suivi d'un atténuateur variable permettant de modifier la puissance de pompe envoyée à la cellule de multiplication;
- en sortie, de deux filtres dans la technologie guide d'onde WR-5 (Custom Microwave) de fréquences de coupure respectives $f_c=170$ GHz et $f_c=270$ GHz.

Les filtres de sortie permettent d'analyser la puissance issue du multiplicateur pour un fonctionnement en tripleur et en quintupleur. Enfin, un détecteur InSb, refroidi à l'Hélium liquide, fournit une information de tension directement reliée à la puissance reçue.

Par ailleurs, ce dispositif, ayant pour but la spectroscopie submillimétrique, comporte une section où la propagation se fait en espace libre. La transformation onde guidée-onde libre se fait à l'aide de cornets. Dans cette configuration, qui introduit de

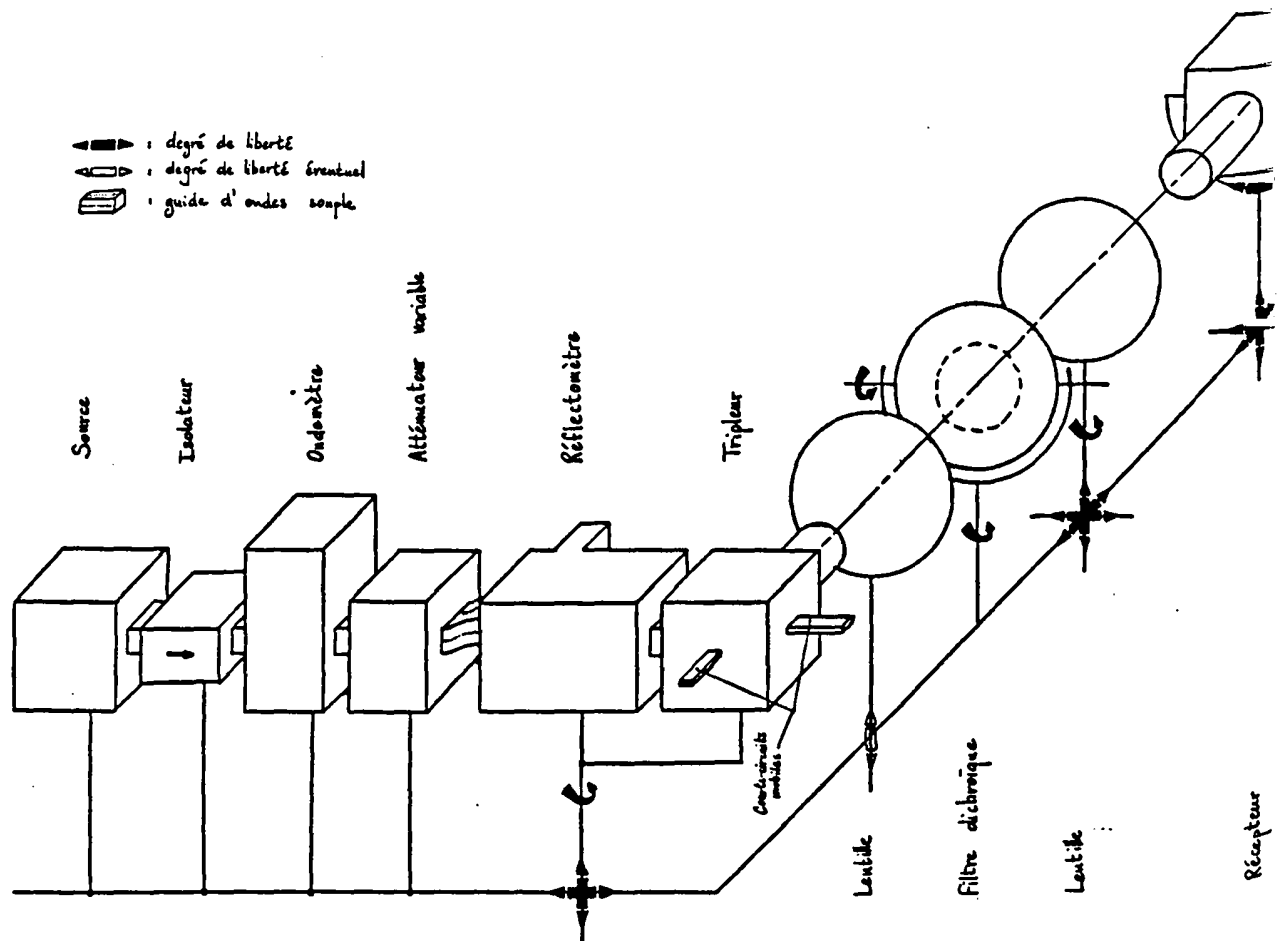


Figure 3.49: Schéma présentant le banc de mesure de l'Ecole Normale Supérieure. Des techniques quasi-optiques sont utilisées à la sortie du multiplicateur.

nombreuses pertes d'insertion, les mesures absolues de puissances se sont avérées extrêmement difficiles.

Banc de mesure de l'E.N.S.

L'ensemble du banc est schématisé figure (3.49). Il reprend les principaux éléments précédents avec des différences cependant dans le système de filtrage par éléments quasi-optique et de détection essentiellement.

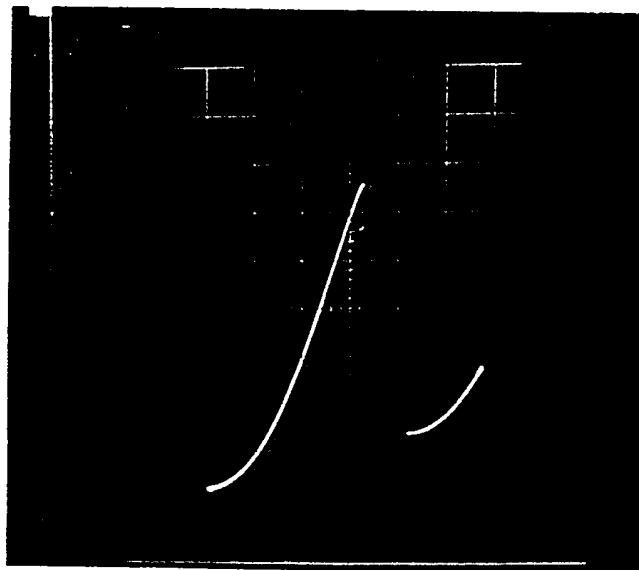
La source utilisée est un Carcinotron dont la puissance de sortie peut atteindre 200 mW dans la plage de fréquences 106-123 GHz. Elle est suivie d'un isolateur.

Les pertes par désadaptation en entrée sont mesurées à l'aide d'un réflectomètre (coupleur directif associé à un détecteur Millitech et à un élément de c-c servant de référence). La mesure de fréquence est faite grâce à un ondemètre à cavité.

La cellule de multiplication employée a été spécialement conçue et fabriquée (société Radiometer Physics dirigée par M. Zimmermann) pour le contrat M.R.E.S. auquel nous étions associé. Nous la décrirons plus en détail dans le chapitre suivant consacré aux diodes Varactor. Retenons simplement ici que le transfert de puissance dans l'espace libre se fait par cornet corrugué.

La section quasi-optique comporte essentiellement les éléments de filtrage et de focalisation du faisceau. La sélection de fréquence est effectuée par filtres dichroïques métalliques de fréquence de coupure basse $f_c=340$ GHz. On trouvera dans la référence [18] les cotes exactes des structures fabriquées sur la base des modèles théoriques de C. Letrou. Les lentilles sont en Téflon avec une focale typiquement de 5,6 cm. L'alignement du banc est réalisé par microdéplacements, avec initialement un pré-positionnement par laser.

Les mesures de puissances sont faites avec une cellule de Golay qui est très sensible, mais ne mesure que des valeurs relatives. Ce détecteur est calibré pour des puissances modérées (environ 10 mW) avec un bolomètre Anritsu et un calorimètre Thomas Keating. Le comportement linéaire de la cellule de Golay permet d'extrapoler la calibration à des très faibles niveaux de puissance. Finalement la sensibilité atteinte est



2 mA/div \updownarrow

0,2 Volt/div $\leftarrow \rightarrow$

Figure 3.50: Relevé de la caractéristique $I(V)$, à $T= 300$ K, d'un composant de $5 \mu\text{m}$ de diamètre, utilisé pour les mesures en multiplication de fréquence à Lille.

de 100 nW à 368 GHz. Suivant le type de détection, les mesures sont faites soit en direct, soit après passage de nouveau en structure guidée.

Enfin, il est prévu un dispositif d'échantillonnage (par interruption périodique de l'onde), nécessaire pour un bon fonctionnement des systèmes de détection (cellule de Golay, calorimètre Thomas Keating), qui permet la détection synchrone de la puissance générée au niveau du multiplicateur.

Banc de mesure de l'I.R.A.M.

Ce banc est similaire, dans son principe, à ceux présentés auparavant. La puissance de pompe est fournie par une diode Gunn, un circulateur protégeant la source de tout retour d'énergie. La fréquence du signal primaire est d'environ 30 GHz.

La cellule de multiplication, d'une conception très proche de celle utilisée à l'E.N.S., permet une adaptation en entrée et en sortie ainsi qu'une optimisation sur la fréquence intermédiaire par des pistons de court-circuit. Ce bloc multiplicateur est initialement conçu pour des diodes Varactor. Le composant est placé dans le guide de sortie, où il est contacté par une moustache d'une longueur d'environ 170 μm pour un diamètre de 10 μm . Avec la formule (3.14), donnée dans la deuxième partie de ce chapitre, on obtient une inductance de l'ordre de 0,2 nH.

La mesure de puissance de sortie est faite à l'aide d'une tête bolométrique Anritsu. Sur toute la chaîne, nous restons en structure de guide fermé compte tenu de la fréquence de travail.

3.2 Résultats et exploitation des mesures en multiplication

Mesures réalisées à Lille

Les mesures à Lille ont été effectuées sur des composants dont la caractéristique $I(V)$ est donnée figure (3.50). Intrinsèquement, les diodes sont de bonne qualité avec un rapport I_p/I_v de 6, une tension pic de 0,65 V pour un courant pic de 13 mA. Il s'agit d'échantillons épitaxiés sur substrat n^+ avec la technologie décrite au chapitre 2. Ils ont été fabriqués initialement avec un diamètre de 5 μm , ce qui dès le départ est pénalisant



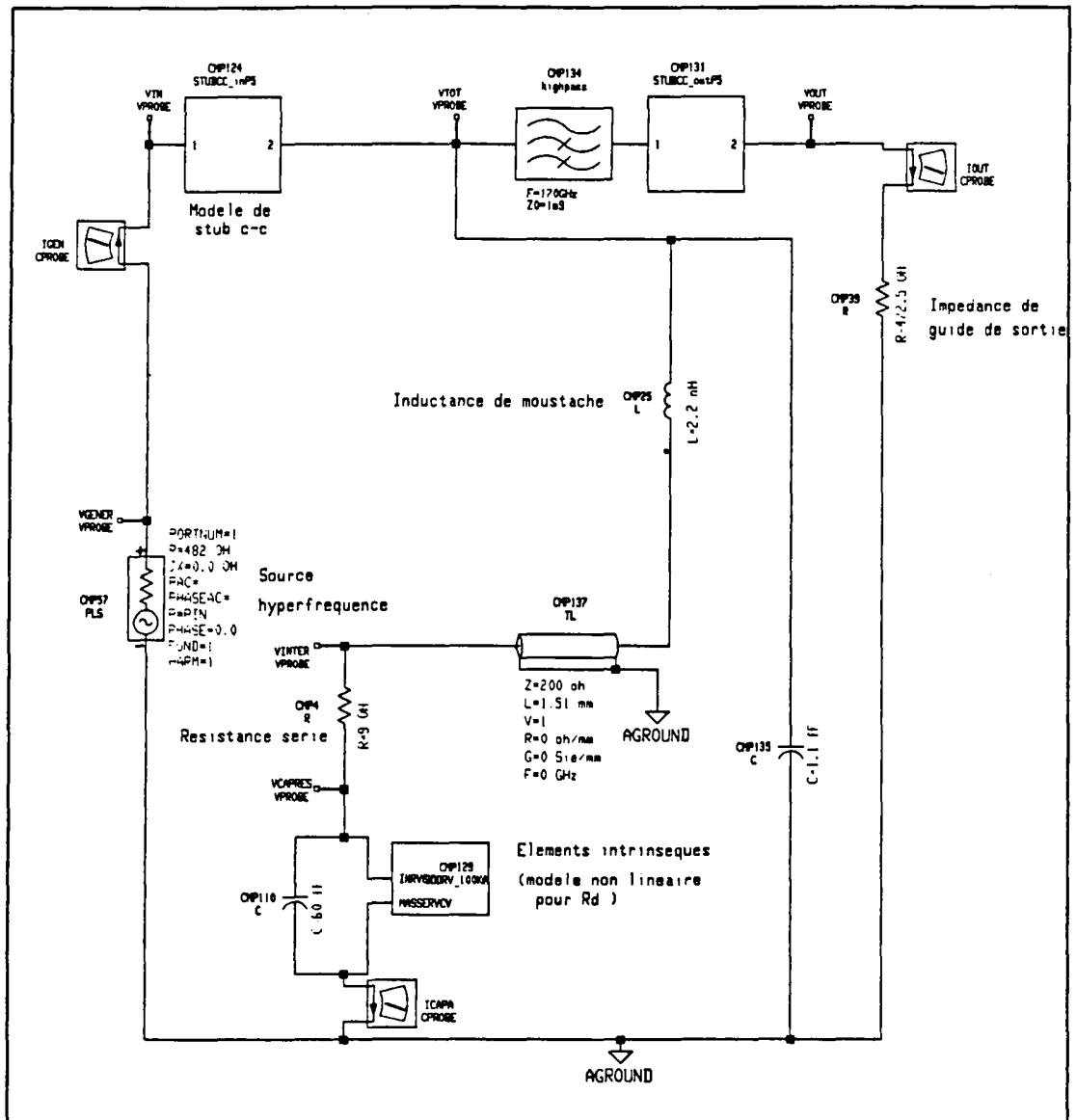


Figure 3.51: Modèle électrique utilisé pour calculer le rendement global d'une diode double barrière fonctionnant en multiplication de fréquence.

compte tenu des effets de capacité que nous avons longuement discuté. La densité de courant pic correspondante est de 70 kA/cm^2 .

A l'époque où ces mesures ont été faites et dans ces conditions, nous n'avions pas pu détecter de puissance multipliée à l'aide du banc de mesure décrit au paragraphe 3.1. Ce fait n'est pas encore parfaitement compris et on peut avancer plusieurs explications. En premier lieu, les composants se sont révélés relativement fragiles lorsqu'ils sont soumis à de fortes puissances hyperfréquence. On peut s'en rendre compte en contrôlant régulièrement les caractéristiques statiques qui ont tendance à se dégrader. A l'extrême limite, une dégradation sensible de la résistance série se manifeste entraînant une disparition de l'effet de R.D.N.

En second lieu, au vu des puissances importantes que nous avons appliquées, il est probable que la tension vallée ait été dépassée et comme nous le verrons plus tard, nous nous trouvions dans un régime de très faible rendement.

En troisième lieu, les composants dont nous disposions lors de ces mesures avaient des valeurs de capacité trop importantes (quelques dizaines de femtofarads) au vu de la fréquence visée en sortie. Au cours des simulations, nous avons vu qu'un des critères essentiels était de repousser la fréquence de coupure du composant bien au delà des fréquences de fonctionnement. Avec les données de la caractéristique $I(V)$ reportée figure (3.50) et une résistance série de 9Ω mesurée pratiquement, nous obtenons une fréquence de coupure de l'ordre de 150 GHz . Dès lors, on s'attend à des rendements de multiplication intrinsèques très faibles, même pour un fonctionnement en tripleur.

A titre d'exemple, avec $C_d=40 \text{ fF}$ et $J_p=150 \text{ kA/cm}^2$, on tire de la figure qui étudie l'influence de C_d , un rendement théorique de $2,4 \%$ pour une fréquence de sortie de 180 GHz très proche de celle visée en pratique ($3 \times 64 \text{ GHz}$).

On peut aller un peu plus loin dans l'analyse en essayant de chiffrer les transferts de puissances globaux. Il nous renseignent en particulier sur la puissance nécessaire en entrée pour atteindre la zone de R.D.N. Dans ce but, nous avons adopté une topologie de circuit schématisée figure (3.51). L'impédance interne de source est prise ici égale à 482Ω à la fréquence d'entrée de 64 GHz . Ce calcul d'impédance est basée sur l'analyse puissance-tension pour la définition d'une impédance caractéristique en guide. Pour

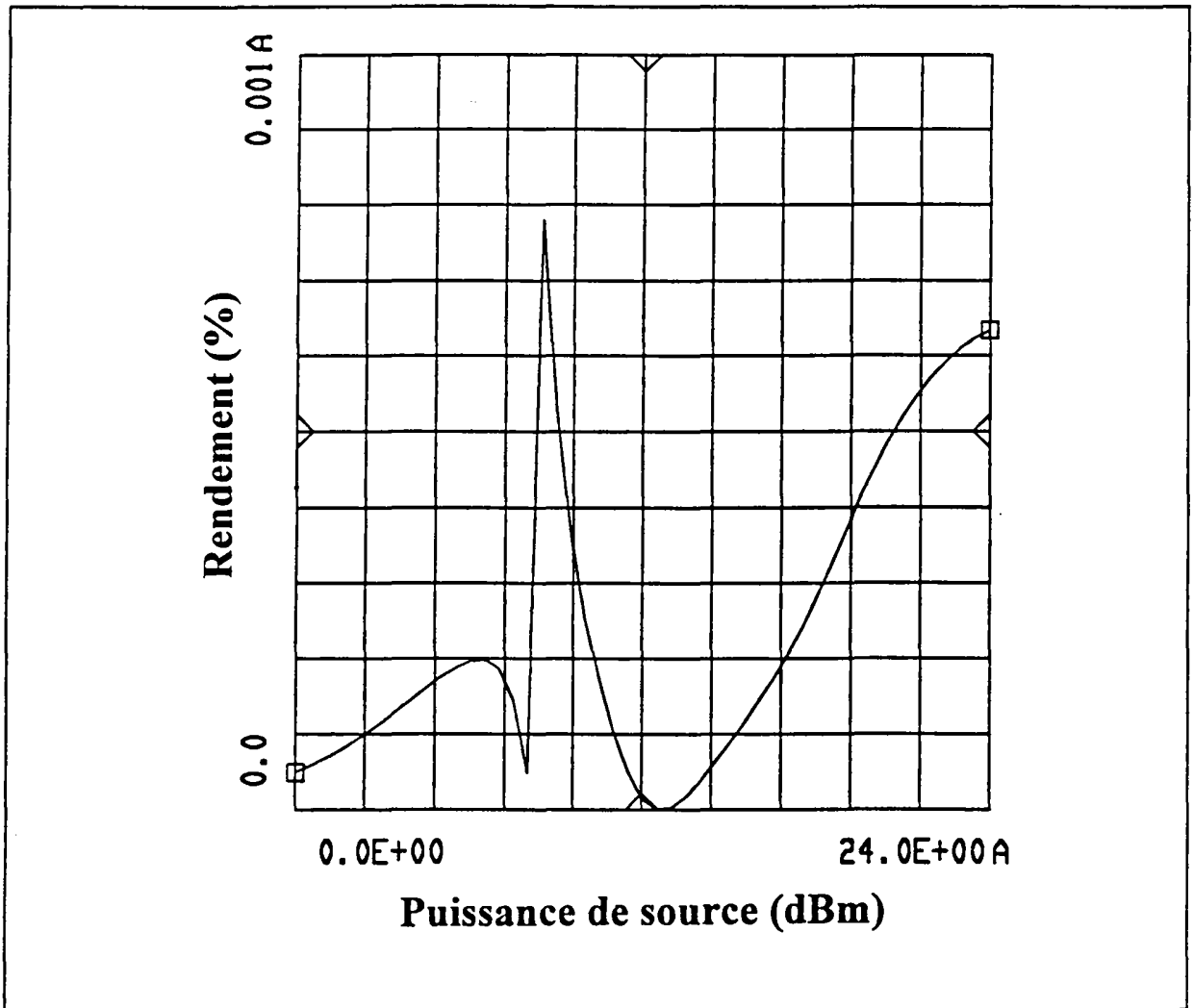


Figure 3.52: Influence de la puissance de pompe sur le rendement global du composant pour la génération d'harmonique 3. Le schéma équivalent électrique est donné sur la figure (3.51).

modéliser le piston de court circuit, nous avons pris une démarche analogue à celle utilisée dans l'interprétation des mesures d'impédance en guide en supposant l'absence de pertes.

Pour la maille de sortie, nous avons traduit l'effet de coupure du guide par un filtre passe-haut idéal, avec une impédance de charge prise égale à l'impédance caractéristique du guide de sortie. De plus, nous modélisons la présence d'un court circuit mobile comme dans le cas du circuit d'entrée.

A partir de ce circuit, nous optimisons le fonctionnement en tripleur en jouant sur la position des court circuits d'entrée et de sortie pour la valeur de puissance d'entrée donnant le meilleur rendement. La figure (3.52) présente l'évolution du taux de conversion en fonction de la puissance de source pour une position de c-c optimisée au maximum de la courbe montrée ici. Le point essentiel est qu'un maximum est obtenu pour une faible puissance de pompe. La puissance disponible nécessaire, dans ce cas de figure, est de 7 mW avec une puissance absorbée de 6,9 mW. Le rendement global est de 8.10^{-4} %. Il est nécessaire d'insister sur le fait que la désadaptation est faible due, comme nous l'avons étudié dans le paragraphe sur les mesures d'impédance en guide, à la transformation d'impédance s'opérant dans le plan de la diode. La tension développée aux bornes de l'élément non linéaire est de 0,92 V. Ceci correspond tout à fait aux analyses précédentes où nous avons démontré la nécessité d'atteindre la R.D.N. pour observer une augmentation des rendements de conversion.

En termes de puissance transférée vers la sortie, nous obtenons après optimisation 55 nW sans inclure de filtre passe bas, celui-ci n'étant pas clairement identifié sur le dessin de la cellule. Dans ce cas de figure, le court circuit d'entrée ramène 3,8 fF et celui de sortie donne 1,3 fF.

Mesures réalisées à Grenoble (I.R.A.M.)

Cette première série de mesures montre que les fréquences sont trop élevées pour ces échantillons de 5 μm de diamètre. Dans le cadre de la collaboration avec l'E.N.S., une série de mesures a été effectuée par l'Institut de Radio Astronomie Millimétrique de Grenoble [19] qui dispose d'une cellule de multiplication en tripleur fonctionnant dans la bande 80-100 GHz (fréquences de sortie). La qualité de la cellule a tout d'abord été

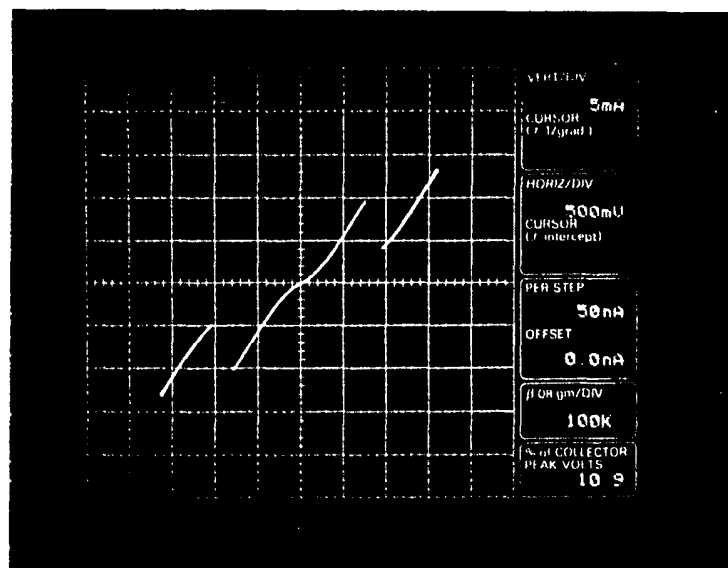


Figure 3.53: Caractéristique I(V) d'un composant de 3 μm de diamètre utilisé pour les mesures à l'E.N.S. de Paris.

vérifiée en mesurant les rendements de conversion pour des Schottky Varactors de capacité équivalente (40 fF). Par la suite, deux séries de mesure ont été effectuées en remplaçant la diode Varactor par une diode à puits quantique. Pour un composant non polarisé, une première série de mesures effectuée à fréquence d'entrée 30 GHz, a donné 18 μW en sortie pour une puissance d'entrée de 35 mW, soit un rendement de 0,05 %.

Une deuxième série de mesures a été entreprise à la fréquence de 26,8 GHz en polarisant le composant très près du courant pic ($V_0=0,5$ V et $I_0=5$ mA). Dans ces conditions, la puissance de sortie est de 50 μW pour une puissance d'entrée de 10 mW, correspondant à un rendement de 0,6 %. On constate qu'une augmentation notable des rendements a été obtenue en s'affranchissant du travail de pompe nécessaire pour atteindre la zone de R.D.N. Ceci montre tout l'intérêt de décaler vers les basses tensions la tension V_{pic} , comme nous l'avions suggéré auparavant. Rappelons que pré-polariser la diode n'est pas équivalent, en termes de réduction de l'effort de pompe, car nous ne pouvons alors tirer partie des symétries de la caractéristique $I(V)$.

Mesures effectuée à l'E.N.S.

Consécutivement aux mesures de l'I.R.A.M., une série de mesures a été effectuée à l'E.N.S. par J.C. Pernot, sur un nouveau lot de composants pour lesquels le diamètre du mesa a été réduit à 3 μm . De plus, concernant l'épitaxie, la largeur de barrière a été diminuée à 14 Å afin d'augmenter la densité de courant.

La figure (3.53) donne la caractéristique $I(V)$ des composants étudiés. Les paramètres électriques sont ici très proches des valeurs prises dans les simulations avec une densité de courant de 150 kA/cm^2 et un rapport pic sur vallée de 2,5, une tension pic de 0,7 V. Cependant, un effet de résistance série extrêmement marqué peut être mis en évidence pour les diodes passant de forts courants. Ceci peut nous permettre d'avoir directement l'ordre de grandeur de la résistance série en se basant sur les décalages de tensions. On obtient typiquement 25 Ω pour un composant de 3 μm , ce qui correspond à une résistivité de $2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ qui est obtenue par la technologie de contact ohmique de type AuGeNi.

En première approximation, la capacité est réduite dans la même proportion que la surface, ceci portant les valeurs de capacité entre 15 et 20 fF, ce qui reste une valeur

encore élevée. A partir de ces valeurs, on peut calculer dans ce cas, une fréquence de coupure de la partie réelle de 230 GHz.

Comme précédemment, l'optimisation de la mesure a été faite en jouant sur les court-circuits mobiles pour une attaque à 122 GHz et en utilisant la détection synchrone. Les pertes par désadaptation ont été mesurées grâce au réflectomètre. En règle générale, la perte de désadaptation en entrée est d'environ 1,25 dB ce qui correspond à 75 mW de puissance transmise à la cellule de multiplication pour une puissance d'entrée de 100 mW.

Grâce aux multiples systèmes de détection, la sensibilité de la mesure est de 100 nW. La puissance maximum mesurée à 366 GHz est de 800 nW. On constate que la réduction de section et l'augmentation de la densité de courant ont permis d'augmenter notablement la fréquence de sortie. A notre connaissance, cette fréquence atteinte par l'équipe de l'E.N.S. est la plus élevée reportée dans la littérature pour des diodes à puits quantiques utilisées en multiplicateur. Les rendements de conversion sont encore cependant très faibles.

Nous avons montré en considérant les mesures faites à Lille qu'une part importante des pertes se situe au niveau des transferts de puissance. Dans le but de les chiffrer ici, nous avons repris les simulations précédentes. Précisons que les éléments d'accès, spécifiques à la nouvelle cellule utilisée à l'E.N.S. que nous caractériserons par la suite lors de mesures d'impédance de diode Varactor, sont notablement différents. Ainsi, comparativement à la cellule de Lille, l'inductance de la moustache est pratiquement divisée par 4 avec des valeurs qui se situent entre 0,4 et 0,6 nH. Dans ces conditions, nous avons les résultats suivants, avec l'hypothèse que le point de fonctionnement est fixé par le maximum de rendement:

$$P_{out}=3,4 \mu W \quad V_d=0,9 V \quad P_{in}=13,8 mW$$

Ceci donne un rendement global de $24 \cdot 10^{-3} \%$.

Si maintenant nous supposons, qu'à cause de l'extrême resserrement de la courbe donnant le maximum de rendement, nous avons pompé la diode au delà de la tension vallée, on obtient alors :

$$P_{out}=6,8 \mu W \quad P_{in}=100 mW \quad P_{abs}=62 mW$$

Le rendement global n'est plus que de $6,8 \cdot 10^{-3} \%$. Cette dernière situation nous semble très proche de ce qui a été mesuré en pratique.

Dans l'avenir, il apparaît que l'effort se situe donc au niveau de la réduction de capacité et de la résistance série. Un premier pas vers cette optimisation a été initialisé en remplaçant la couche en tête par une couche à concentration graduelle d'Indium afin d'optimiser la résistance de contact ohmique.

Conclusion

Dans ce chapitre, qui traite de la non linéarité résistive des diodes double barrière, nous avons tout d'abord rappelé les méthodes d'équilibrage harmonique. Elles permettent, pour tout type de non linéarité, notamment pour un composant à R.D.N., de déterminer les formes d'ondes de courant et de tension en tout point d'un schéma équivalent. C'est pourquoi notre premier travail a été de rechercher non seulement le schéma équivalent de la diode proprement dite mais aussi de son environnement. Dans ce but, deux types de mesures ont été utilisées. D'une part des mesures sur tranche qui ont l'avantage d'une extraction relativement simple des paramètres du schéma équivalent, d'autre part des mesures en guide qui permettent d'être très voisins d'un contexte de multiplication.

Sur cette base, nous avons mené une étude théorique, paramétrée en fonction des conditions de fonctionnement, des valeurs des éléments intrinsèques et extrinsèques. Concernant les caractéristiques intrinsèques, nous avons chiffré, à chaque fois que cela a été possible, les valeurs minimales ou optimales.

Les composants fabriqués actuellement satisfont la plupart des critères avec toutefois un effort à venir sur la résistance série et les valeurs de capacité. Ils ont été caractérisés, en outre, lors de trois séries de campagnes de mesures dont deux probantes avec des puissances de sortie de l'ordre de 60 μ W à 80 GHz et de 800 nW à 366 GHz. Le bilan global des puissances reste défavorable pour des composants à R.D.N. conventionnels mettant en jeu un tunnel intrabande. Avec les progrès de la technologie, on peut espérer augmenter sensiblement les rendements intrinsèques par l'utilisation des structures à base d'Antimoine.

A plus court terme, les structures utilisant des non linéarités de capacité restent compétitives comme nous nous proposons de le voir à présent.



Bibliographie

- [1] Sollner T.C., Brown E.R., Goodhue W.D., Correa C.A.
'Harmonic multiplication using resonant tunneling diode'
J.A.P. 64(8), October 1988.

- [2] Cohen L.D., Fleri D.A.
'Non linear analysis of Schottky barrier mixer diode'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 21, n° 1, June 1973, p 39.

- [3] Kerr A.
'Conversion loss and noise of microwave and millimeter wave mixers'
Part I-Theory: p 49; Part II-Experiment: p 55
IEEE Trans. on M.T.T 26, n° 2, February 1978.

- [4] Rizzoli V. et al.
'State of the art Harmonic Balance simulation of forced non linear microwave circuits by the piecewise technique'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 40, n° 1, Janvier 1992.

- [5] Siegel P.H.
'Topics in the optimisation of millimeter wave mixers'
N.A.S.A. technical paper 2287, 1984, p 34.

- [6] Brown E.R. et al.
'Effect of quasi bound state life time in the oscillation power of resonant tunneling diode'
A.P.L. 54, 1989, p 934.

- [7] Luryi S.
'Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators'
A.P.L. 47(5), September 1985, p 490.

- [8] Hu Y., Stapleton S.
'Quantum capacitance of resonant tunneling diodes'
A.P.L. 58(2), January 1991, p 167.

- [9] Dickens L.E.
'Spreading resistance as a function of frequency'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 15, n° 2, February 1967, p 101.

- [10] Boric-Lubecke O. et al.
Proceedings of the 23th Eu.M.C., Madrid, Septembre 1993, p 817.

- [11] Schelkunoff S.A.
'Impedance concept in waveguide'
Quarterly of applied mathematics, April 1944, p 1, n° 1, Vol 2.

- [12] Maas S.
Microwave mixer
Artech House, p 219.

- [13] Haddad G.I., East J.R., Mehdi I., Kidner C.
'Power and stability limitations of resonant tunneling diodes'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 38, n° 7, July 1990, p 864.

- [14] Kollberg E.L., Hagström C.E.
'Measurements of embedding impedance of millimeter wave diode mounts'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 28, n° 8, August 1980.

- [15] Williamson A.G.
'Analysis and modelling of a single post waveguide mounting structure'
IEEE Proc., Vol 129, Pt. H., n° 5, October 1982.

- [16] Penfield P., Rafuse R.P.
Varactor applications
M.I.T. Press, 1962.

- [17] Bogey M., Destombes J.L., Demuynck C.
Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 324, 1988, p 147.

- [18] Karleskind F.
'Conception d'un tripleur de fréquence et emploi de diodes à puits quantiques'
Rapport de stage au laboratoire de radioastronomie millimétrique de l'Ecole Normale Supérieure, Janvier 1992.

- [19] Mattiocco F.
Communication privée, Institut de RadioAstronomie Millimétrique, Grenoble.

Chapitre 4

Conception et modélisation des structures Simple Barrière

CHAPITRE 4

CONCEPTION ET MODELISATION DES DIODES SIMPLE BARRIERE

Introduction

Dans le chapitre initial de ce travail, nous avons présenté la possibilité de multiplier une fréquence à l'aide d'une non linéarité capacitive, idée utilisée depuis plusieurs dizaines d'années.

Le principe de base est une variation non linéaire de capacité d'une structure semi-conductrice avec la tension tout en assurant le blocage des phénomènes de conduction particulière: cette variation de capacité est obtenue par modulation de la largeur la zone de charge d'espace.

Les structures envisageables sont les diodes Schottky Varactor connues depuis de très nombreuses années que nous ne considérerons pas ici, et les diodes à hétérostructure Simple Barrière proposées récemment.

En fait, la diode Simple Barrière constitue la brique élémentaire des structures complexes étudiées auparavant. Dans ce contexte, nous nous proposons ici de présenter les résultats d'un premier travail, essentiellement de modélisation sur ces hétérostructures. En parallèle, ces composants font l'objet d'études technologiques qui seront rappelées brièvement afin de fixer les ordres de grandeur et de montrer les voies d'amélioration.

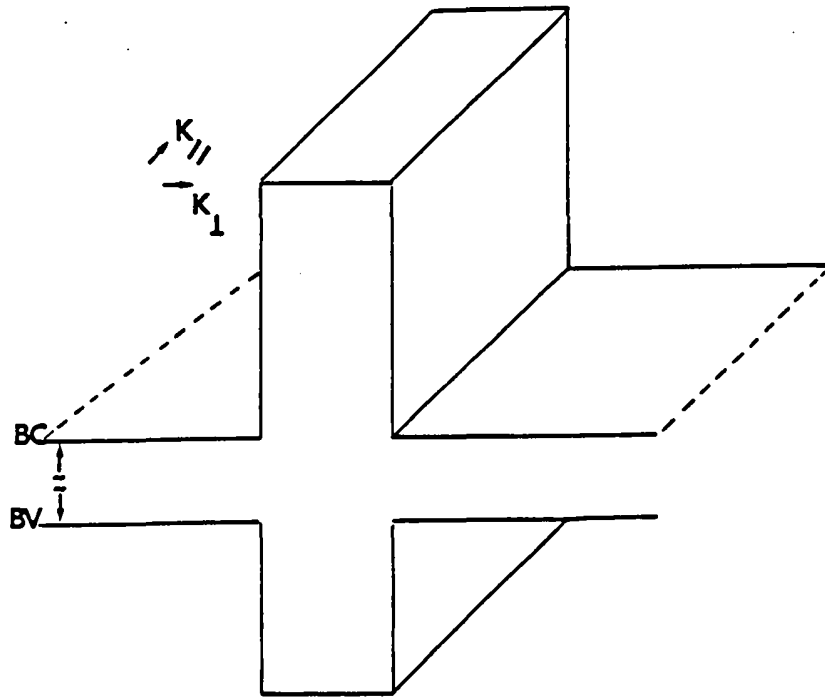


Figure 4.1: Bandes de conduction et de valence d'une structure Simple Barrière à l'équilibre. Les échelles en énergie ne sont pas respectées. Cette hétérostructure a pour objet d'être la plus opaque possible au passage des électrons.

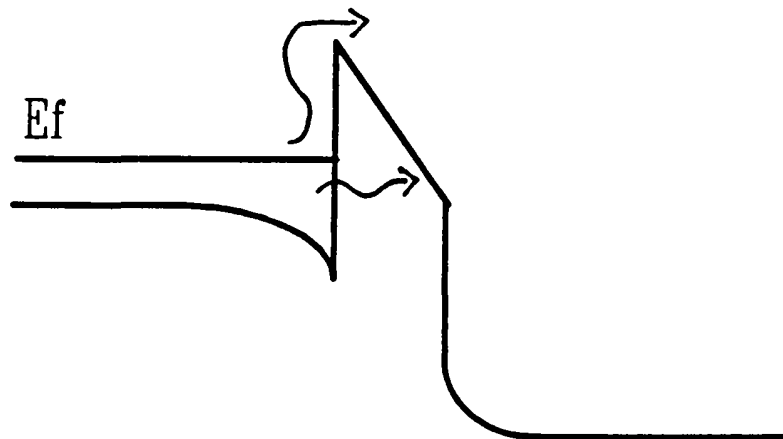


Figure 4.2: Schématisation du profil du bas de bande de conduction d'une diode Simple Barrière sous polarisation. Nous illustrons ici des processus de conceptions parasites.

Dans une première partie, nous discutons des mécanismes de conceptions parasites et du choix d'un système de matériaux. Par ce biais, nous introduisons l'hétérostructure de type Simple Barrière dans le système de matériaux AlInAs/GaInAs pour analyser ensuite ses caractéristiques électriques.

Le corps de ce chapitre concerne les simulations qui seront faites sur la base de l'algorithme d'équilibrage harmonique développé par P.Siegel et du logiciel commercial M.D.S. mis au point par H.P. Nous cherchons principalement à optimiser la loi $C(V)$ en termes de contraste en capacité, de tension de pompe optimale et de capacité à l'équilibre. L'influence des éléments d'accès est étudiée ensuite en ayant recours à une série de mesures avec la cellule de multiplication de l'E.N.S.

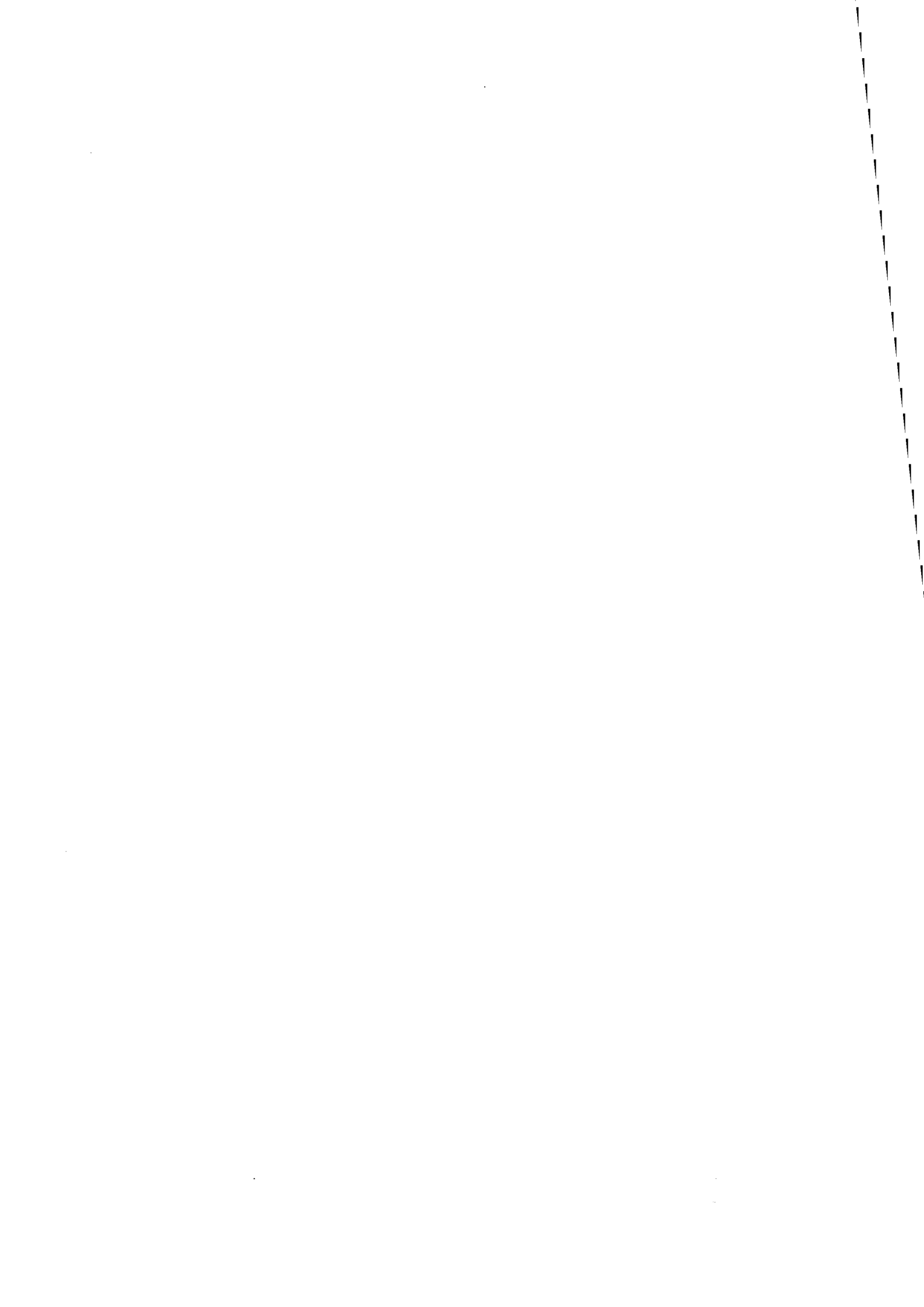
Nous terminons ce chapitre par une étude prospective des possibilités de multiplication en vue de réaliser un oscillateur local jusqu'au THz. Ce dernier travail se situe dans le cadre des appels d'offres récents de l'Agence Spatiale Européenne et du groupe de recherche initié par l'université de Nottingham (groupe TINTIN pour Terahertz INtegrated Technology INitiative)

1. Conception des structures Simple Barrière

1.1 Mécanismes de conduction

Pour concevoir les multiplicateurs, nous supposerons des non linéarités purement capacitives avec un courant de fuite très largement inférieur au courant de déplacement. C'est pourquoi la structure Simple Barrière que nous avons schématisée sur la figure (4.1) doit être conçue de manière à être la plus opaque possible aux électrons. Afin d'effectuer une optimisation dans ce sens, nous allons ici analyser les mécanismes de conduction.

Nous pouvons distinguer essentiellement deux processus concourant à une conduction parasite: la triangularisation de la barrière d'une part et l'effet thermoionique d'autre part. Pour illustrer ces deux phénomènes, nous avons schématisé sur la figure (4.2) le profil de bande de conduction pour une structure polarisée incluant deux zones d'espaceurs. Notons au préalable que la zone d'accumulation d'émetteur abaisse la hauteur de barrière vue par les électrons.



Dans des conditions de forte polarisation, la barrière de potentiel prend une forme triangulaire. Ceci induit une diminution de la largeur effective de la barrière que les électrons peuvent traverser de plus en plus facilement par effet tunnel. Ce phénomène affecte les porteurs les plus chauds mais aussi de plus en plus ceux situés près du niveau de Fermi où la population électronique est dense.

Pour retarder en tension cette triangularisation inévitable, la solution la plus simple consiste à utiliser des barrières épaisses, typiquement plusieurs centaines d'Angströms. En première approximation, l'effet de triangularisation ne dépend pas de la largeur de barrière avec une tension de seuil directement reliée à la hauteur de barrière. Cependant, la largeur effective que les porteurs ont à franchir par effet tunnel est d'autant plus importante que la barrière est large. Sur ce critère, on serait tenté de réaliser des couches d'épaisseurs très importantes. En fait, l'épitaxie d'un matériau à grande bande interdite sur des distances de plusieurs centaines d'Angströms peut poser problème. Un bon compromis est la réalisation de barrières d'environ 200 Å de large.

Les processus thermoioniques sont une autre source importante de conduction parasite. A température ambiante, l'étalement de la fonction d'alimentation dans le matériau en amont de la barrière permet à des électrons de passer au dessus de l'obstacle de potentiel. Pour minimiser cet effet, nous avons alors recours à l'utilisation de matériaux à grande bande interdite pour la barrière alors que les matériaux d'émetteur sont à faible bande interdite.

1.2 Choix d'un matériau

Le choix d'un matériau joue non seulement sur la discontinuité (hauteur de barrière) mais aussi, sur l'épaisseur de la barrière. Nous allons illustrer ce dernier aspect d'une part avec le système $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ en justifiant le choix au plan des propriétés électroniques, et d'autre part avec les systèmes mettant en jeu l'Indium comme dans le cas des diodes double barrière.

Au départ, pour le premier système, on serait tenté d'opter pour des structures binaires type AlAs/GaAs . Les problèmes rencontrés sont doubles dans ce cas:

- le passage gap direct-indirect dû au matériau AlAs implique une diminution de la hauteur effective de barrière;

GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
GaInAs	10^{17} cm^{-3}	2500 Å
GaInAs	n.i.d.	50 Å
AlInAs	n.i.d.	200 Å
GaInAs	n.i.d.	50 Å
GaInAs	10^{17} cm^{-3}	2500 Å
GaInAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3000 Å
InP	Semi-Isolant	

Figure 4.3: Séquence épitaxiale de la diode Simple Barrière fabriquée. Les zones de contacts sont en $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ permettant de minimiser la résistance série et la barrière en $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ offre une bonne discontinuité de potentiel tout en conservant un excellent accord de maille au sein de l'hétérostructure.

- la croissance du matériau AlAs à très forte température.

Toujours sur substrat GaAs, une croissance métamorphique permet d'utiliser l'élément Antimoine pour la simple barrière AlSb/InAs. Grâce à ce système, nous pouvons doper de façon importante l'InAs d'une part et obtenir, d'autre part, une forte variation de bande de conduction (1,3 eV) grâce à l'important report de discontinuité de bande interdite. Cependant la croissance de ce type de structure est encore délicate et l'usage du matériau Antimoine peu répandu comme nous l'avons déjà souligné au chapitre 2.

En ce qui concerne les systèmes sur substrat InP, nous pouvons distinguer essentiellement $Al_{1-y}In_yAs/Ga_{1-x}In_xAs$ où $y=0,52$ et $x=0,53$. Pour ces concentrations, il y a adaptation de maille. Les avantages de ce système de matériaux sont d'une part l'obtention de résistances d'accès relativement faibles car un dopage élevé (10^{19} cm^{-3}) peut être obtenu dans le GaInAs, et d'autre part une grande discontinuité ΔE_c (0,54 eV). La difficulté majeure est de réaliser une croissance sur plusieurs centaines d'Angströms où les valeurs de y et x sont invariantes. Dans le cas contraire, désadaptation initiale ou évolution au cours du temps, l'épitaxie peut être dans un état de contrainte tel que, sur de grandes dimensions, des dislocations apparaissent.

C'est ce dernier système de matériaux, le plus prometteur, que nous avons utilisé pour les premières structures Simple Barrière.

1.3 L'hétérostructure AlInAs/GaInAs

1.3.1 Couche épitaxiale

La figure (4.3) présente la couche épitaxiale de la diode Simple Barrière qui a été fabriquée au laboratoire. Tout d'abord, la structure est symétrique en vue d'obtenir une loi $C(V)$ permettant la production d'harmoniques de rang impair en multiplication. Les zones d'accès sont fortement dopées ($5 \cdot 10^{18}$ atomes donneurs par cm^3) afin d'obtenir des contacts à très faible résistivité, typiquement $5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

La Simple Barrière de 200 Å d'épaisseur est non dopée et encadrée par des zones larges d'espaceur (2500 Å) faiblement dopées, permettant, par la variation de la zone de

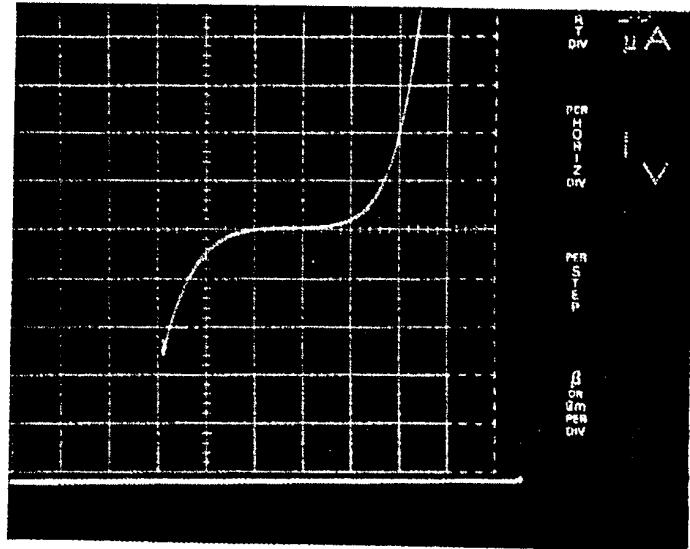


Figure 4.4: Caractérisation courant-tension, à $T=300$ K, d'une structure Simple Barrière. La section est de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. En polarisation directe, on observe une densité de courant de l'ordre de 10 A/cm^2 pour une tension de 2 Volts.

charge d'espace, une modulation de capacité. Des zones de 50 Å non dopées de part et d'autre de la Simple Barrière permettent de se prévenir de la diffusion du dopant durant l'épitaxie. La croissance a été réalisée par épitaxie par jets moléculaires sur substrat InP semi-isolant.

1.3.2 Techniques de fabrication

Les techniques de fabrication reprennent les procédés des structures double barrière élaborée sur semi-isolant avec une architecture double méso. Il y a cependant deux aspects qui nous semblent plus spécifiques. D'une part, la technologie sur InP et d'autre part, la nécessité d'employer des gravures relativement profondes avec des rapports d'aspects qui peuvent être défavorables pour des structures de faibles dimensions. Pratiquement, pour résoudre ce dernier point, nous avons choisi de travailler sur des plots de tailles importantes compris entre 30 et 50 µm de côté.

En conséquence, nous n'aurons, lors de la caractérisation, que des informations sur larges sections qu'on pourra ensuite normaliser pour évaluer les potentialités fréquentielles des composants. Compte tenu de notre expérience en attaque chimique, la gravure a été effectuée sur une profondeur de 0,9 µm en ce qui concerne le premier méso afin d'atteindre la couche n⁺ enterrée. Cette gravure demande une assez grande maîtrise dans la mesure où l'épaisseur de cette couche arrière n'est que de 3000 Å pour des raisons de qualité de croissance. Celle-ci est faite avec H₃PO₄:3/H₂O₂:1/H₂O:20. Cela donne une vitesse d'attaque de 3600 Å par minute.

Il est à noter que ce procédé de gravure est extrêmement sélectif entre GaInAs et InP. Ceci nous permet d'effectuer sans problème le deuxième méso avec arrêt net sur la surface du semi-isolant.

Compte tenu des surfaces actives importantes, nous n'avons pas réalisé de dépôt diélectrique ou d'accès par pont à air. Le contact, sur le dépôt AuGeNi/PtAu assurant l'ohmicité, est alors fait directement sous pointes pour caractériser les non linéarités du composant. Il est certain que, ultérieurement, pour passer au stade de la caractérisation hyperfréquence, il sera nécessaire de développer des méthodes d'attaque plasma (R.I.E.) et des procédés de contact ohmique très faiblement résistif type AuCr.

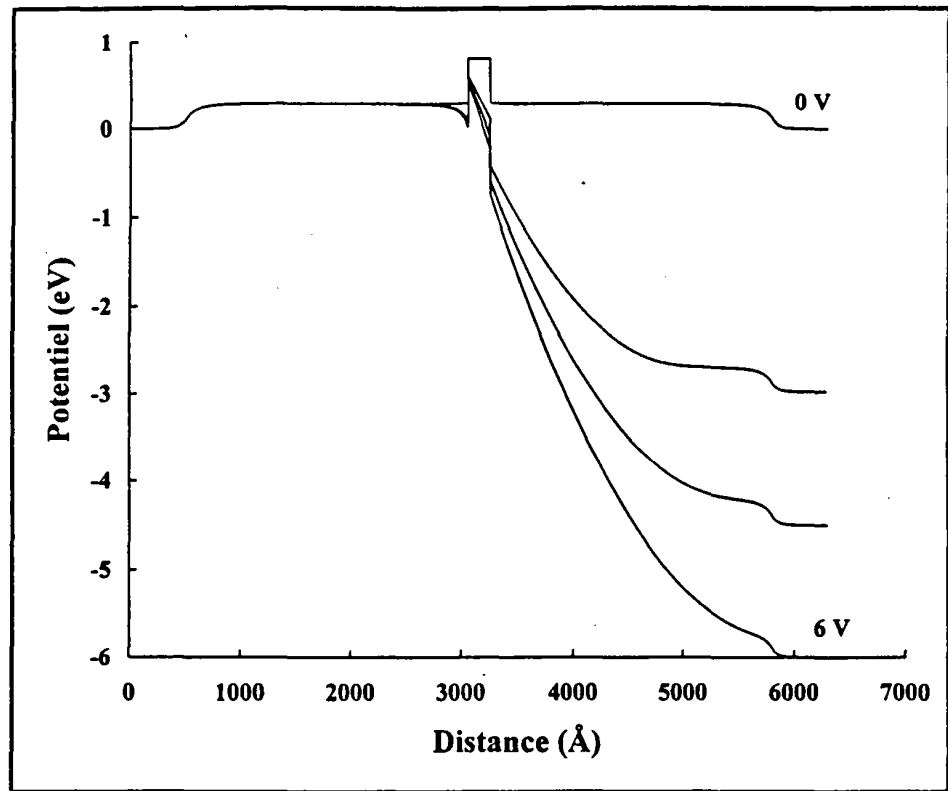


Figure 4.5: Présentation des résultats de calcul de bas de bande de conduction pour différentes conditions de polarisation. On peut remarquer en amont de la barrière un creusement du potentiel dû à l'accumulation de porteurs. Cela induit un abaissement de l'obstacle en énergie qui leur est présenté.

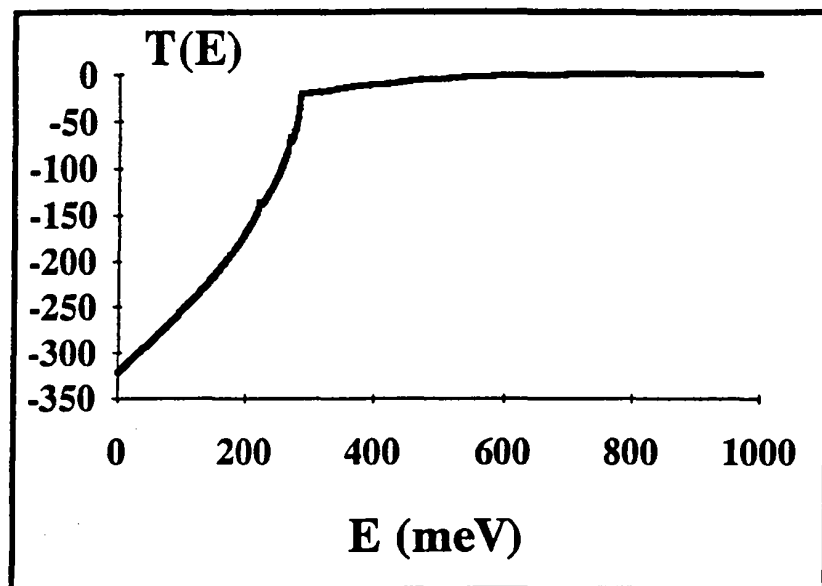


Figure 4.6: Courbe donnant la probabilité de transmission en fonction de l'énergie sous une tension de 2 V.

2 Caractérisation des non linéarités

2.1 Caractéristique courant tension

La figure (4.4) présente la caractéristique $I(V)$ obtenue pour un composant $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. En direct comme en inverse la conduction est tout d'abord bloquée. A tension plus importante, les structures tendent à fuir progressivement pour franchement conduire à partir de 2 Volts. Pour cette valeur de tension qui est prise comme tension de seuil, la densité de courant est de 10 A/cm^2 en direct. En inverse, les caractéristiques sont meilleures avec une densité de courant réduite d'un facteur 4. On constate une dissymétrie au niveau des courbes $I(V)$ qu'il faudrait maîtriser pour des développements ultérieurs. Une des premières explications à l'augmentation parasite de courant est l'effet de triangularisation que nous avons décrit qualitativement au paragraphe précédent.

Pour l'analyse de la tension de seuil qui constitue la première information que nous ayons, on peut calculer les profils de potentiel sous différentes conditions de tension. Ces calculs nous permettent d'évaluer l'effet d'abaissement de barrière suite à la création de la zone d'accumulation et de l'effet de "bras de levier" résultant de la zone de désertion. Différents résultats obtenus entre 0 et 6 Volts sont visualisés figure (4.5). Il y a un creusement net de la bande de conduction, qu'on peut évaluer à environ 200 meV, en amont de l'obstacle de potentiel. Ceci entraîne un abaissement de la barrière en conséquence avec une hauteur effective de 300 meV. De plus, notons que compte tenu de l'effet d'amplification de tension par la zone d'espaceur aval, la triangularisation intervient effectivement vers 2 V.

A présent, à partir de ce profil de potentiel, on peut calculer les probabilités de transmission quantiques pour différentes valeurs d'énergie accessibles aux électrons. Le résultat obtenu pour $V=2$ Volts est donné figure (4.6). Les deux accidents qu'on peut noter dans la montée de transmission peuvent s'expliquer par un effet tunnel résonnant via les niveaux quantiques de la zone d'accumulation. Compte tenu du creusement de cette zone, ces effets de résonance peuvent se produire par le niveau fondamental et le premier niveau excité, sachant que la première barrière est formée par la réaction de charge d'espace dans l'espaceur, alors que la seconde est d'origine cristalline. On a ainsi un référentiel d'énergie par rapport au niveau de Fermi E_f , pris constant sur l'espaceur émetteur.

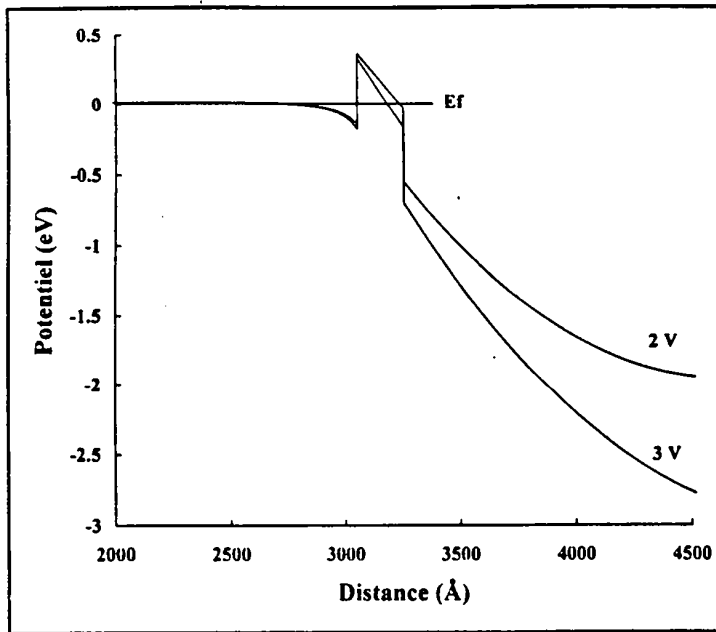


Figure 4.7: Courbures de bas de bande de conduction pour deux polarisations différentes. Nous illustrons ici le début de l'effet de triangularisation de la barrière de potentiel.

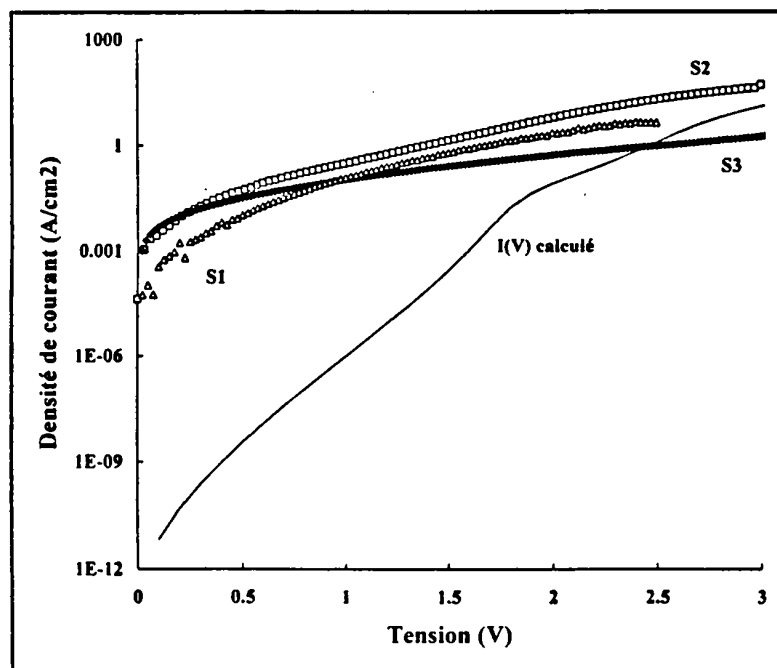


Figure 4.8: Comparaison entre les densités de courant calculées et mesurées pour des composants de différentes sections:

- S1 $15 \times 15 \mu\text{m}^2$,
- S2 $30 \times 30 \mu\text{m}^2$,
- S3 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$.

Pour illustrer ces points, les courbures de la bande de conduction au voisinage de la barrière pour $V=2$ Volts et $V=3$ Volts, sont visualisées sur la figure (4.7). L'effet de triangularisation est ici nettement mis en évidence.

Rappelons simplement que les méthodes numériques sont similaires à celles utilisées pour la diode double barrière avec une résolution hybride mettant en œuvre le calcul classique de profil de potentiel dans l'approximation de Thomas Fermi et la résolution de l'équation de Schrödinger [1].

En troisième étape, on peut calculer l'évolution de la densité de courant avec la tension. Pour effectuer une comparaison théorie-expérience, nous avons, sur la figure (4.8), reporté d'une part les résultats de ce calcul et d'autre part les points correspondant à trois séries de mesures. Celles-ci ont été obtenues pour trois sections différentes respectivement $15 \times 15 \mu\text{m}^2$, $30 \times 30 \mu\text{m}^2$, et $50 \times 50 \mu\text{m}^2$.

Conformément aux remarques précédentes, on constate que la conduction n'est notable qu'à partir de 3 Volts, où les valeurs calculées et mesurées sont du même ordre de grandeur. En revanche, les valeurs de courant mesurées à basses tensions sont de plusieurs ordres de grandeur supérieures à celles calculées numériquement. Ce désaccord peut s'expliquer dans la mesure où, en pratique, les électrons peuvent traverser la barrière à basse tension en s'aidant des défauts, ce phénomène n'étant pas pris en compte dans nos simulations.

On retrouve ici les difficultés à décrire des phénomènes de conduction assistée par défauts, déjà rencontré au niveau de la description des courants vallées lors de l'étude des diodes double barrière.

Il reste un autre phénomène qui va entrer en jeu à plus forte tension qu'on ne décrit pas théoriquement, à savoir le claquage par avalanche. En effet, les valeurs de champ électrique dans la simple barrière dépassent très rapidement la valeur de 100 kV/cm; dans ces conditions, la probabilité d'ioniser n'est plus négligeable.

Quantitativement, si nous voulons déterminer la tension de claquage par avalanche, il nous faut connaître avec précision la loi d'ionisation en fonction du champ électrique. En effet, les valeurs de celui-ci ne sont importantes que sur des distances

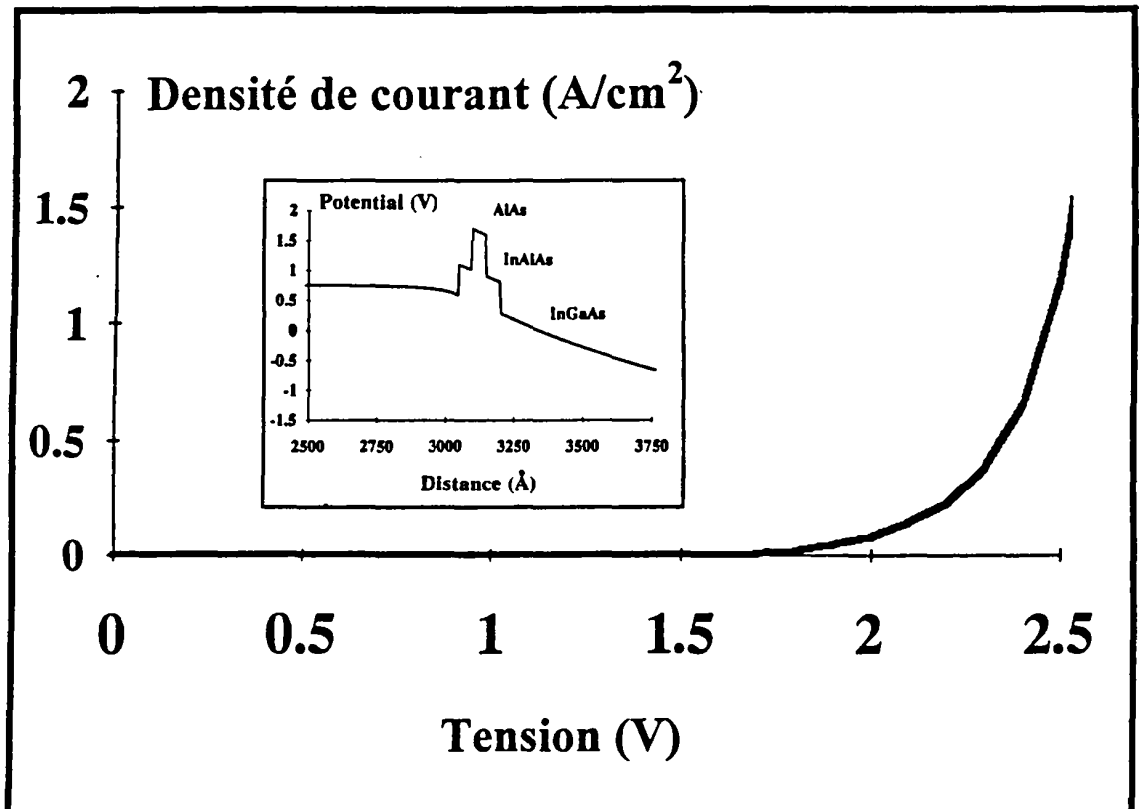


Figure 4.9: Solution donnée dans la référence [4] pour améliorer l'opacité de la structure. Nous présentons notre calcul de la caractéristique $I(V)$ résultante avec, en insert, le profil de bande de conduction associé.

courtes, sur lesquelles la condition d'avalanche peut être remplie. En première approximation, cette condition s'écrit [2]:

$$\int_{\Delta} \alpha(E) dx = 1 \quad (4.1)$$

En quelques chiffres, le claquage serait obtenu pour un champ électrique interne de 330 kV/cm sur une distance de 500 Å si on considère que la loi $\alpha(E)$ à faible champ peut être extrapolée. Dans ce cas, le claquage se manifeste très rapidement (vers 5 Volts). Par contre, si on suppose un phénomène de saturation dans l'évolution de $\alpha(E)$, comme cela est observé pour le GaAs, les valeurs de tension de claquages peuvent être estimée autour de 10 Volts.

En conclusion de cette première étude expérimentale, les points qui nous paraissent devoir être améliorés sont les suivants. En premier lieu, il est nécessaire de chercher à s'affranchir des composantes de courant en excès ayant pour origine les défauts aux interfaces de la barrière. Ceci passe par une optimisation des conditions de croissance.

En second lieu, on peut chercher à retarder la triangularisation de la barrière par une augmentation de la discontinuité ΔE_c en accord avec la discussion précédente sur le choix du matériau.

Une solution, qui nous paraît intéressante, a été également proposée dans la littérature [3]. Elle consiste à épitaxier successivement du matériau AlInAs, de l'AlAs sur AlInAs permettant de réaliser un compromis entre barrière large et barrière haute. L'allure en marche d'escalier donnée en insert de la figure (4.9), qui présente une caractéristique $I(V)$ théorique calculée au laboratoire, améliore l'opacité globale de la structure.

Enfin, signalons qu'une amélioration de notre composant pourrait être apportée par une passivation des flancs de méso afin de réduire les courants de fuites surfaciques éventuels.

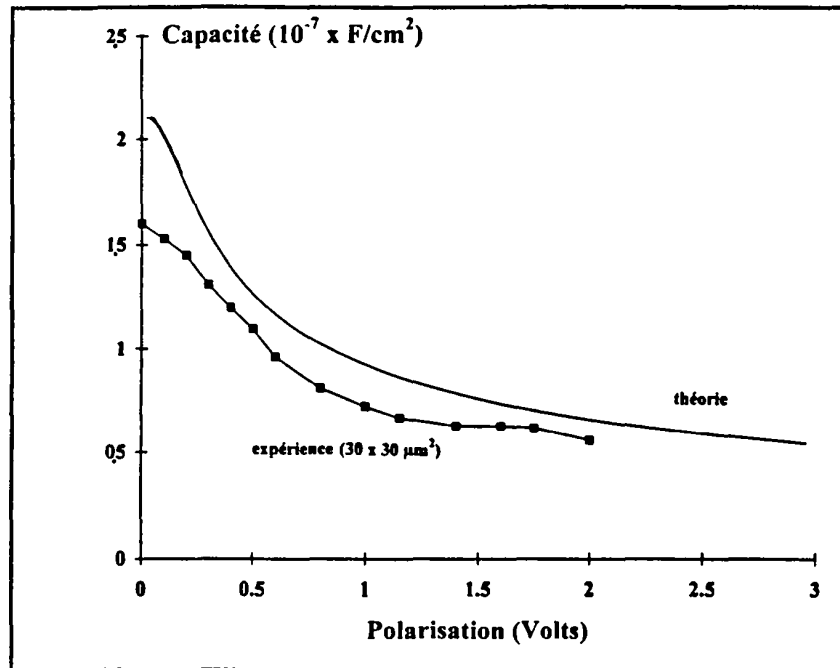


Figure 4.10: Présentation des caractéristiques C(V) calculées et mesurées. Le relevé expérimental s'arrête à 2 V, le courant de conduction devenant alors trop important. Le contraste en capacité est dans ce cas d'environ 2.

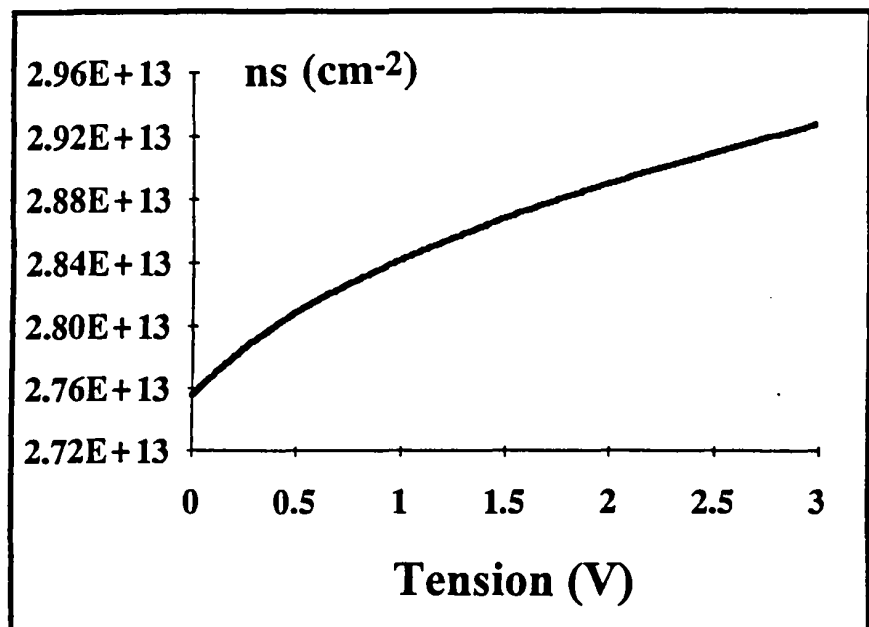


Figure 4.11: Evolution de la charge piégée dans la zone d'accumulation en fonction de la tension. Les variations sont surtout marquées près de 0 Volt.

2.2 Caractéristique C(V)

Nous présentons figure (4.10) la caractéristique C(V) de la diode simple barrière mesurée à une fréquence de 1 MHz. La courbe a été obtenue pour une diode de section $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. Il s'agit ici de caractériser la non linéarité de la diode AlInAs/GaInAs en termes de variation de capacité.

Notons tout d'abord que la capacité à 0 Volt est de 1,44 pF. Rapportée à la surface de $900 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$, cela donne une valeur de $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ F/cm}^2$. Cette valeur laisse présager une capacité de l'ordre de quelques femtoFarads pour des sections de 2 à $3 \mu\text{m}^2$. Au plan des applications en multiplication, ces très faibles valeurs s'avèrent particulièrement intéressantes. Elles s'expliquent, comme dans le cas de la double barrière, par l'extension des zones de charges d'espace dans les processus de diffusion.

La capacité minimale relevée (pour une tension autour de 2 Volts) est de 0,72 pF. Il n'a pas été possible de faire des mesures cohérentes au delà de ce seuil, du fait de la forte conduction parasite. Ceci nous donne finalement une valeur de 2 pour le contraste en capacité ($C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$), paramètre clef pour les résultats en analyse non linéaire. Ainsi, bien que nous disposions d'une zone d'espaceur très importante qui, a priori, permettrait une large modulation de la capacité, nous sommes limités par le courant parasite qui empêche d'observer la respiration complète de la capacité.

Pour aller un peu plus loin dans l'analyse, on peut tirer parti des calculs de courbures de bandes en déterminant localement les densités de charges accumulées, responsables des variations de champ électrique. Une estimation de la valeur de capacité est alors directe:

$$C = Aq \frac{\partial n_s}{\partial V} \quad (4.2)$$

où A est la section du composant, et n_s est la densité de charges dans la zone d'accumulation obtenue par intégration sur l'espace ($n_s = \int_{\Delta} n(z) dz$).

En suivant cette approche, nous obtenons les évolutions de la charge piégée dans la couche d'accumulation en fonction de la tension données figure (4.11). On constate

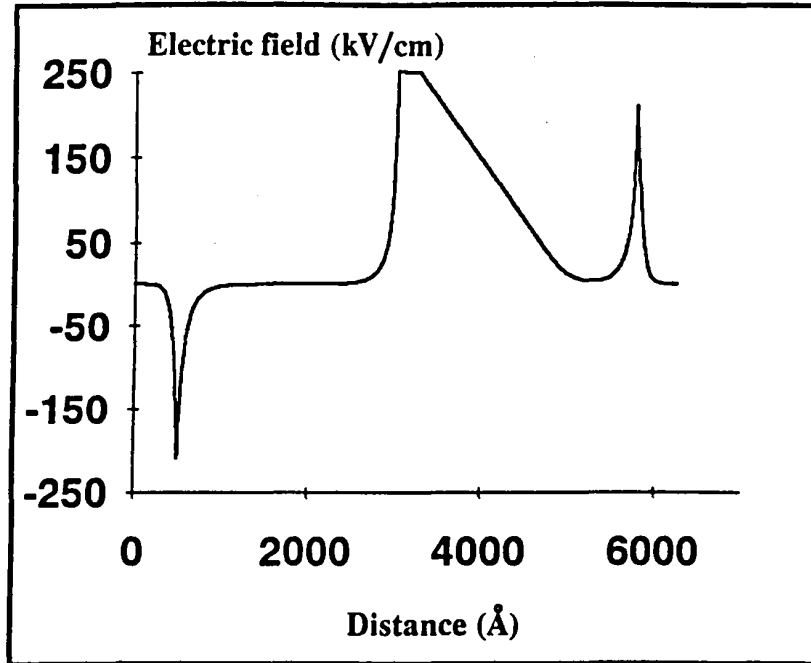


Figure 4.12: Carte de champ électrique obtenue pour une tension de 3 Volts. On distingue de part et d'autre de la barrière des pics positif et négatif dus à la diffusion aux interfaces n^+-n .

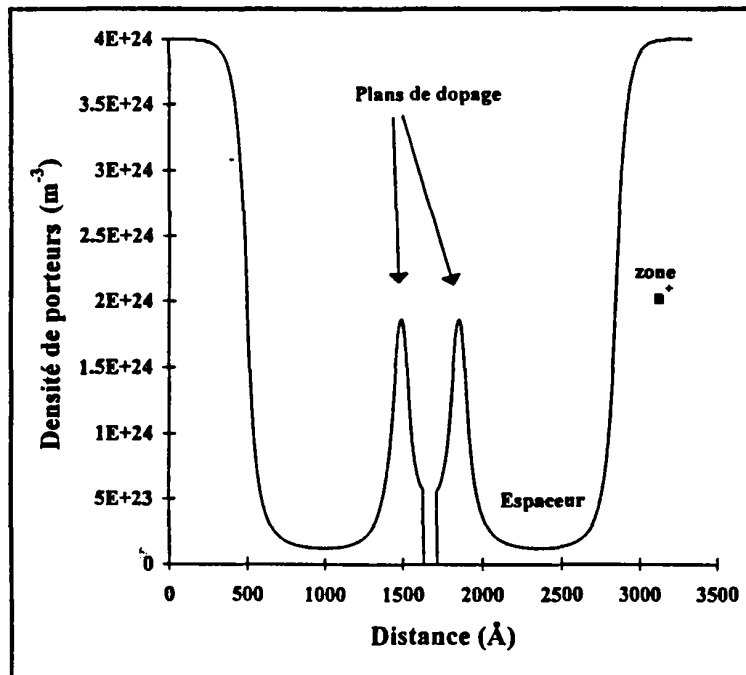


Figure 4.13: Carte de la densité de porteurs obtenue pour une structure Simple Barrière dans laquelle nous avons inséré des plans de dopages. Ceux-ci sont dopés à $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et disposés à 100 Å de la barrière.

que les variations sont marquées près de 0 Volt pour ensuite tendre vers un comportement linéaire. Conformément à la relation (4.2), par passage à la dérivée, on obtient les variations théoriques de capacité reportées sur la figure (4.10) où sont donnés les points expérimentaux. En règle générale, l'accord est relativement satisfaisant.

Pour être complet, nous présentons figure (4.12) la carte de champ électrique calculée pour une tension de 3 Volts, obtenue par dérivation du potentiel. Pour cette condition de polarisation, la désertion par la tension extérieure n'est pas complète et on distingue clairement les pics respectivement positif et négatif dus aux processus de diffusion aux interfaces n^+-n . On constate par ailleurs que la montée de champ électrique se fait sur une distance de plusieurs centaines d'Angströms avant d'atteindre le plateau correspondant à une situation de champ uniforme dans la Simple Barrière. La valeur de champ à l'interface est ici déjà élevée, proche de 250 kV/cm, corroborant notre discussion sur le phénomène d'ionisation possible au dessus d'une valeur de tension de seuil. L'écrantage du champ électrique est très proche d'une situation de complète désertion.

De la discussion précédente, nous retiendrons qu'il est difficile pour des structures classiques d'obtenir des rapports entre C_{max} sur C_{min} supérieurs à deux. Les idées d'amélioration se basent sur les deux observations suivantes: d'une part, la difficulté de localiser les zones de montée et de retour à l'équilibre du champ électrique, d'autre part, le fait que la respiration de capacité est progressive due au processus uniforme de désertion.

Par contre, des structures mettant en jeu des plans de dopage ne souffrent pas de ces limitations. C'est en particulier le cas du processus de désertion qui se fait en deux temps. On conçoit en effet une première phase où la charge libre correspondant au plan de dopage se trouve piégée par le puits de potentiel qu'elle a elle-même créée par réaction de charge d'espace. Dans un second temps, elle peut être chassée à plus forte polarisation repoussant les limites de la zone désertée. Dès lors, l'optimisation de ces structures demande des calculs systématiques pour définir la charge intégrée dans le plan de dopage et leur position vis à vis de la barrière. Pour illustrer la carte de densité de porteurs obtenues dans ce cas [5], nous avons tracé sur la figure (4.13), les variations pour la charge libre lorsque deux plans de $3,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sont placés à 100 Å de part et d'autre d'une simple barrière.

Sous l'action de la tension, la charge en aval, localisée dans le plan de dopage, va être progressivement chassée entraînant la transition entre un régime de piégeage d'électrons dans l'espaceur collecteur et une situation de désertion totale.

Si on considère les variations de capacité, nous obtenons les résultats visualisés sur la figure (4.14). Le point important ici est la présence de deux décrochements dans les valeurs de capacité. Le palier situé entre 0,5 et 2 V, pour lequel les variations de capacité sont moindres, est typique d'une respiration de capacité au voisinage d'une zone fortement dopée (ici, le plan de dopage). Lorsque celui-ci est totalement déserté, la variation de $C(V)$ reprend un régime normal avec une pente plus forte (fixée par le dopage d'espaceur $N_d=10^{17} \text{ cm}^{-3}$).

Dans ce cas de figure, le contraste global (C_0/C_{sat}) est de l'ordre de 6 pour une excursion de 3 Volt. On pourrait accentuer ce contraste en considérant des espaceurs plus importants et en rapprochant les plans de dopage de la simple barrière.

Dans ce dernier cas, cependant, il nous semble difficile de concilier qualité d'interface et proximité d'une zone très dopée.

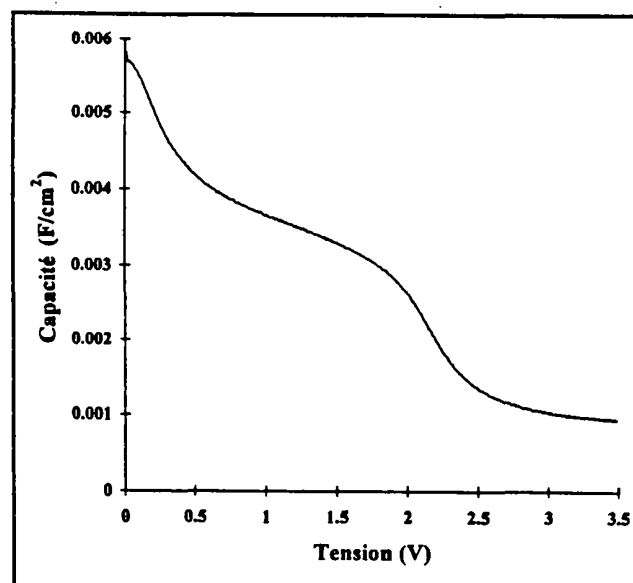


Figure 4.14: Présentation des variations de la capacité en fonction de la tension obtenues avec l'insertion de plans de dopage. La présence de deux paliers traduit la nécessité d'obtenir une désertion du plan de dopage avant de pouvoir profiter d'une complète respiration de capacité en zone d'espaceur.

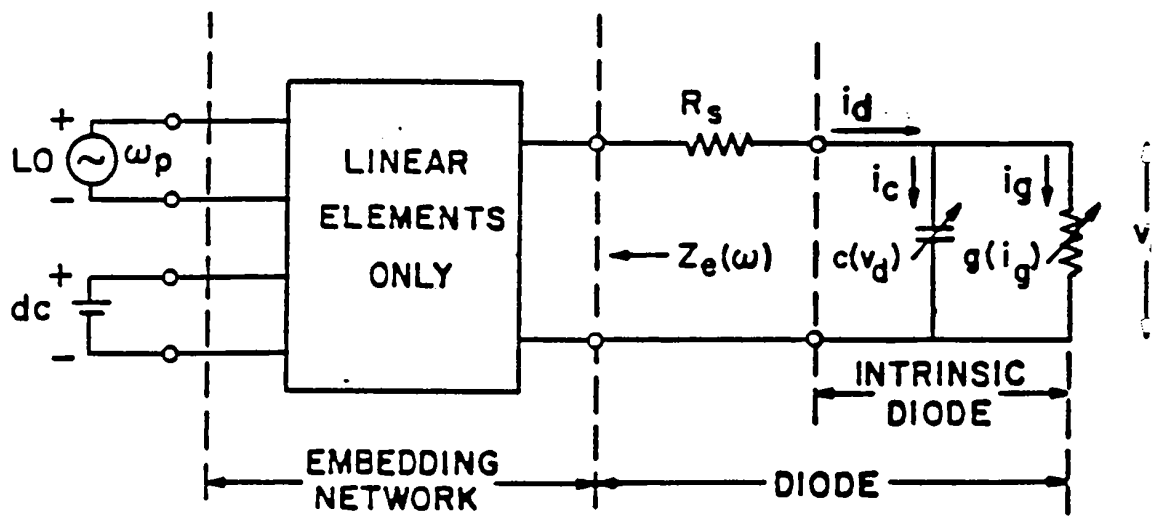


Figure 4.15: Circuit équivalent grand signal d'un multiplicateur à diode. Les éléments linéaires, constitués essentiellement par le réseau électrique d'accès à la diode, sont ici séparés du composant.

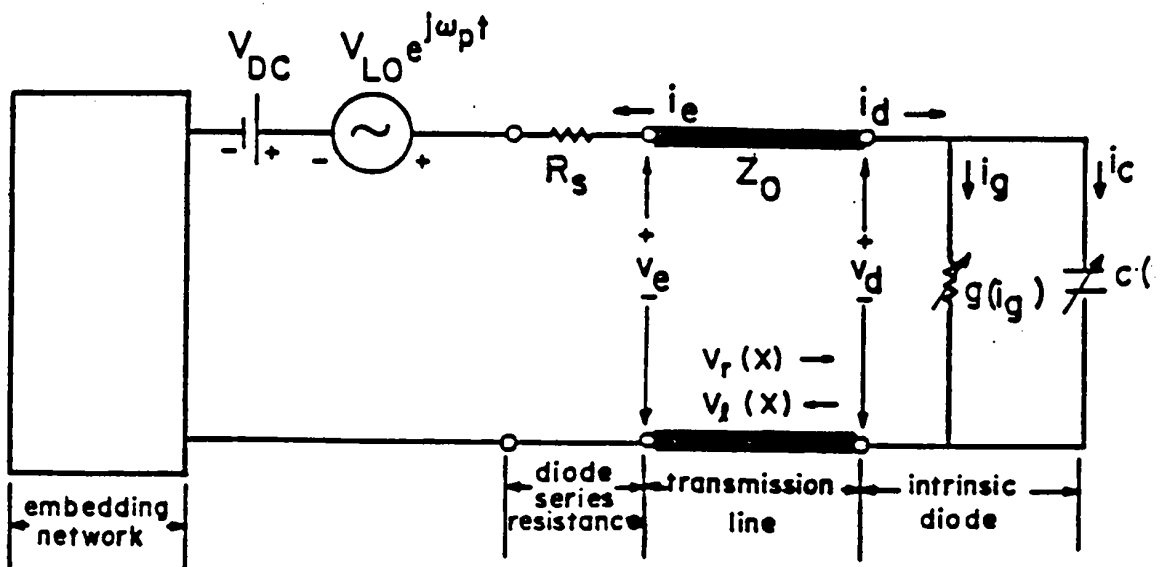


Figure 4.16: Circuit équivalent du multiplicateur modifié par l'insertion d'une ligne de transmission permettant de mettre en œuvre l'algorithme des réflexions multiples de Kerr [6].

3 Simulations des performances en multiplication

Par rapport aux simulations précédentes, nous considérons ici une non linéarité de capacité. Les performances en multiplication de fréquences sont prédites théoriquement, soit à l'aide du logiciel M.D.S., soit en ayant recours au modèle de Kerr dans le cadre de la procédure numérique développée par P. Siegel.

Après avoir rappelé brièvement la méthode de réflexion multiple sur laquelle est basé l'algorithme de calcul, nous présenterons les résultats d'optimisation.

3.1 Rappel sur le modèle de Kerr

Pour ne pas alourdir notre propos dans le chapitre précédent, nous n'avons pas détaillé le logiciel de P. Siegel que nous allons présenter maintenant. On trouve dans la littérature de nombreuses études de diodes Schottky Varactor conventionnelles sur la base de la méthode des réflexions multiples.

Pour ce formalisme [6], le circuit de la figure (4.15) est modifié par l'insertion d'une longue ligne de transmission d'impédance caractéristique arbitraire Z_0 entre les éléments non linéaires, dans le cas général $G(V)$ et $C(V)$, et le réseau formé par les éléments d'accès considérés linéaires comme le montre la figure (4.16). A tout moment, des ondes se propagent dans les deux directions de la ligne de transmission. A l'état d'équilibre, ces ondes sont d'amplitude constante et contiennent de nombreuses composantes harmoniques du signal de pompe.

En choisissant la longueur de la ligne de transmission comme étant un multiple de la longueur d'onde du signal source, et par là même des harmoniques, les formes d'ondes à l'état d'équilibre du réseau modifié -figure (4.16)- seront les mêmes que celles du circuit initial.

La ligne de transmission a deux objectifs :

- elle permet tout d'abord de raisonner en termes d'ondes et ainsi de définir les coefficients de réflexion associés;
- ensuite, si la ligne de transmission est supposée longue, elle permet d'éliminer les problèmes associés aux transitoires générés lors des réflexions aux deux extrémités.

Cette construction nous permet de résoudre alternativement deux sous-ensembles plus simples, chacun étant en état d'équilibre avec la ligne de transmission.

Le premier sous-ensemble contient la ligne de transmission et la diode. Il est résolu dans le domaine temporel. Le second circuit contient la ligne et le réseau d'impédances linéaires. Il est calculé dans le domaine fréquentiel. Après chaque 'cycle de réflexion', tension et courant aux bornes des deux circuits sont comparés. Si les formes d'ondes sont les mêmes, alors, le problème large signal est résolu, c'est à dire on a $V_d=V_e$ et $I_d=I_e$ sur la figure (4.16). Dans le cas contraire, les calculs dans les domaines temporel et fréquentiel sont de nouveau effectués et l'analyse du circuit est ainsi réitérée. Le détail mathématique de l'algorithme peut être obtenu par ailleurs [7]. Notons simplement que pour le circuit dans le domaine temporel, l'équation d'état suivante est utilisée :

$$dV_d/dt = [(V_s(t) - V_d(t))/Z_o - I_g(t)]/C(t) \quad (4.3)$$

où $V_s(t)$ représente la somme des sources de tension dans le circuit équivalent de la ligne de transmission. $V_d(t)$ est la tension aux bornes de la diode. $I_g(t)$ est le courant circulant dans la conductance de la diode placée en parallèle avec la capacité non linéaire. $C(t)$ est la variation temporelle de capacité.

Par ailleurs, des décompositions en séries de Fourier de V_d et de I_d permettent un calcul de l'onde réfléchie par le sous-circuit résolu dans le domaine fréquentiel.

Ce logiciel est très général dans son application et peut notamment être utilisé à la résolution des formes d'ondes pour un mélangeur. Par ailleurs, P. Siegel décrit les modifications nécessaires pour une utilisation en multiplication de fréquence à l'aide de diodes Schottky Varactor. Sur cette base, nous avons donc modifié un programme initialement prévu en mélangeur en l'adaptant à la génération d'harmoniques.

Dans la mesure où nous considérons des composants à hétérostructures, des équations courant-tension et capacité-tension permettant de définir des non linéarités de conductance et de réactance spécifiques ont été introduites. Lors d'une simulation, nous rentrons par ailleurs les valeurs d'impédance vues par la diode à chaque harmonique,

qui peuvent être fixées dans un premier temps à 50Ω , la fréquence, la puissance de pompe ainsi que la précision voulue au niveau de la convergence.

Comme données de sortie, nous obtenons les formes d'ondes de tension et courant, les puissances sur une charge fixée et l'impédance d'entrée de la diode.

En règle générale, les simulations effectuées montrent un très bon accord entre le programme de P. Siegel et M.D.S. de Hewlett Packard tant du point de vue des niveaux de puissances absorbées ou générées que des rendements en tripleur et quintupleur.

Cette comparaison n'est cependant pas exhaustive dans la mesure où nous avons limité notre analyse à des contrastes au maximum de 6 pour des valeurs de capacité à l'équilibre d'environ 10 fF. De plus, les variations de capacité se produisent sur une plage de tension comprise entre 3 et 4 Volts. Avec une précision de quelques % au niveau des rapports entre l'impédance présentée par la diode et celle du réseau d'environnement ('embedding'), l'obtention des résultats est quasi immédiate sur station de travail.

On rencontre néanmoins des problèmes de non convergence lorsqu'on introduit des effets de conductance différentielle négative très marqués. Rappelons que des problèmes similaires sont survenus pour la modélisation de diodes double barrière sur M.D.S.

Enfin, un avantage du programme de Siegel vient de la possibilité de travailler avec des fonctions continues par morceaux alors qu'il est impératif pour M.D.S. d'assurer la continuité de la fonction et de sa dérivée.

Par contre, M.D.S. est un logiciel plus facile d'emploi avec un traitement type 'boite noire' alors que toute modification sur le programme de Siegel nécessite des changements du programme source.

3.2 Optimisation de la loi C(V)

Nous souhaitons maintenant déterminer l'influence de deux paramètres essentiels de la courbe capacité-tension. Tout d'abord, nous allons nous efforcer

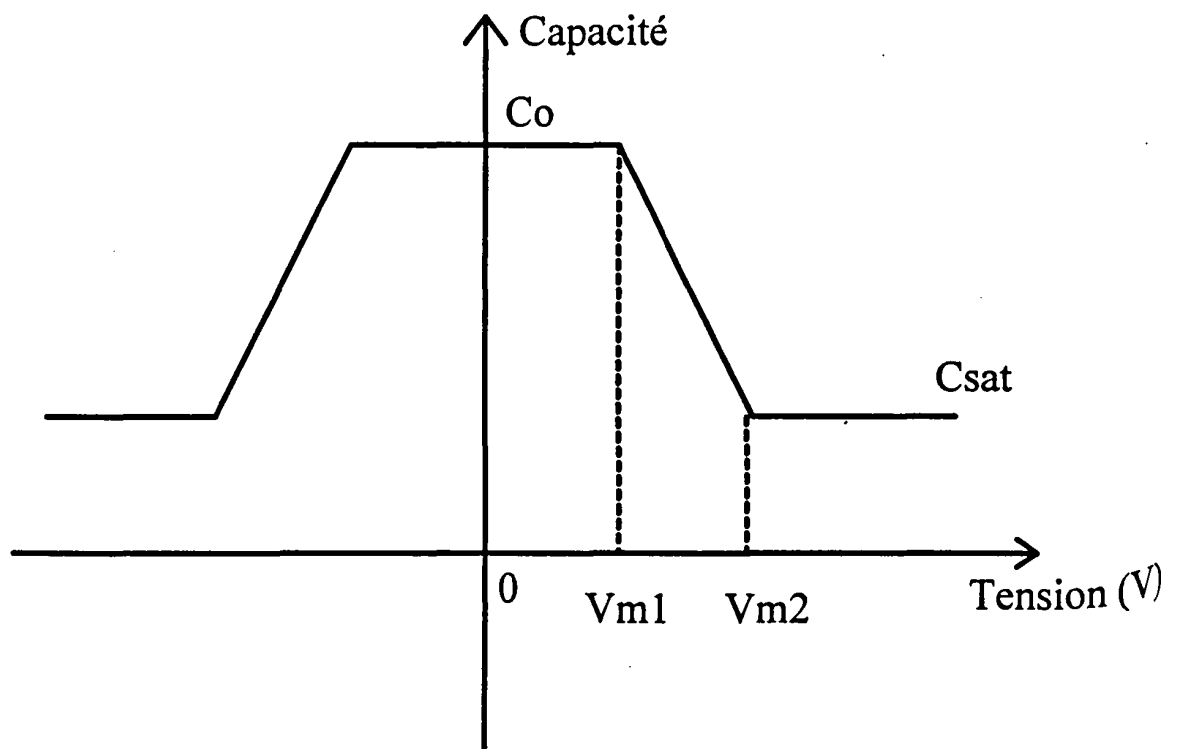


Figure 4.17: Caractéristique $C(V)$ utilisée pour discerner l'influence des tensions de seuil V_{m1} et V_{m2} .

d'étudier l'influence de la proximité par rapport à 0 Volt du début de non linéarité de capacité sur une plage plus ou moins large de tension. Aussi, dans le but de définir simplement des seuils, les variations de capacité sont définies par approximation linéaire par morceau. La figure (4.17) présente la caractéristique globalement non linéaire utilisée. Sur cette représentation; nous avons repéré les seuils de tension :

- V_{m1} : tension marquant le début de non linéarité;
- V_{m2} : tension désignant la fin de variation de capacité;
- $\Delta V = V_{m1} - V_{m2}$.

Pour cette étude préliminaire, le programme de P. Siegel est utilisé avec les données suivantes :

- Impédance pour la charge de 50Ω , les autres harmoniques étant en court-circuit (étude sur 12 harmoniques);
- Résistance série de 10Ω ;
- Fréquence d'entrée de 90 GHz;
- $C_o = 12 \text{ fF}$ et $C_{sat} = 2 \text{ fF}$.

Il nous faut de plus une loi de conductance qui traduit un courant de fuite. Pour cette analyse simplifiée, afin de considérer un cas quasi idéal, nous avons pris une relation du type $I = aV^3$ avec $a = 10^{-9}$. Avec cette valeur, le courant de fuite est négligeable devant le courant de déplacement. Enfin, aucune adaptation en entrée et sortie n'est introduite.

Rappelons au préalable que, pour profiter de la symétrie de la loi $C(V)$, nous considérons un fonctionnement sans polarisation. Dans ces conditions, des compromis se dégagent entre puissance nécessaire en entrée et puissance de sortie. Pour les mettre en évidence, nous avons tracé sur les figures (4.18a), (4.18b), (4.18c) respectivement le rendement (η_3) et la puissance de sortie (P_3) en fonction de la puissance de pompe respectivement (a) et (b), ainsi que η_3 (c) en fonction de la tension crête développée sur la diode. Ces courbes sont paramétrées en fonction de V_{m1} , qui varie entre 1 et 4 Volts, en maintenant ΔV constant à 1 Volt et un rapport C_o/C_{sat} de 6.

Pour les rendements, l'allure générale des variations est conservée à tension V_{m1} croissante. On observe un optimum qui se décale progressivement. Le rendement maximal associé présente une légère décroissance à partir de la valeur la plus élevée

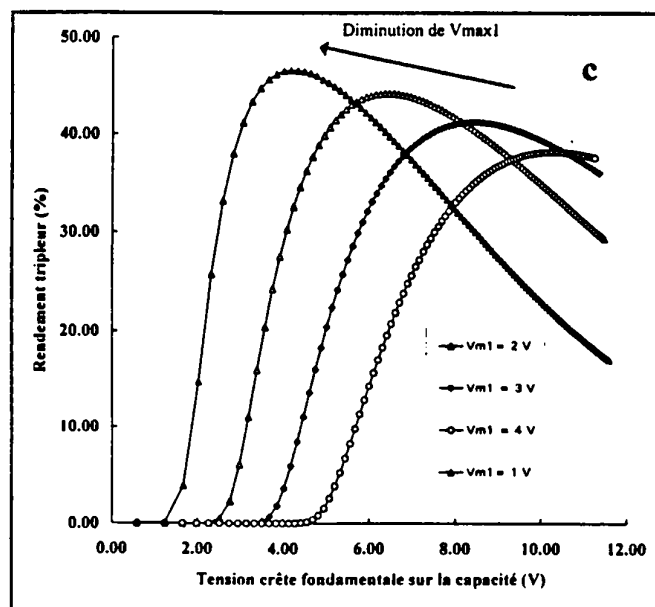
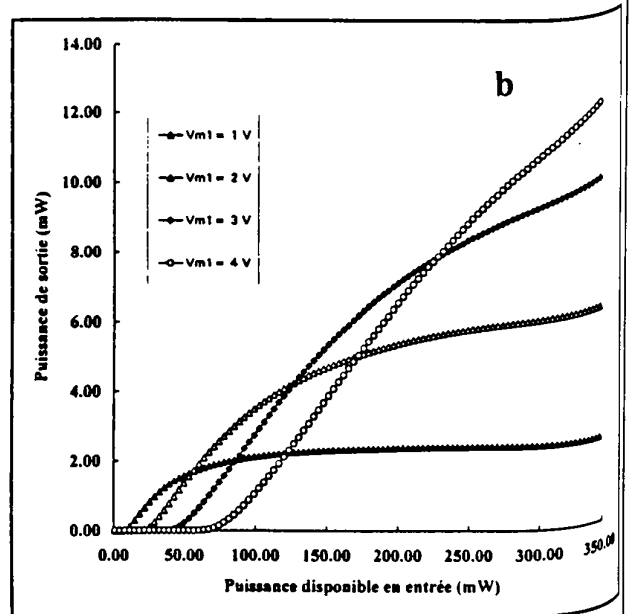
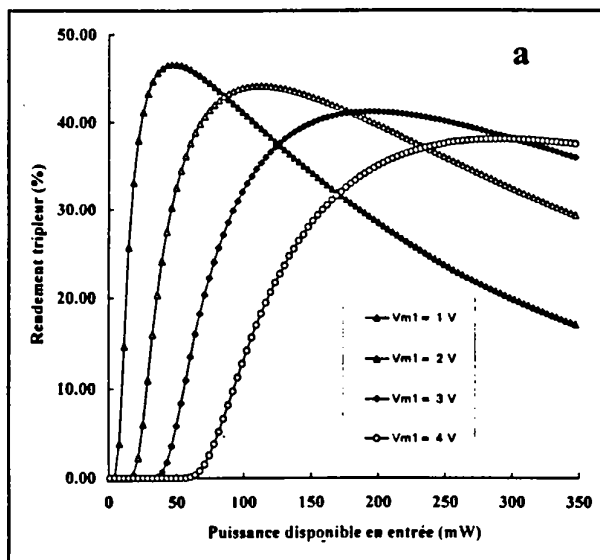


Figure 4.18: Présentation de l'influence de la tension de seuil V_{m1} sur les performances en tripleur concernant le rendement (a) et la puissance de sortie (b) en fonction de la puissance de pompe. Nous montrons également la dépendance du taux de conversion avec le module de la tension fondamentale développée sur la diode (c).

(45 %) définie par le rapport de P_{out} sur P_{abs} . Dans la mesure où nous n'avons pas considéré d'adaptation en entrée, les puissances de source nécessaires deviennent très rapidement supérieures à 50 mW. Dans le contexte d'une limitation de la puissance du générateur, il apparaît préférable de travailler à faible tension V_{m1} , typiquement 1 Volt.

En revanche, au niveau de la puissance de sortie, on obtient une évolution monotone. En se plaçant à l'optimum de rendement, on constate que la puissance de sortie est d'autant plus importante que V_{m1} est élevée. Quantitativement, on constate que le rendement global défini par P_{out}/P_{disp} chute énormément avec des valeurs plus réalistes de l'ordre de 1 %.

Dans une deuxième étape, nous avons étudié le rôle de ΔV . Le tableau ci-dessous présente les résultats lorsque l'on fait varier ΔV d'un ordre de grandeur.

ΔV (V)	0,1	0,3	2	3
η_3 (%)	45,6	45,3	42	39
$ V_D $ (V)	5,4	5,6	7,6	9,7
P_{out} (mW)	2,8	3	5,6	7,9

Pour ces simulations, nous avons fixé V_{m1} à 2 Volts et C_o/C_{sat} à 6.

On observe à partir de ce tableau que l'augmentation de ΔV se traduit par une légère décroissance des valeurs de rendements intrinsèques qui passent de 45 % à 39 %.

En fait, ΔV influence faiblement les taux de conversion qui sont dominés par ΔC (contraste en capacité). Si on étudie plus finement la tension de pompe nécessaire dans la recherche d'une performance optimale, on constate qu'il est nécessaire de dépasser la tension V_{m2} qui, rappelons-le, correspond à la tension critique où la capacité sature.

Ainsi, à ΔV croissant, on augmente en conséquence la tension V_{m2} expliquant de ce fait le passage de $|V_d|$ de 5,4 Volts ($\Delta V = 0,1$) à 9,7 Volts ($\Delta V = 3$).

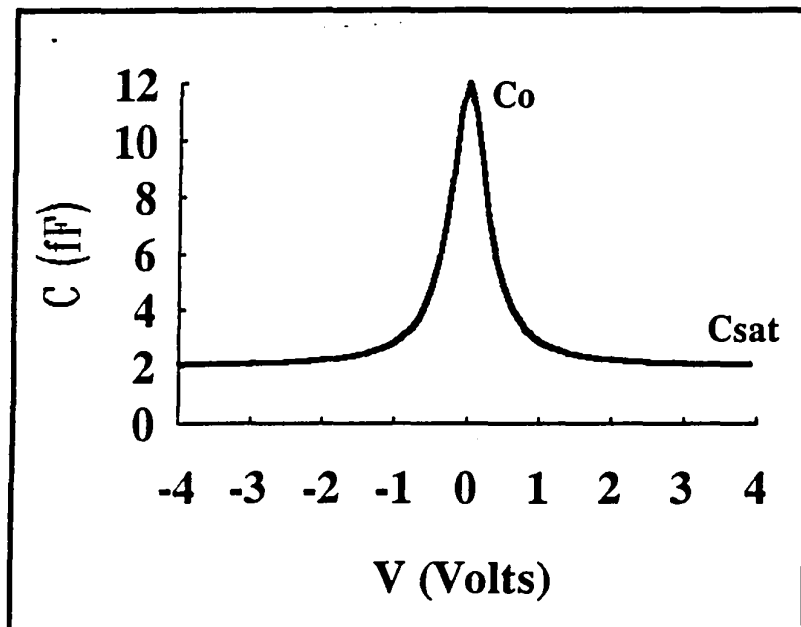


Figure 4.19: Allure de la caractéristique $C(V)$ utilisée dans le modèle électrique pour l'ensemble des simulations à venir.

Dès lors, il est nécessaire d'augmenter la puissance de pompe et on se retrouve dans une situation analogue au cas précédent où toute augmentation de puissance de source correspond à une puissance en sortie plus importante.

Finalement, il se confirme que la façon dont on passe de la valeur d'équilibre à la valeur de saturation, traduit ici par une modification dC/dV entre V_{m1} et V_{m2} , a peu d'incidence sur le rendement. Dans l'optique d'utiliser des sources hyperfréquences de faibles puissances, on peut maintenir ΔV à quelques centaines de mV alors qu'il peut être de quelques Volts si on privilégie la puissance de sortie.

En prenant une loi $C(V)$ plus proche de l'expérimentation, on peut tout à fait confirmer les conclusions précédentes. Cette vérification est faite à partir du $C(V)$ donné sur la figure (4.19) qui présente un passage progressif entre la capacité C_0 de 12 fF à la capacité de saturation proche de 2 fF. L'essentiel de la variation se fait sur 2 Volts.

Nous conservons les hypothèses précédentes en ce qui concerne l'environnement de la diode, notamment une résistance série fixée à 10Ω , la présence de filtres passe bas et passe bande respectivement en entrée et sortie afin d'évaluer les performances en tripleur et quintupleur.

Pour un fonctionnement en tripleur, les évolutions du rendement et de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe sont données sur les figures (4.20a) et (4.20b). Par rapport aux diodes double barrière, on constate des rendements importants au delà de la puissance de pompe optimale (P_{opt}). Par contre, lorsque P_{in} est inférieure à P_{opt} , l'augmentation du rendement est fortement dépendante de l'allure de $C(V)$ au voisinage de 0 Volt. Lorsqu'il y a présence d'un plateau, cas envisagé précédemment, l'augmentation est alors retardée.

Concernant la variation de P_3 en fonction de P_{in} , on note pour P_{in} croissante l'existence d'un phénomène de saturation qui correspond à l'apparition d'un mode de fonctionnement en quintupleur. Les performances dans ce dernier cas sont illustrées sur les figures (4.21a) et (4.21b), qui montrent les évolutions de η_5 et P_5 en fonction de P_{in} .

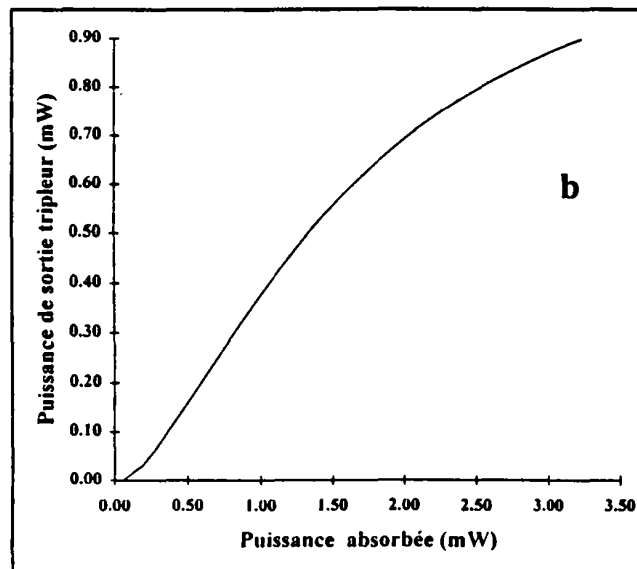
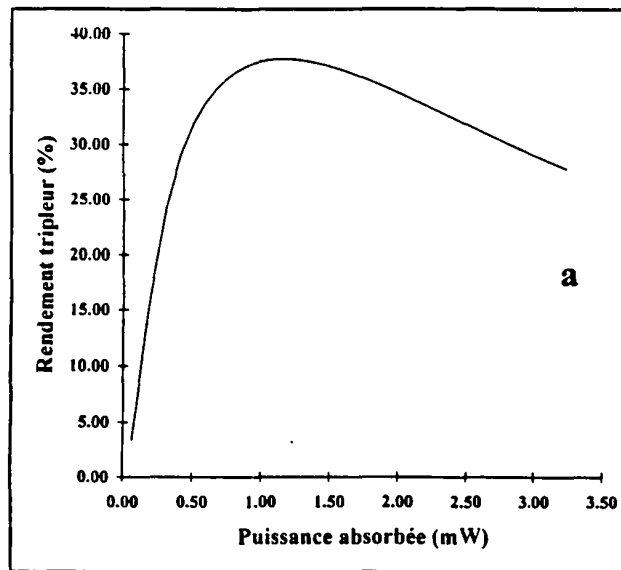


Figure 4.20: Présentation de rendement (a) et de la puissance de sortie (b) pour un fonctionnement typique en tripleur en fonction de la puissance absorbée.

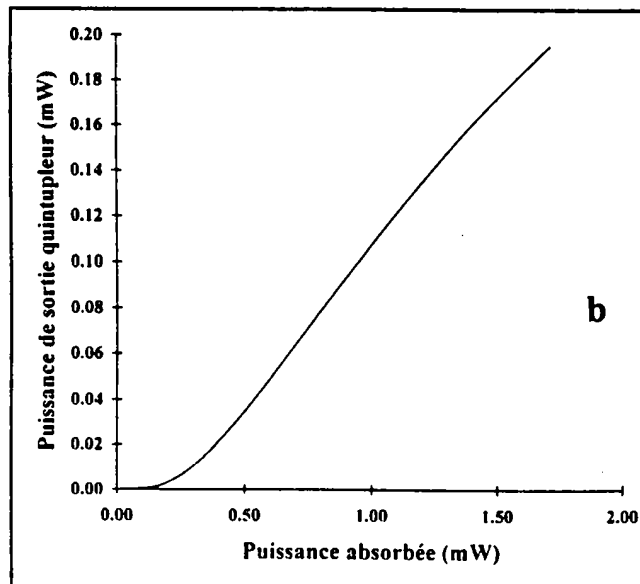
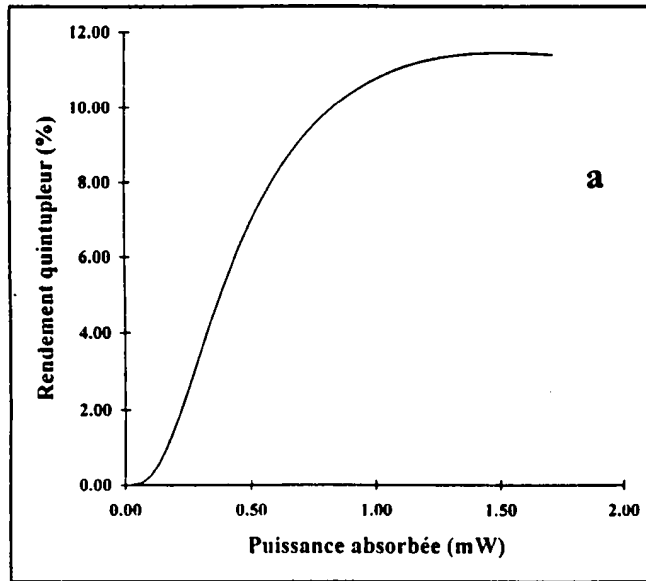


Figure 4.21: Illustrations des évolutions typiques du taux de conversion (a) et de la puissance délivrée (b) en quintupleur de fréquence.

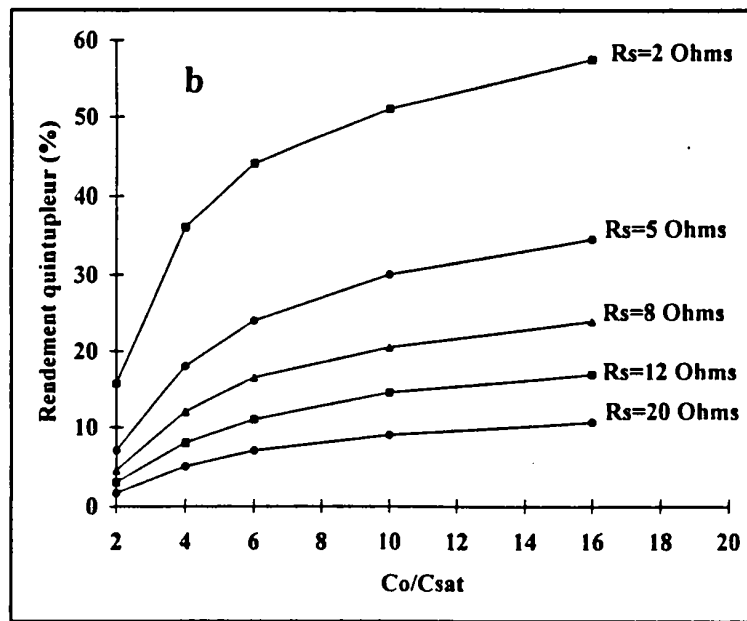
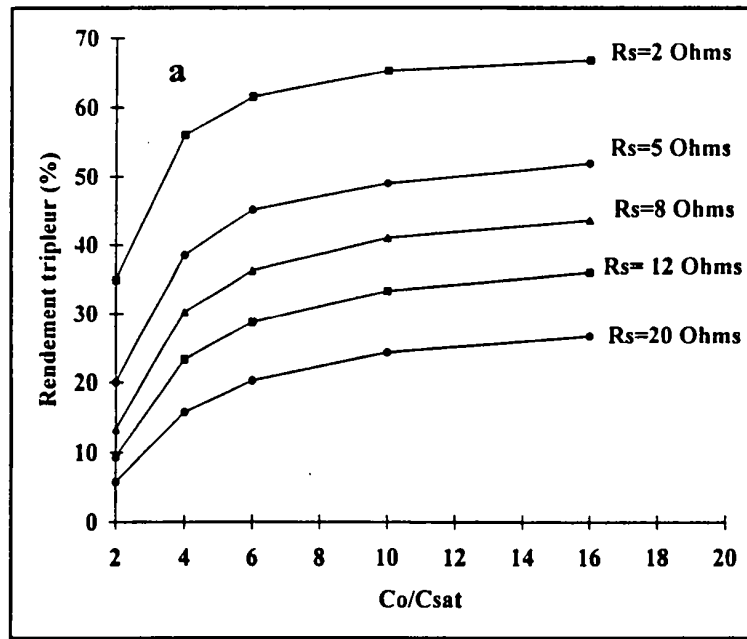


Figure 4.22: Présentation de l'influence du contraste en capacité ($Co/Csat$) sur les rendements en tripleur (a) et quintupleur (b). Les courbes sont paramétrées en fonction de la résistance série (R_s) de la diode.

L'optimum au niveau des rendements, qui sont en général inférieurs d'un facteur 3 par rapport à η_3 , est obtenu à puissance de source plus importante. En effet, la puissance absorbée optimale est de 1,6 mW contre 0.95 mW dans le cas du tripleur de fréquence. A cette valeur de puissance, le rendement sur harmonique 3 est encore important compte tenu de la faible décroissance remarquée auparavant.

On ne retrouve donc pas ici l'isolation naturelle des fonctionnements tripleur-quintupleur des diodes double barrière basées sur des conditions de rendements optimaux extrêmement restreintes et décalées en puissance. En conséquence, le rôle d'un idler pour les diodes Varactor est prédominant.

Enfin, les simulations montrent une très grande richesse en harmoniques bien au delà du rang 5. A titre d'exemple, pour des puissances d'entrée importantes (supérieures à 100 mW), nous avons été amené à utiliser un équilibrage harmonique à l'ordre 12 (continu, fondamental plus 10 fréquences).

3.2.1 Influences du contraste en capacité et de la résistance série

La richesse en harmonique dépend essentiellement du contraste en capacité. Pour le montrer, nous avons fixé la capacité minimum à 2fF en faisant varier le rapport C_o/C_{sat} entre 2 et 16. La valeur de 2 est typiquement obtenue expérimentalement pour la structure conventionnelle présentée au paragraphe 2 de ce chapitre. La valeur 16 apparaît par contre relativement utopique dans la mesure où cela nécessiterait une structure à très large espaceur fonctionnant sous forte tension. Nous allons voir qu'il n'est pas nécessaire de rechercher des valeurs aussi grandes. En effet, si on considère la figure (4.22), sur laquelle sont reportées les variations de η_3 et η_5 en fonction de C_o/C_{sat} paramétrées en fonction de R_s , on note un effet de saturation pour C_o/C_{sat} supérieur à 5. Ce résultat d'optimisation n'est pas en accord avec ceux de l'équipe de Kollberg [8], dont la conclusion principale est l'existence d'un optimum proche de 2. Nous pensons que ces différences viennent du fait que dans leur cas, il n'y a pas eu réajustement des points de fonctionnement en vue de rechercher les résultats optimaux. Par rapport à cette discussion, il nous apparaît important de poursuivre l'effort d'optimisation de l'épitaxie des composants afin de satisfaire au critère C_{max}/C_{min} tendant vers 6. Les récents travaux de Räsänen confirment ce dernier point d'un

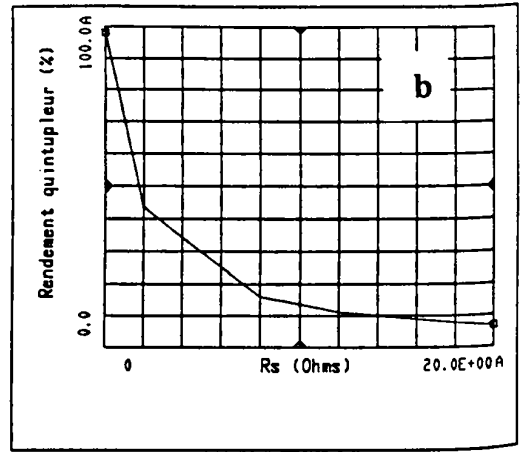
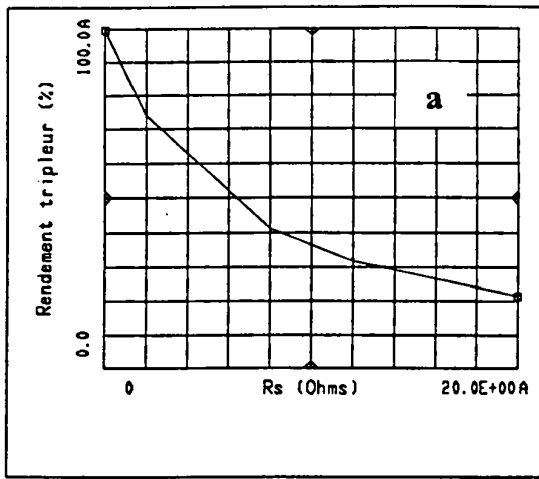


Figure 4.23 Influence de R_s sur les taux de conversion en tripleur (a) et quintupleur (b). Une chute importante survient dès les faibles valeurs de R_s .

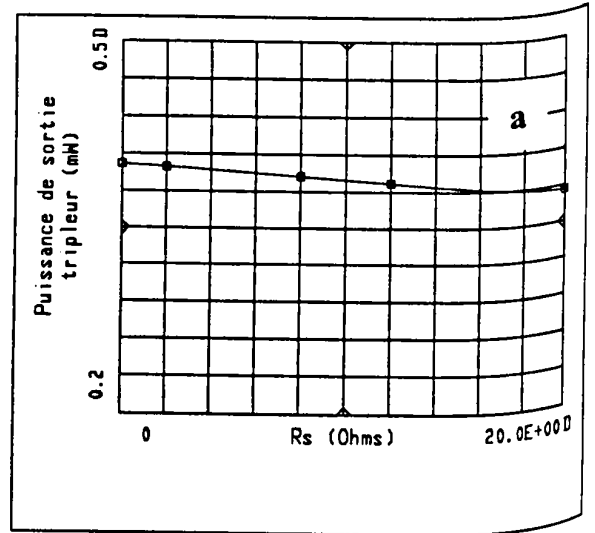
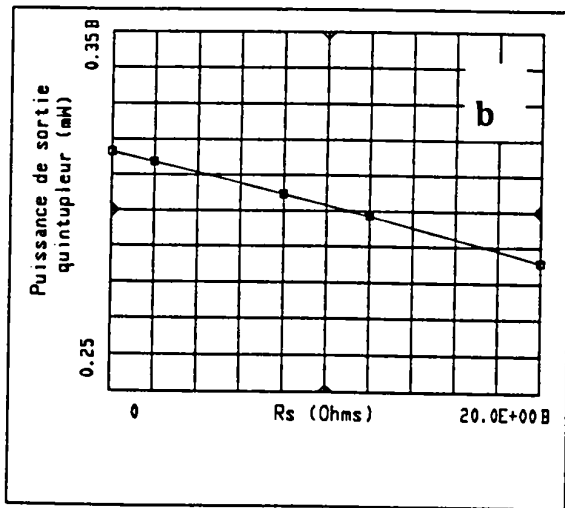


Figure 4.24: Evolutions de la puissance de sortie en tripleur (a) et quintupleur (b) en fonction de la valeur de la résistance série.

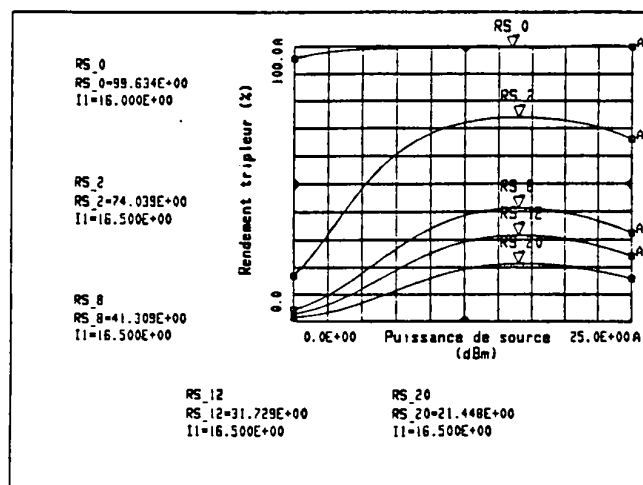


Figure 4.25: Présentation des variations du rendement en tripleur en fonction de la puissance de source, paramétrée par R_s . Il apparaît que l'optimum du taux de conversion s'obtient toujours pour une même puissance

contraste optimal en capacité excédant 2. Les premières simulations pour les structures à plan de dopage présentées auparavant vont dans ce sens.

Si on étudie l'influence de R_s à partir de la courbe (4.22a), on constate que toute augmentation de la résistance série minore fortement le rendement du tripleur. Ainsi, à la valeur de référence que nous venons de définir, $C_o/C_{sat}=6$, l'augmentation d'un ordre de grandeur de R_s (qui passe de 2Ω à 20Ω) fait chuter la valeur du rendement intrinsèque de 60% à 18% environ.

Sur les figures (4.23a) et (4.23b), nous précisons cette évolution des rendements de conversion en fonction de R_s , non seulement en tripleur, mais également en quintupleur entre 0 et 20Ω . En accord avec les lois de Manley-Rowe, le rendement intrinsèque tend vers 100% pour des valeurs de R_s très faibles. La chute est d'autant plus brutale que l'ordre de multiplication est élevé avec une évolution qui s'apparente à une fonction hyperbolique. Les valeurs limites de η_3 et η_5 pour $R_s=20 \Omega$ sont ici encore dans un rapport de 3.

Il faut observer que l'évolution des puissances de sortie subit une moindre décroissance que l'efficacité des transferts de puissance. Comme on peut le constater sur les figures (4.24a) et (4.24b), on trouve une légère diminution des puissances délivrées de l'ordre de 10%.

Il nous semble important d'insister sur le fait que ces résultats sont directement tirés d'une optimisation des rendements en fonction de la puissance de source qui montre que P_{in} optimale est pratiquement constante. Ceci est vérifié sur la figure (4.25) qui présente le fait que l'optimum de puissance du générateur est faiblement affecté par la valeur de R_s . Par contre, cette dernière restreint la plage de tension conduisant à l'obtention d'un haut rendement.

Dès lors, cette faible variation de P_{in} se traduit par le développement sur la capacité d'une tension constante (environ 4 Volts). Cela implique une génération d'harmoniques 3 ou 5 qui varie peu, menant aux résultats donnés pour les puissances de sortie sur la figure (4.24).

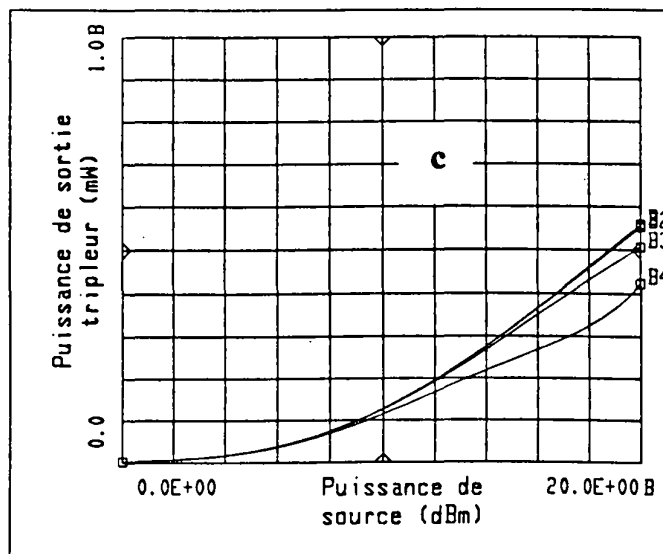
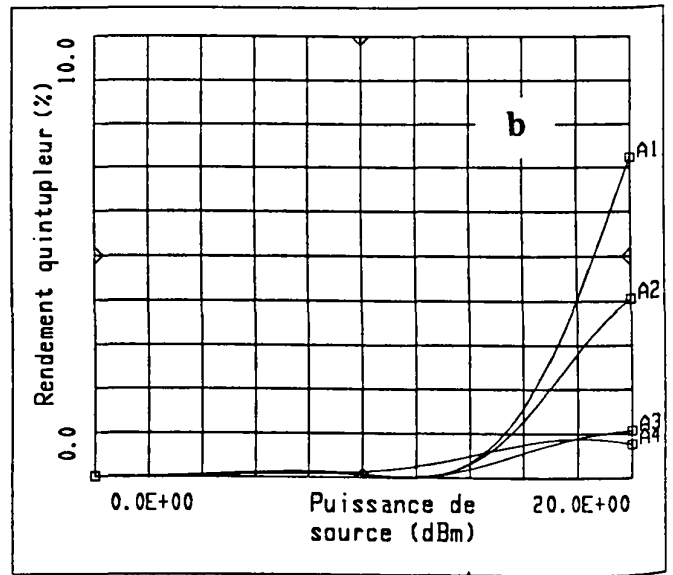
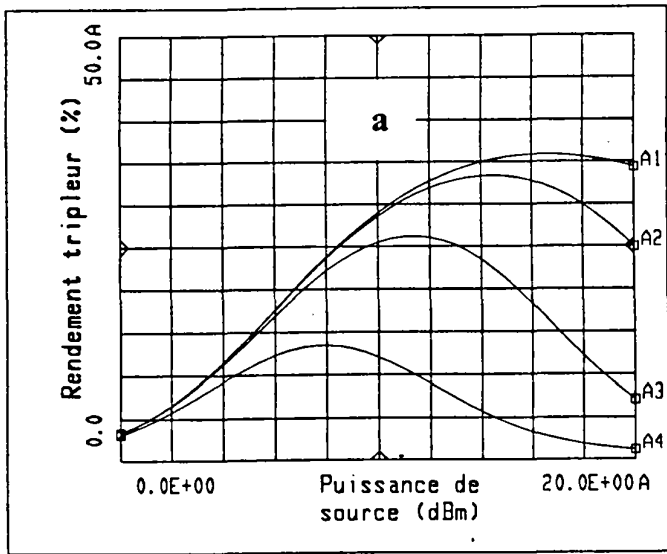


Figure 4.26: Influence de la conduction parasite (R_d) sur les performances en multiplication. Les rendements en tripleur (a) et quintupleur (b) sont donnés en fonction de la puissance de source. Le paramètre R_d est ici représenté par une variation du coefficient 'a'. On a ainsi: A1 (ou B1) correspond à $a=10^{-9}$, A2 (B2) pour $a=10^{-6}$, A3 (B3) pour $a=10^{-5}$ et A4 (B4) pour $a=10^{-4}$. Nous présentons également la puissance délivrée sur harmonique 3 (c).

En effet, en termes de chute de tension aux bornes de R_s , on peut vérifier que celle-ci reste faible, typiquement quelques dizaines de mV, donc bien inférieur à la tension développée aux bornes de la capacité non linéaire.

Cependant, la puissance absorbée est sujette à une augmentation relative très forte (0,4 mW pour $R_s=2 \Omega$ à 1,8 mW pour $R_s=20 \Omega$ en tripleur), ceci expliquant l'importante chute du taux de conversion dès les faibles valeurs de R_s .

Ainsi, la diminution des valeurs de rendements intrinsèques peut s'expliquer par l'augmentation de la puissance dissipée dans la résistance série (R_s) à la fréquence f_0 .

Finalement, il se dégage ici que la résistance série doit être minimisée dans la mesure du possible, essentiellement du point de vue du rendement de conversion. Par ailleurs, rappelons que R_s a une implication directe dans la fréquence de coupure qui doit être de plus en plus élevée. On peut tabler sur une valeur typique de 10Ω qui constitue un ordre de grandeur acceptable. Rappelons que d'un point de vue technologique, ceci demande d'obtenir une résistance de contact inférieure à $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour des composants à l'échelle du micron.

3.2.2 Influence de la conduction parasite

Pour modéliser le phénomène de conduction parasite, en parallèle avec l'élément non linéaire, nous utilisons comme auparavant une loi cubique $I=aV^3$ en faisant varier entre 10^{-9} et 10^{-4} le coefficient a . Comparativement à l'impédance de la capacité en régime de saturation à la fréquence de pompe prise ici égale à 90 GHz, on constate que, pour $a=10^{-9}$, on a un régime quasi idéal pour lequel la résistance de fuite est supérieure au $M\Omega$, alors que pour $a=10^{-4}$ les impédances réactive et résistive sont comparables.

L'influence de R_d sur le rendement en tripleur est montrée sur la figure (4.26a). Nous passons d'un taux de conversion maximal de 36% pour le cas idéal à 14% pour un courant de fuite important. Cette décroissance s'accompagne d'un décalage de puissance de pompe optimale de 14 dBm à 8 dBm.

Ces évolutions peuvent s'expliquer en considérant l'effet de 'shunt', dû à R_d , des variations de capacité en fonction de la tension. Un raisonnement sur la base d'un



circuit parallèle Rd-Cd montre qu'en augmentant la conduction dans Rd, il est de plus en plus difficile de maintenir une tension importante aux bornes de la capacité. A titre d'exemple, pour le cas où $a=10^{-4}$, la valeur du module de tension sur la diode, au pic de rendement, est de 1,4 Volts. Or, pour cette valeur, le relevé du C(V) statique nous indique que la respiration de capacité n'est pas complètement effectuée. Ceci peut être assimilé à une réduction de C_0/C_{sat} et se traduit par une baisse des rendements. En fait, bien que la loi I(V) utilisée influence les valeurs obtenues, il n'en reste pas moins que les conclusions demeurent valables.

Concernant la puissance de sortie, la figure (4.26c) montre que celle-ci est relativement peu influencée par la conduction parasite dans notre cas, où la résistance de charge est de faible valeur (50Ω) devant Rd. Dans le cas contraire, les calculs indiquent alors une nette dégradation de la puissance délivrée sur la charge. Notons cependant que pour la puissance de source donnant le rendement maximal, la puissance de sortie est fortement diminuée pour le coefficient $a=10^{-4}$ ($P_{out}=60 \mu W$) comparativement à $a=10^{-6}$ ($P_{out}=300 \mu W$).

Pour le cas du quintupleur [figure (4.26b)], l'évolution des phénomènes est similaire, si ce n'est que la puissance de pompe devant être plus importante pour optimiser le fonctionnement du multiplicateur, la dégradation du rendement est encore plus flagrante se réduisant de 7,2% à 0,8%. Ainsi, la puissance absorbée plus importante est en fait dissipée sans bénéficier au transfert vers l'harmonique 5.

Finalement, il apparaît que même pour des processus de conduction parasite non négligeable, la détérioration des performances est du second ordre comme il a été souligné récemment dans la référence [8]. A titre d'exemple, pour une diode de $10 \mu m^2$, à $V=4$ Volts, une densité de courant de quelques centaines d'Ampère correspond à une situation où $a=10^{-6}$, proche du cas quasi idéal concernant les taux de conversion.

3.2.3 Etude des performances en fréquence

Nous nous proposons ici de calculer les performances en tripleur et en quintupleur pour un composant dont le contraste en capacité nous semble optimal avec une valeur fixée à 6, conformément à l'analyse précédente. Par ailleurs, nous avons supposé un composant idéal au sens où il n'y a pas de courant de fuite sur la plage de

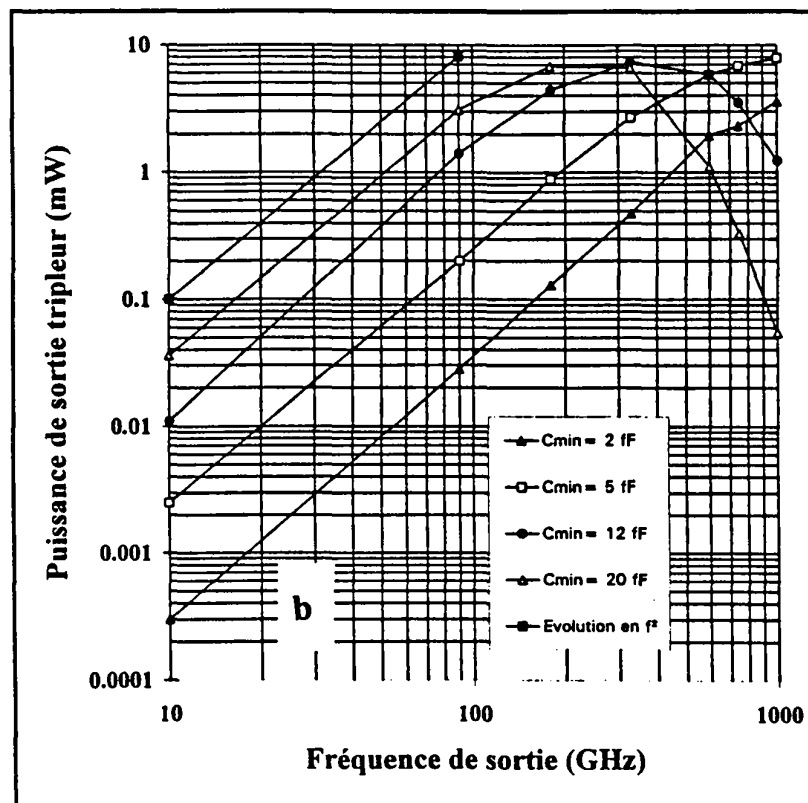
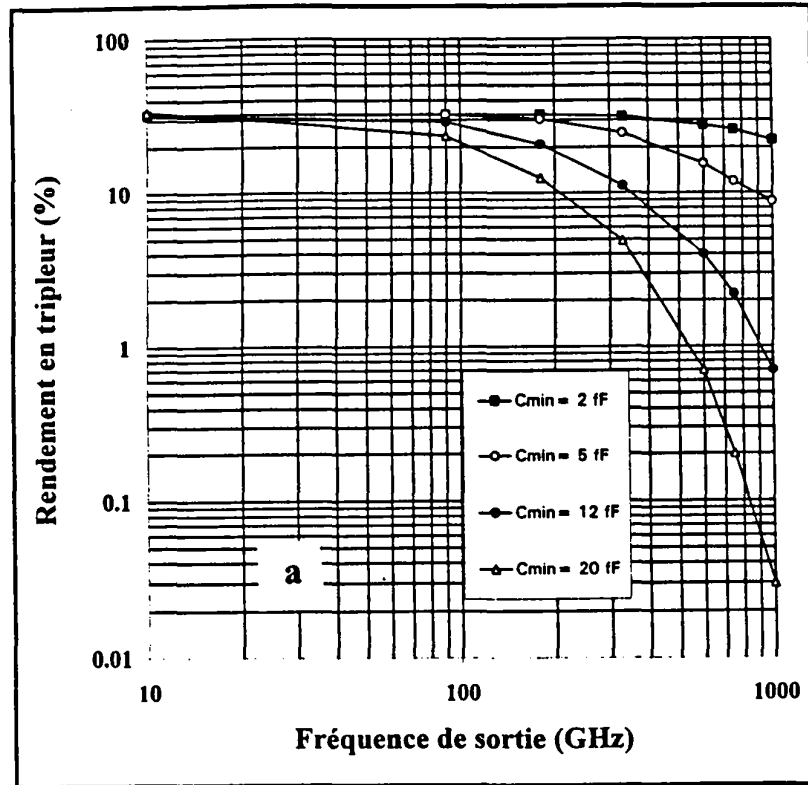


Figure 4.27: Présentation de l'influence de C_{min} sur les évolutions du rendement (a) et de la puissance de sortie (b) en fonction de la fréquence de sortie pour un tripleur de fréquence.

tension de pompe. En outre, nous considérons des mécanismes de fonctionnement en tripleur et quintupleur jusqu'à 1 THz.

Dans ce contexte, nous avons fixé la valeur de capacité de saturation entre 2 et 20 fF et la résistance série à 10Ω . La figure (4.27a) montre l'évolution du rendement en tripleur en fonction de la fréquence de sortie entre 10 GHz et 1 THz. Toutes nos courbes sont paramétrées par C_{\min} (ou C_{sat}), autrement dit, par la fréquence de coupure du composant. Il apparaît une faible tenue en fréquence pour des capacités importantes (12 et 20 fF). On peut expliquer cette chute en raisonnant sur le diviseur de tension qui fait intervenir le produit $R_s C$. Dans la mesure où cette constante n'est plus négligeable devant la période du signal, les transferts de puissance d'entrée en fonction de la fréquence s'en trouvent affectés et entraînent une chute des rendements d'autant plus marquée que la capacité augmente. Ainsi, au delà de 330 GHz, le taux de conversion tombe sous la barre des 10% pour une capacité de 12 fF. Dans une expérimentation, on peut s'attendre, dans ces conditions, à des rendements globaux inférieurs à 1% compte tenu des nombreux termes de pertes, non pris en compte dans nos simulations (adaptation, pertes d'insertion au niveau des diverses transitions guide-guide ou guide-quasi optique). Remarquons que $C_{\min}=2$ fF donne une fréquence f_c de 8 THz alors que pour $C_{\min}=12$ fF, on obtient 1,3 THz. Dès lors, un des critères possibles pour un fonctionnement très peu dégradé jusqu'au THz est d'avoir $f < f_c/10$ où f est la fréquence de sortie.

La figure (4.27b) présente l'évolution de la puissance de sortie en tripleur. Chaque point est calculé pour un rendement maximal. On observe tout d'abord une augmentation de la puissance de sortie en fonction de la fréquence qui suit une loi en f^2 . Ceci s'explique par le fait que la puissance sur harmonique 3 fait intervenir le module au carré de I_3 avec une dépendance fréquentielle de type $C\omega V$. On relève ensuite une décroissance de P_3 mise en évidence pour les fortes valeurs de capacité entre 100 GHz et 1 THz. En fait, lorsque le paramètre C_{\min} augmente, pour des hautes fréquences, il n'est plus possible d'atteindre le rendement maximal sans dépasser la valeur de puissance de source que nous avons fixée comme limite pour nos simulations. Cette limitation en puissance apparaît plus rapidement pour les fortes capacités car le système devient à plus faible impédance, ce qui implique une plus grande désadaptation en entrée.

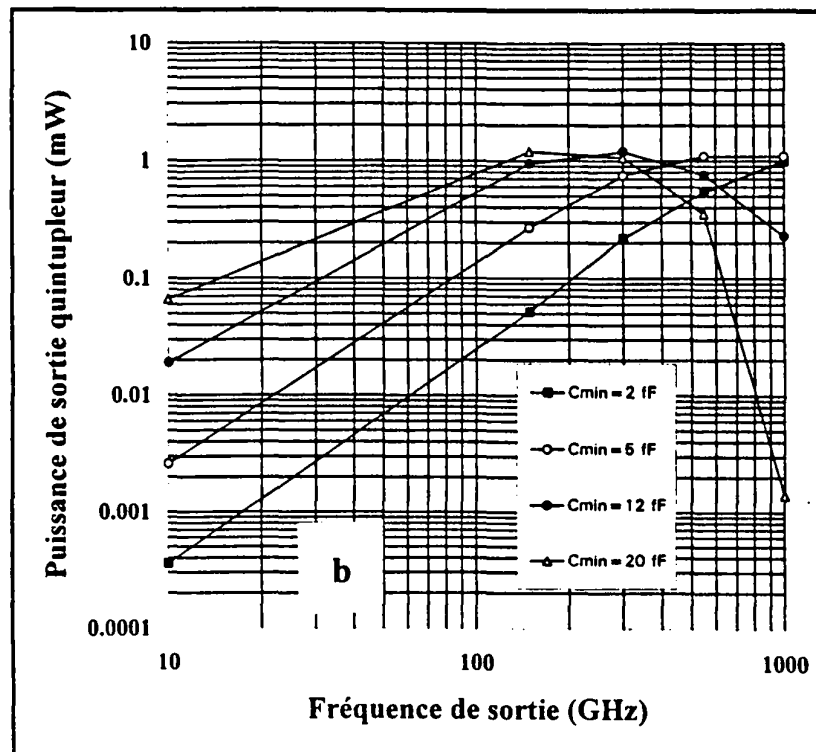
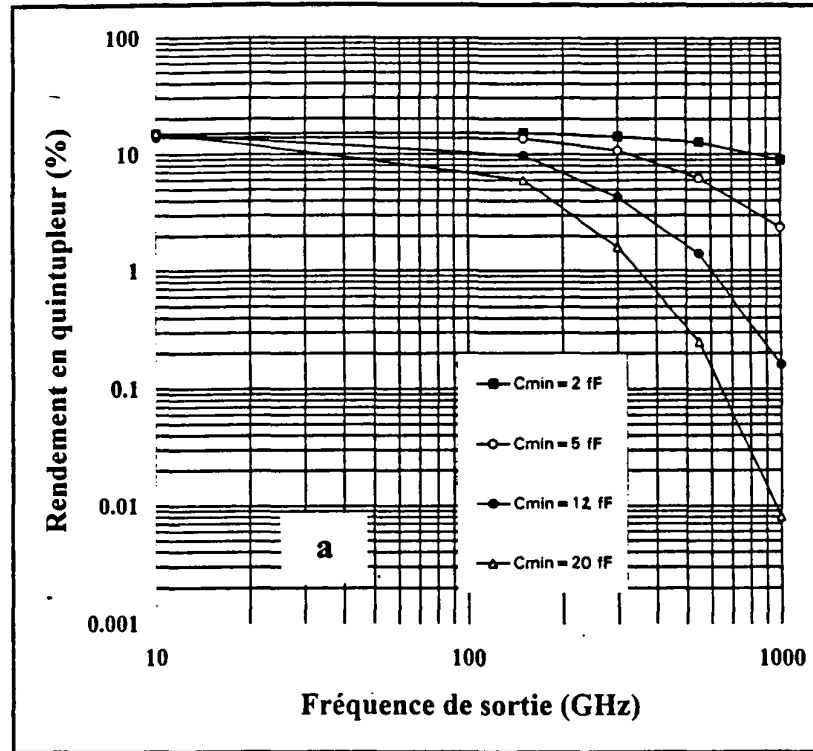


Figure 4.28: Pour un fonctionnement en quintupleur, nous reportons l'influence de C_{min} sur le rendement (a) et la puissance délivrée (b).

A partir de ces courbes, on peut fixer les valeurs de capacité nécessaires pour assurer un fonctionnement efficace en bande submillimétrique. En se référant à la fréquence de sortie de 300 GHz [ce qui correspond à une fréquence de pompe en bande W (75-110 GHz) et F (90-140 GHz)], on pourrait théoriquement obtenir $400\mu\text{W}$ avec $C_{\text{min}}=2\text{ fF}$ et environ 2,2 mW pour $C_{\text{min}}=5\text{ fF}$ avec des rendements associés compris entre 25 et 35%.

La solution utilisant la capacité de 5 fF correspond à une puissance absorbée d'environ 8 mW et une puissance disponible de générateur sans adaptation d'environ 80 mW. Ce niveau de puissance ne devrait pas poser de problème compte tenu de l'état de l'art des oscillateurs à l'état solide dans les fréquences considérées. La recherche d'une capacité très faible ($C_{\text{min}}=2\text{ fF}$) ne se justifie par conséquent que pour des fréquences de sortie supérieures à 500 GHz.

En ce qui concerne le quintupleur, nous obtenons sur la figure (4.28a) l'évolution du taux de conversion. Le meilleur résultat n'excède pas 12% et l'évolution fréquentielle impose d'utiliser une capacité minimale de 2fF pour espérer un résultat concluant en pratique, en accord avec l'analyse précédente. Pour ces calculs, aucun accord sur fréquence intermédiaire n'est considéré. En fait, la présence d'un idler permettra une utilisation de capacité de valeur supérieure dans la mesure où les taux de conversion seront meilleurs. Dans l'ensemble, la dégradation des rendements est rapide en fonction de la fréquence et de la capacité C_{min} car la puissance d'entrée nécessaire devient de plus en plus importante lorsque l'on cherche un fonctionnement optimal en quintupleur. De plus, ayant fixé, comme précédemment, une limite à la puissance disponible du générateur, on se trouve très rapidement limité en tension de pompe adéquate, ce qui accentue le processus de dégradation de η_5 .

La figure (4.28b) nous montre enfin l'évolution de la puissance de sortie. Pour des capacités importantes, à hautes fréquences de sortie, il survient le même processus de saturation que pour P_3 , suivi d'une chute de la puissance de même origine que pour le fonctionnement en tripleur.

En conclusion partielle, il ressort qu'entre 100 et 300 GHz, l'utilisation d'une capacité dont la valeur se situe autour de 10 fF soit raisonnable dans la mesure où la fréquence de coupure associée est bien supérieure au THz. Dans ce cas, on obtient un

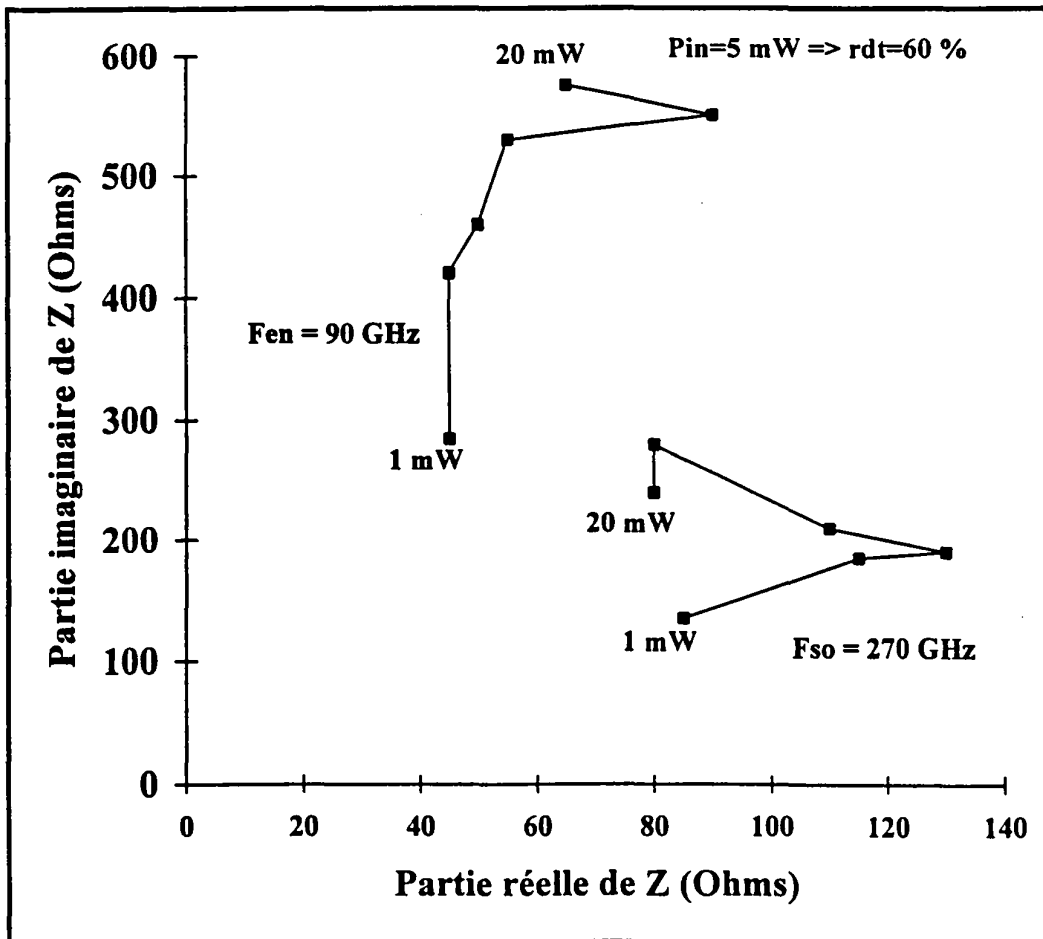


Figure 4.29: Evolutions dans le plan (R,X) des impédances optimales à présenter au composant, pour un tripleur. Les différentes valeurs prises par la puissance d'entrée sont: 1-5-7-10-15-20 mW. Pour une puissance de pompe de 5 mW, nous obtenons le meilleur taux de conversion, soit 60 %.

bon compromis puissance de sortie-rendement. Par contre, pour des fréquences de sortie supérieures à 500 GHz, il faut impérativement utiliser une diode Varactor de capacité minimale inférieure ou égale à 2fF. Il faudra alors avoir recours en pratique à la fabrication d'un composant dont le diamètre est de dimension submicronique.

Après l'analyse des caractéristiques intrinsèques du composant, nous allons maintenant considérer l'adaptation large signal.

3.3 Analyse grand signal d'impédances favorables à la multiplication

3.3.1 Approche globale

Dans l'optimisation précédente, pour laquelle nous avons éludé le problème de l'adaptation, le rapport entre puissance absorbée et puissance disponible était typiquement de 10. Nous nous proposons ici de voir comment améliorer ces transferts en cherchant les couples (R_1, X_1) et (R_3, X_3) , correspondant à l'adaptation d'impédance.

L'enjeu est important car en réalisant l'adaptation, on peut développer les tensions nécessaires à la loi $C(V)$ en utilisant des sources de faibles puissances.

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons aux deux modes de fonctionnement, tripleur et quintupleur. Le dernier cas se révèle particulièrement intéressant compte tenu du rôle de l'accord idler. La figure (4.29) montre le lieu des impédances optimales tracées dans le plan (R, X) pour différents niveaux de puissance d'entrée compris entre 1 et 20 mW. La fréquence de la source est prise égale à 90 GHz, ce qui correspond à une fréquence de sortie de 270 GHz.

Pour le réseau d'entrée, le lieu de Z à présenter à la diode est étalé, avec une partie réactive inductive, autour de 500 Ω . Ces résultats ont été obtenus en optimisant le transfert de puissance global (c'est à dire P_{out}/P_{in}). Or, les simulations montrent que dans ces conditions, la tension de pompe n'est pas conservée. Ainsi, elle est de 2,3 Volts pour 1 mW et de 11 Volts pour 20 mW. Ces différences dans les tensions expliquent les très importantes variations de l'impédance non linéaire du composant et, corrélativement, de l'impédance conjuguée.

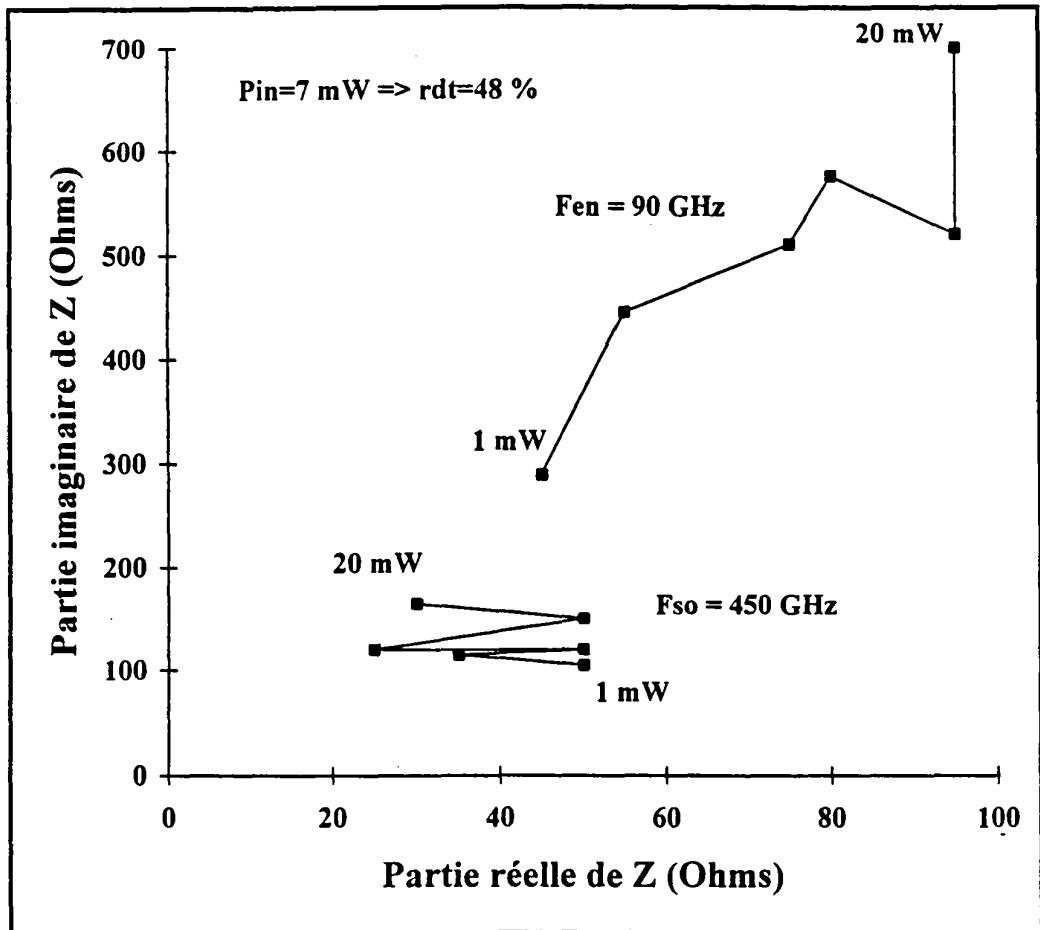


Figure 4.30: Lieux dans le plan (R,X) des impédances optimales à présenter à la diode pour un fonctionnement en quintupleur. La puissance de source varie de 1 à 20 mW Le meilleur rendement obtenu est de 48 %.

Pour le réseau de sortie, les variations sont moins fortes avec une partie réelle et une partie imaginaire proche de 100Ω . A ce stade, on peut concevoir d'utiliser l'inductance de la moustache pour obtenir une résonance avec la capacité moyenne grand signal de la diode Varactor. Contrairement à la diode double barrière, le processus d'adaptation par inductance est plus efficace, compte tenu de la nature réactive de l'élément non linéaire. Il faut souligner cependant que, par cette résonance, l'adaptation est nécessairement faible bande. Ces raisonnements sont également valables pour le réseau de sortie et il peut s'avérer plus intéressant de réaliser l'adaptation pour celui-ci si on ne souffre pas d'une limitation de la puissance d'entrée.

Les résultats obtenus en quintupleur sont donnés sur la figure (4.30). L'adaptation en entrée est importante au même titre que pour le tripleur. Ainsi, la partie imaginaire à présenter est naturellement inductive avec des inductances dont la valeur est comprise entre 530 pH et 1 nH. Pour chaque point calculé, intervient un couple (R_3, X_3) qui peut être ajusté pour optimiser la puissance délivrée sur harmonique 5. Ainsi, pour une puissance d'entrée de 7 mW, nous avons pu constater qu'une conversion optimale de puissance de P_1 vers P_5 peut se faire pour l'impédance $Z_3 = j220 \Omega$. Avec cette valeur de Z_3 , la tension V_3 participe au renforcement de la richesse en harmonique 5. Il est important de noter ici que la déformation de la tension de pompe est extrêmement importante compte tenu de la forte non linéarité du système associée à de faibles pertes résistives. En termes de valeur d'inductance, on obtiendrait sur harmonique 3 une valeur de l'ordre de 130 pH. En quelques chiffres, nous aurions théoriquement, pour une puissance d'entrée de 7 mW, un rendement global défini comme la puissance de sortie sur la puissance disponible d'environ 48% avec une puissance de sortie, à 450 GHz, de 3,3 mW.

Du point de vue de la sortie, les valeurs intéressantes forment un lieu moins étendu dans le plan (R, X) . Une inductance d'une valeur de 35 pH (pour $j100 \Omega$ à 450 GHz) devrait permettre d'optimiser particulièrement le couplage entre l'élément non linéaire et la charge. Comme pour le cas du tripleur, l'adaptation en sortie joue un rôle important sur l'entrée. Pour une adaptation basée sur l'utilisation de la moustache, il est clair qu'il faudra trouver un compromis entre l'adaptation d'entrée et de sortie.

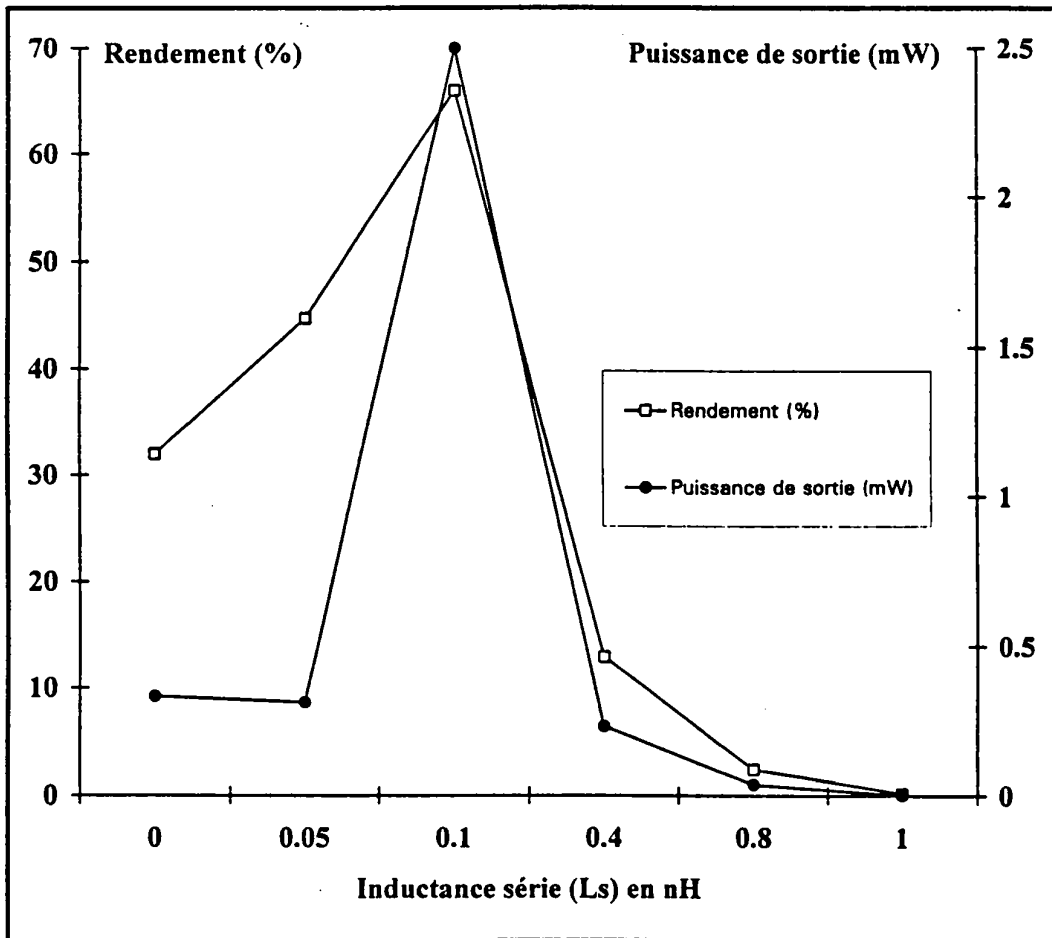


Figure 4.31: Etude de l'influence de l'inductance série (L_s) sur le rendement et la puissance de sortie. Il se dégage ici une valeur optimale permettant une nette amélioration des résultats de la multiplication.

Au vu de ces résultats, on serait tenté d'opter systématiquement pour un fonctionnement en quintupleur. Il faut cependant relativiser ceci dans la mesure où l'on suppose une absence de pertes dans les circuits d'accords et la possibilité, pour chaque fréquence, de présenter les bonnes impédances. Pour les cellules de multiplication actuelles, ceci reste encore un cas idéal avec des degrés de liberté restreints dans les circuits d'adaptation.

Il n'en reste pas moins que la diode simple barrière présente un potentiel théorique important pour la multiplication de fréquence par 5.

3.3.2 Influence d'une inductance série L_s

Après l'étude des impédances nécessaires à présenter au composant actif, considérons le cas particulier, que nous retrouverons très souvent en pratique, où une diode est associée en série avec un élément inductif qui peut être une moustache en technologie sur substrat n^+ ou un doigt métallique pour les technologies intégrées. Pour focaliser notre analyse sur le problème de l'inductance d'accès, nous avons dissocié les problèmes d'adaptation vus auparavant, de ceux que nous traitons ici. Cela sous-entend aucune limitation sur la puissance de pompe qui est d'environ 14 dBm en tripleur et plus de 20 dBm en quintupleur, afin que nous puissions, par plusieurs itérations, trouver le taux de conversion optimal. Toutefois, pour respecter des plages cohérentes où le courant de fuite est négligeable, nous avons limité la puissance d'entrée afin de ne pas dépasser la limite de 8 à 9 Volts aux bornes de la diode.

La figure (4.31) montre une étude de l'influence de l'inductance L_s . Un maximum de rendement en tripleur est obtenu pour une valeur de 100 pH. On obtient ainsi η_3 égal à 66 % (8,7 % de rendement global) pour une fréquence de sortie de 270 GHz. Nous avons déjà souligné le fait que L_s intervient dans la maille d'entrée comme dans la maille de sortie. Une analyse plus fine des résultats montre que l'effet de résonance mis en évidence figure (4.31), pour $L_s=100$ pH, résulte d'une multiplication d'environ d'un facteur 10 de la puissance recueillie dans la charge dont l'évolution, en fonction de L_s est donnée également figure (4.31). La puissance maximale est de 2,5 mW à 270 GHz. Nos calculs indiquent une augmentation de la puissance absorbée, ce qui se traduit par un facteur 2 sur le rendement.

En termes de circuit, la moustache ou l'élément d'accès type ruban présente une inductance telle qu'il y a résonance série avec la valeur de la capacité de la diode Varactor en régime grand signal. Pour une fréquence de 270 GHz et L_s égale à 100 pH, on trouve une capacité de 3,5 fF. Rétrospectivement, le paragraphe précédent, traitant des impédances optimales à présenter à la diode, donne des résultats en accord avec les valeurs calculées de L_s et C . En effet, pour une puissance absorbée proche de 5 mW, l'impédance à présenter à la diode en sortie était de $j200 \Omega$. Cette valeur de réactance équivaut à la valeur d'inductance de 100 pH à la fréquence de 270 GHz. Naturellement, dans ce cas précis, la valeur requise pour l'entrée n'est pas strictement respectée puisque L_ω est différent de 400Ω , valeur optimale requise. Cependant, même dans ces conditions, l'adaptation en entrée se trouve améliorée contribuant ainsi à une amélioration globale des performances.

Pour la multiplication de rang 5, nous retrouvons des conclusions analogues. Dans ce cas, une valeur de 50 pH permet une résonance à 5×90 GHz, soit 450 GHz, avec une capacité équivalente de 2,5 fF. L'impédance obtenue avec une telle inductance est de l'ordre de 140Ω , qui est du même ordre de grandeur que l'impédance optimale à présenter en sortie à la diode, en quintupleur, donnée au paragraphe précédent. La puissance alors obtenue dans ce cas est d'environ 2 mW.

En conclusion, l'effet de résonance entre l'élément d'accès et la capacité de la diode est ici très bénéfique pour les composants à hétérostructures. Ceci est par ailleurs vérifié expérimentalement pour des diodes Varactors conventionnelles qui se comportent électriquement de la même façon.

Cette similitude entre diode Schottky Varactor et diode simple barrière offre l'opportunité de compléter ce travail théorique par quelques mesures d'impédances sur les composants de type Schottky. Ces diodes référencées 2T2 ont été obtenues par l'E.N.S. auprès de l'Université de Virginie. Elles ont été testées à Lille sur l'analyseur 110 GHz de la centrale de caractérisation lors d'une campagne de mesures effectuée en utilisant le bloc multiplicateur du laboratoire millimétrique de l'E.N.S.

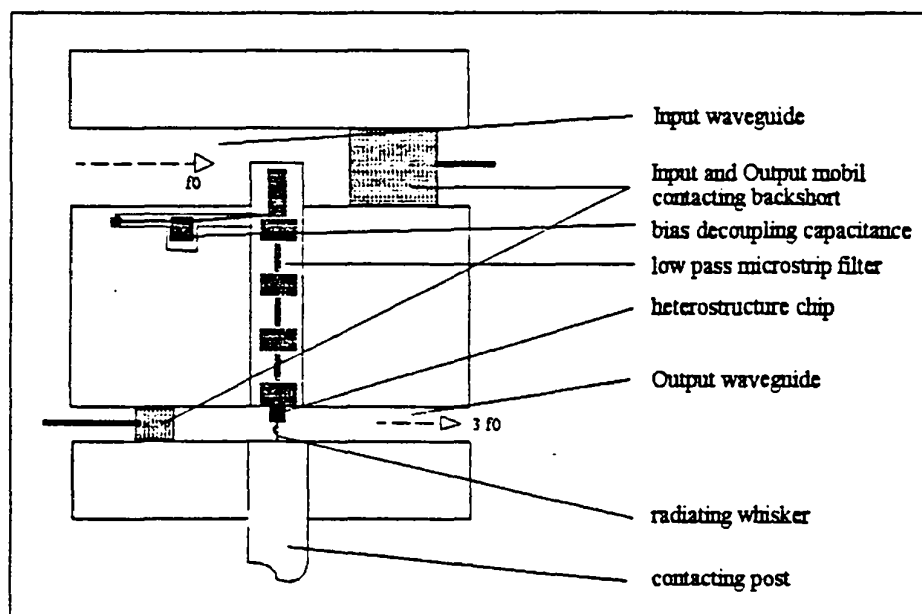


Figure 4.32: Schéma de la cellule de multiplication conçue et utilisée à l'Ecole Normale Supérieure.

Dans ce contexte, il nous semble important de décrire brièvement cette cellule assez différente du bloc 'Custom Microwave' utilisé précédemment.

3.4 Bloc multiplicateur du Laboratoire Millimétrique de l'E.N.S.

3.4.1 Caractérisation en petit et grand signal

La figure (4.32) présente un schéma de la cellule de multiplication employée pour les mesures. La conception de cette cellule reprend les idées développées par Archer [10]. Un filtre passe bas en technologie Microstrip est inséré entre les circuits d'entrée et de sortie. Une transition guide-ligne Microstrip assure le couplage de la puissance de pompe à la diode via un motif de filtrage type Tchebycheff. La diode est montée dans le guide de sortie où le contact D.C. est fait par moustache pour la 2T2. Rappelons que la moustache assure la fermeture du circuit pour le continu d'une part et couple la puissance générée par la diode au guide de sortie d'autre part. L'adaptation d'impédance est possible par l'utilisation des pistons de court-circuit à contacts.

La calibration a été faite dans le plan de la bride du guide d'entrée de la cellule de multiplication par une méthode conventionnelle type dipôle. Nous avons ensuite mesuré l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion S_{11} à 109 GHz en faisant varier la position du piston de c-c en entrée. Pour vérifier que la puissance de pompe était effectivement couplée à la diode, celle-ci a été tout d'abord polarisée à 0,25 V où un effet de rectification a pu être mis en évidence.

Par la suite, deux séries de mesures ont été faites soit à $V=0$ V, soit en polarisation. Les résultats obtenus sous polarisation sont donnés figure (4.33).

Le lieu de S_{11} apparaît discontinu dans la mesure où nous avons préféré travailler en bande extrêmement restreinte (350 MHz dans le cas présent) autour de 109 GHz plutôt qu'à fréquence fixe. Par différentes positions de court-circuit, il est possible de décrire, sur abaque de Smith, un cercle matérialisé en traits discontinus.

Par ailleurs, on note que l'axe des résistances pures est tangent au cercle au point d'adaptation.

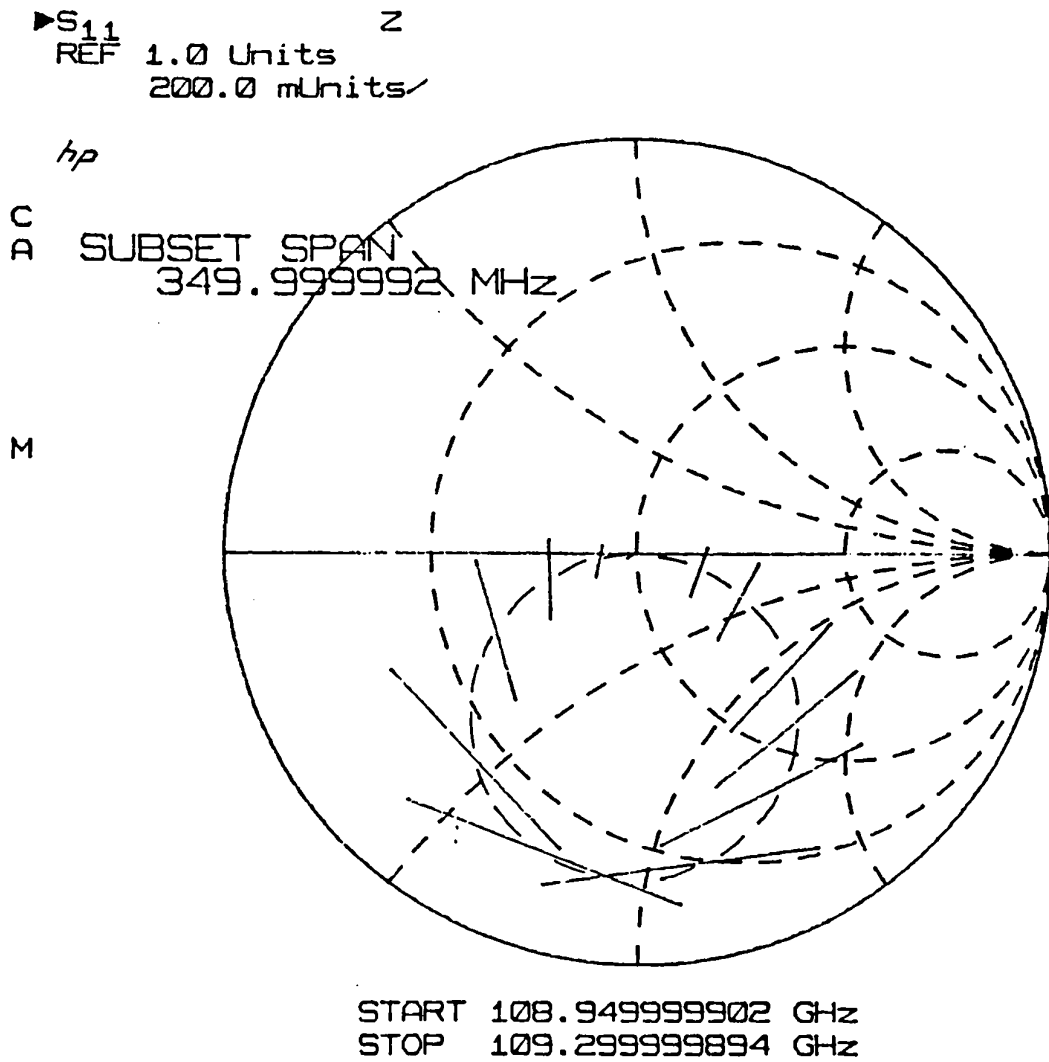


Figure 4.33: Influence du court-circuit d'entrée sur le lieu du coefficient de réflexion S_{11} du bloc de multiplication de l'E.N.S. à la fréquence de 109 GHz, dans lequel est inséré une diode Varactor de type Schottky 2T2. Dans ce cas, il existe une polarisation de 0,25 V.

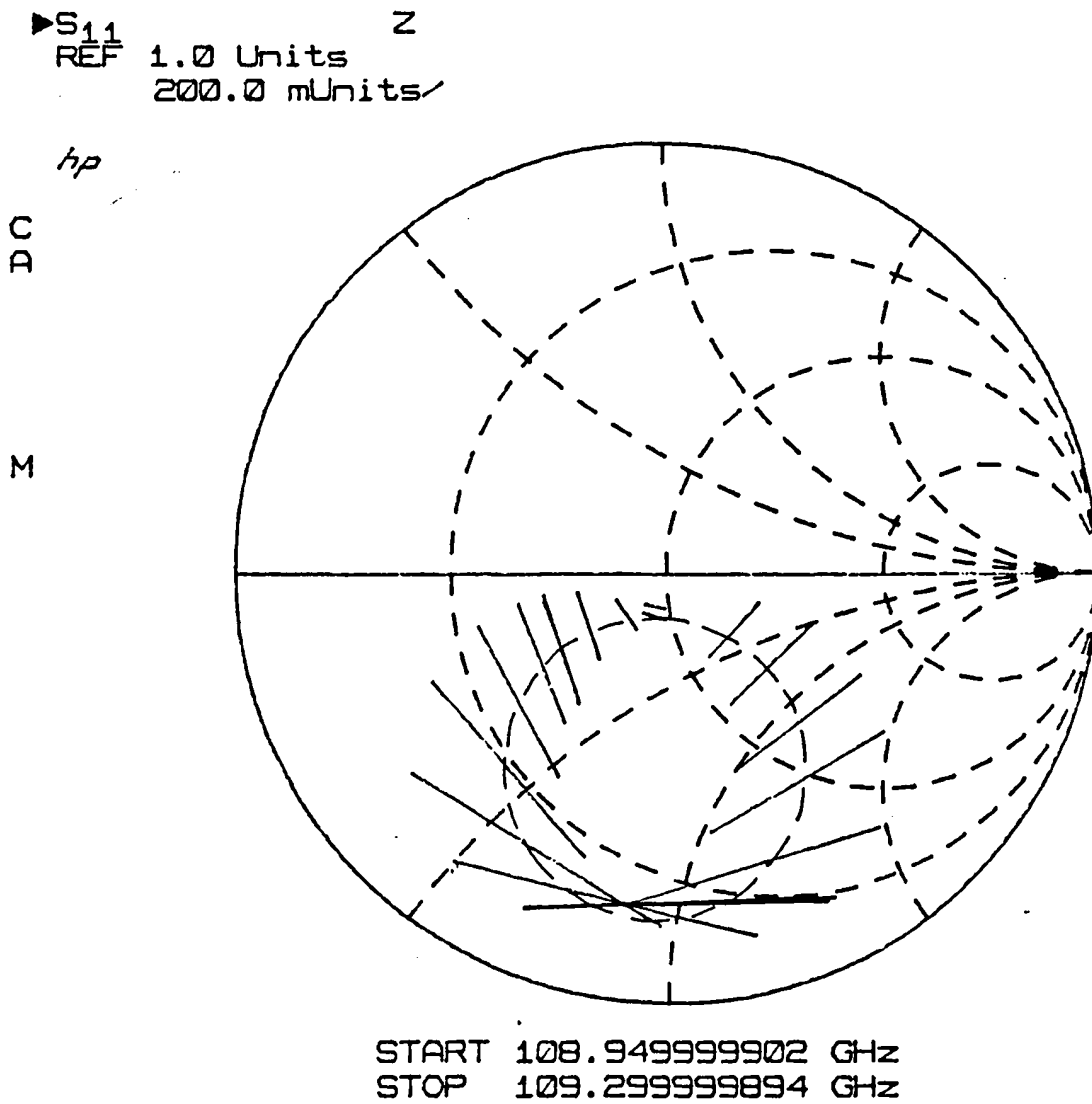


Figure 4.34: Evolution de S₁₁, sur abaque de Smith, en fonction de la position du c-c d'entrée, avec absence de polarisation, pour la fréquence de 109 GHz.

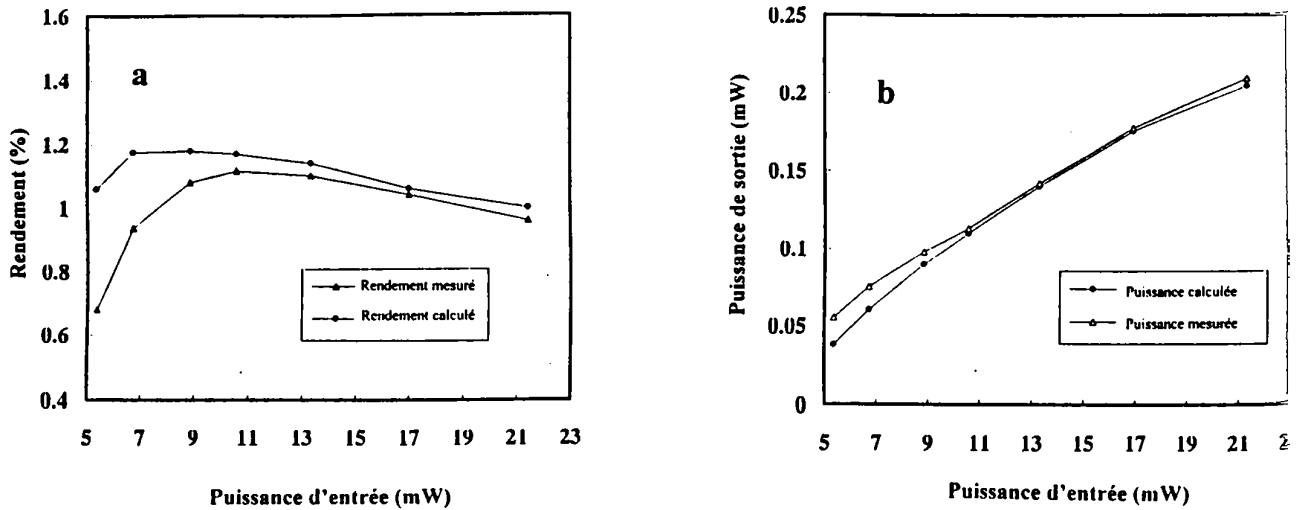


Figure 4.35: Comparaison théorie-expérience des performances en multiplication de la diode Schottky 2T2 montée dans la cellule de l'E.N.S. Le rendement global est montré en (a), la puissance de sortie en (b).

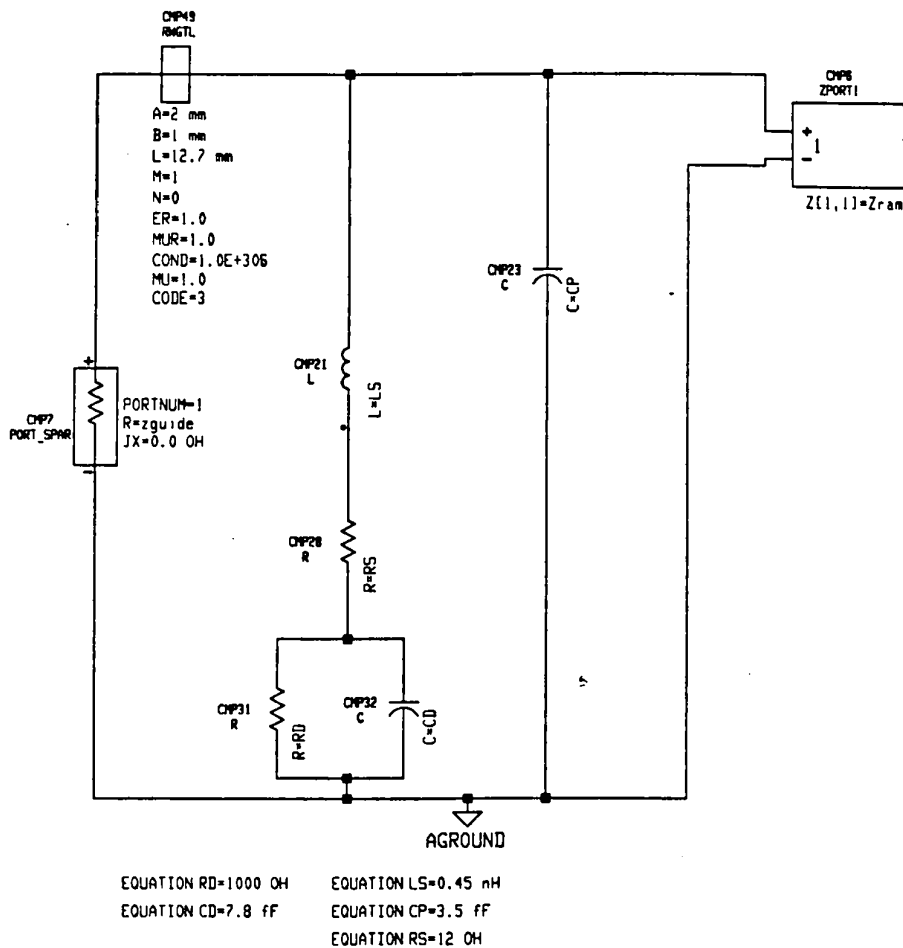


Figure 4.36: Modèle électrique utilisé pour décrire le lieu de S_{11} d'une diode Varactor montée dans le bloc de multiplication de l'E.N.S. Les valeurs des éléments de ce schéma équivalent sont également reportées.

Les résultats obtenus par mesure en absence de polarisation sont reportés figure (4.34). L'allure est semblable avec néanmoins la présence d'un décalage vers le bas de la zone capacitive de l'abaque.

Avant d'interpréter ces résultats, nous nous proposons de caractériser plus en détail la cellule à l'aide de mesures en multiplication effectuées à l'E.N.S. A cette fin, nous reportons les figures (4.35a) et (4.35b) qui montrent les variations de η_3 et de P_3 en fonction de la puissance d'entrée. Ces évolutions sont tout à fait conformes à celles que nous avons présentées auparavant sur la base de simulation par équilibrage harmonique. Le rendement passe par un maximum (1%) pour une puissance d'entrée de l'ordre de 10 mW alors que la puissance de sortie est monotone avec une valeur de $200\mu\text{W}$ pour une puissance de pompe d'environ 21 mW.

Ces résultats ont été analysés par J. Bruston [11] à partir notamment du logiciel LIBRA pour l'équilibrage harmonique. Les résultats de ces simulations sont reportés également sur la figure (4.35) pour permettre la comparaison. L'accord quantitatif est ici excellent.

L'obtention de ces bons résultats expérimentaux en termes de puissance de sortie, de rendement et de puissance de pompe, est le fait de l'utilisation d'un composant performant dans une cellule particulièrement optimisée. Nous pouvons illustrer ce dernier point par une analyse simplifiée de l'environnement de la diode sur la base du schéma équivalent donné figure (4.36). Ceci nous permettra de plus une analyse qualitative des mesures d'impédance à 109 GHz.

Par l'affectation des éléments nous avons :

- supposé l'absence de conduction parasite à l'aide d'une impédance R_d de 1 k Ω ;
- ajusté la capacité à une valeur de 7,8 fF en accord avec les spécifications de ce type de composant;
- pris une valeur cohérente de résistance série (12 Ω);
- calculé la valeur d'inductance à partir des données géométriques ($L_s=0,45$ nH).

Le court-circuit d'accord d'entrée permet le déplacement sur l'abaque de Smith. La capacité C_p est prise égale à 3,5 fF compte tenu de l'arrangement en guide réduit dans le plan de la diode.

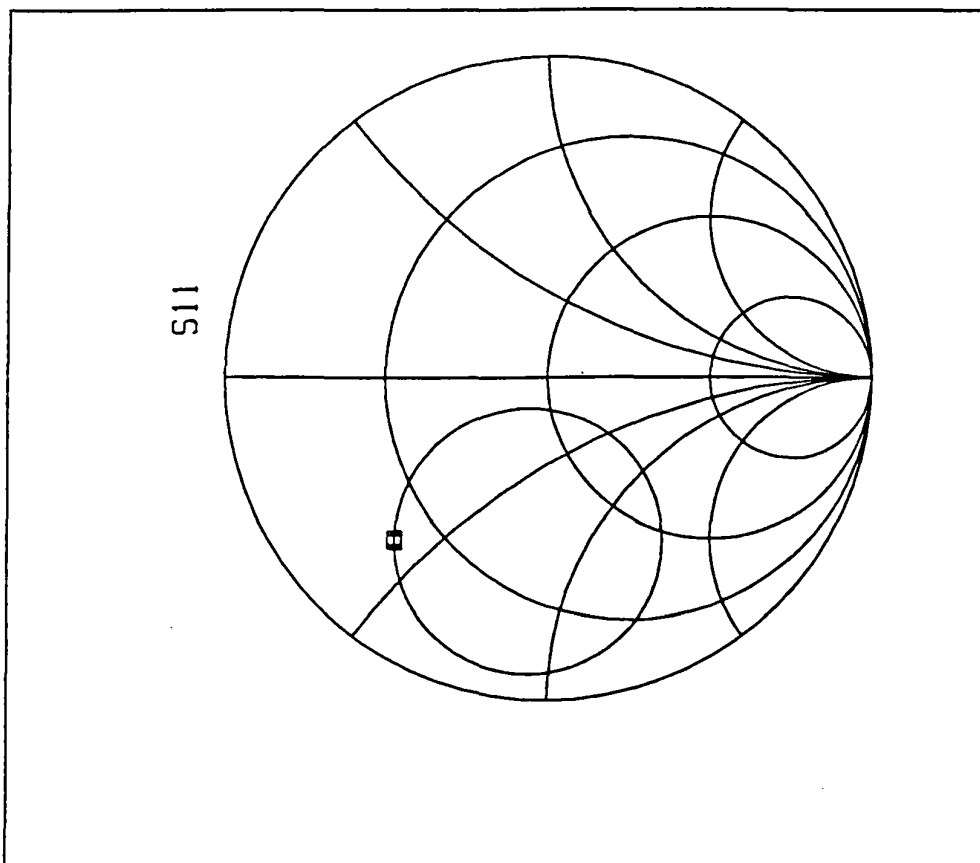


Figure 4.37: Evolution théorique du lieu de S_{11} sur abaque de Smith, calculée à l'aide du schéma équivalent donnée figure (4.36), en fonction de la position du court-circuit d'entrée. La fréquence est ici de 109 GHz et le résultat obtenu est très proche de la mesure donnée figure (4.34)

Enfin, un guide d'onde rectangulaire aux dimensions du guide d'entrée WR-8 (2 mm x 1 mm) est inséré entre la source et le plan de la diode afin de simuler une longueur de 12,7 mm d'accès. Cette valeur est conforme à celle reportée dans les schémas techniques de la cellule de multiplication de l'E.N.S.

La figure (4.37) donne l'évolution de S_{11} calculé à 109 GHz, conforme à la mesure donnée figure (4.34), en utilisant le circuit équivalent décrit précédemment. Ces résultats, bien qu'obtenus avec un composant de type Schottky Varactor, nous permettent d'avoir une idée plus précise de l'environnement de la diode et donc a priori de prévoir de façon plus réaliste quelles seraient les performances pour une diode à hétérostructure.

3.4.2 Simulation pour une diode Simple Barrière

La cellule précédente présente l'avantage majeur d'une inductance relativement faible. On peut s'attendre dans ce cas à de bons rendements en multiplication même pour des fréquences de sortie supérieures à 300 GHz.

A titre d'exemple, nous avons repris les simulations d'équilibrage harmonique en insérant cette fois dans le circuit des c-c d'entrée et de sortie, des filtres nécessaires à l'isolation entrée-sortie, ainsi qu'une diode Simple Barrière. Pour le composant générique défini dans l'étude théorique du paragraphe 3.2 ($C_o/C_{sat}=6$ et $C_o=12$ fF), nous obtenons à 366 GHz, 160 μ W pour un rendement global d'environ 1 %. Dans cette configuration, nous avons réglé les distances de court-circuit à 2,1 mm en entrée et 1,9 mm en sortie.

Finalement, par extension de ces études, on peut également considérer des fonctionnements jusqu'au THz qui sont mentionnés dans les derniers appels d'offres E.S.A.

Dans la suite qui va clore ce chapitre, nous nous proposons de considérer ces points sur la base des derniers développements technologiques.

3.5 Améliorations possibles du composant et intégrations futures

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que les structures GaAs/GaAlAs ou GaInAs/AlAs, notamment en expérimentation. Le passage entre ces deux systèmes de matériaux s'accompagne, rappelons-le, d'une augmentation de la hauteur de barrière et de la vitesse de saturation des porteurs en zone non désertée.

On peut suivre ce raisonnement en ayant recours cette fois-ci au matériau de type InAs. La bande interdite étant nettement plus faible, on obtient en conséquence une réduction de masse effective avec tous les avantages qui s'y rattachent en termes de vitesse et de niveaux de dopage.

Au niveau du composant, les modulations de la zone désertée sous l'action de la pompe seront alors plus rapides et on peut prévoir une diminution des résistances de contact.

La contrepartie est une restriction dans la plage de tension sans conduction parasite. Il est en effet bien connu que l'utilisation de matériaux à très faibles bandes interdites se traduit par des tensions d'avalanche réduites.

Un autre moyen pour contourner cette difficulté est de considérer non plus une simple barrière mais plutôt un empilement de composants élémentaires ('Stack Varactor') [12]. Le recours à un empilement a les conséquences suivantes :

- Il abaisse la chute de tension aux bornes de chaque diode élémentaire dans le rapport du nombre de composants associés;
- la largeur de désertion globale correspond à la somme de chaque zone désertée élémentaire, en conséquence la capacité totale s'en trouve diminuée.

On peut à ce stade profiter directement de cette réduction de capacité ou au contraire la maintenir constante par une augmentation de la surface. Dans ce dernier cas, il en résulte une diminution de la résistance série dont l'aspect bénéfique a été largement discuté dans ce travail. On peut également associer les diodes en les montant sous forme de réseaux périodiques afin de combiner leurs puissances en sortie.

La technologie quasi-optique est alors requise car elle présente moins de pertes que les systèmes où la combinaison de puissance s'effectue en cavité fermée de type guide d'onde pour des fréquences de plusieurs centaines de GHz.

De plus, les structures fermées sont difficiles à usiner et à utiliser du fait de leurs tailles très réduites (quelques mm au plus pour les dimensions typiques requises).

Par contre, les difficultés majeures pour ce type d'arrangement de composant sont les problèmes liés à la dissipation thermique de la structure qui peut comporter un très grand nombre de composants et à l'uniformité des caractéristiques électriques de ceux-ci.

Un exemple remarquable de réalisation pratique sur la base de ces idées d'association en série ('Stack') et sous forme de matrice a été publié très récemment par l'Université de Technologie de Californie en collaboration avec les laboratoires A.T.T. Bell Lab.[13]; Par association de 3000 diodes Varactor, 5 W en sortie ont été obtenus à 99 GHz.

Cette démonstration faite en bande millimétrique est particulièrement encourageante pour l'avenir dans la mesure où, aux fréquences plus élevées, les phénomènes de diffraction devraient être atténués justifiant pleinement une approche quasi-optique.

Sur ce sujet, il nous semble également intéressant de citer l'article d'Erickson [14] reportant des blocs multiplicateurs aux fréquences de sortie d'environ 500 GHz avec un système de duplexage des fréquences pompe et multipliée. Dans ce travail, l'auteur a eu recours à des composants discrets contactés par moustache. Le passage à l'association de diodes dans ce cadre reste problématique.

3.6 Etude de solutions pour atteindre le THz

A titre d'exemple, nous souhaitons obtenir une fréquence de sortie de 900 GHz en ne considérant qu'une chaîne de multiplication à l'état solide.

Dans ce qui suit, nous allons analyser trois cas :

- un tripleur combinant une source à 300 GHz et un élément non linéaire à l'état solide;
- une chaîne de multiplication de fréquence, entièrement à l'état solide, comportant deux étages fonctionnant en tripleur (source à 100 GHz);
- un élément discret fonctionnant en quintupleur (source à 180 GHz).

Multiplication directe par 3

Ces premiers calculs de la multiplication directe par 3 sont faits pour des conditions désormais habituelles d'optimisation ($C_{\min}=2$ fF, $C_{\max}/C_{\min}=6$).

Par ailleurs, la saturation est obtenue pour une tension typiquement de 4 Volts et nous avons inséré en série une inductance de 100 pH.

Pour une puissance disponible de pompe fixée au maximum à 5 mW, la puissance recueillie dans la charge est de 100 μ W avec un rendement global de l'ordre de 2%, dans des conditions optimales d'adaptation d'entrée et de sortie.

Si on vérifie la tension développée aux bornes de la capacité non linéaire, elle n'est, dans ces conditions, que de 1,6 Volts. Les études théoriques précédentes ont montré que le rendement optimal n'est alors pas atteint.

Une des solutions possibles consiste à retravailler la non linéarité de la loi $C(V)$ en diminuant la tension de seuil correspondant à la saturation. En revanche, les valeurs de capacité mises en jeu semblent ici bien appropriées.

Cependant, l'hypothèse de disposer uniquement d'un oscillateur primaire délivrant quelques mW à 300 GHz est relativement optimiste. Si on désire une chaîne de multiplication entièrement à l'état solide, une solution qui nous paraît plus conforme aux possibilités des oscillateurs actuellement, est d'utiliser une source qui est elle même le résultat d'une multiplication.

Tripleur en cascade

Nous faisons l'hypothèse tout d'abord de disposer d'une source de fréquence 100 GHz. Les premières simulations effectuées pour des conditions de rendement maximum sur le premier étage ($\eta_{\max}=60\%$) conduisent à 3,1 mW à 300 GHz.

Pour les courbes $C(V)$ que nous avons utilisées, ce niveau de puissance s'avère insuffisant pour permettre de pomper convenablement (obtention du rendement maximal) le second étage. Ceci se vérifie par des puissances de sortie à 900 GHz limitées au μW avec un rendement de l'ensemble de 0,03%. En revanche, la puissance de source primaire n'est que de 5 mW.

Pour dépasser cette limitation en puissance, sans modifier les caractéristiques $C(V)$, l'idée est de pomper au delà de la condition de rendement optimal afin d'assurer l'obtention de plus hauts taux de conversion sur le second étage. Par exemple, avec une puissance de générateur de 16 mW à 100 GHz, les performances du premier étage sont : $P_{\text{out}}=5,3$ mW, $\eta_3=18\%$, tandis qu'au niveau du second étage, nous obtenons 100 μW en sortie pour un rendement d'environ 2%. Le rendement global est de 0,35%.

Cette augmentation de la puissance de pompe au niveau de l'étage intermédiaire peut également être obtenue avec un composant de section plus importante au niveau du premier tripleur. Pour illustrer cette possibilité, nous avons testé la solution d'une capacité minimale de 12 fF. A la condition d'avoir une puissance de source supérieure à 110 mW à 100 GHz, nous obtenons 18,3 mW au pic de rendement, ici 16,5%. Cette puissance en attaque du second étage conduit à un rendement global sur une chaîne de multiplication de 0,5% avec 500 μW à 900 GHz. Il est clair qu'en pratique ces résultats obtenus dans l'absolu doivent être minorés par les diverses pertes d'insertion de la chaîne hyperfréquence.

Cependant, ces niveaux de puissance ne paraissent pas utopiques comme le montre l'état de l'art [15]. Des puissances de l'ordre de 30 μW ont été obtenues à 1 THz avec des diodes Schottky Varactor.

Multiplication directe par 5

Pour clore cette discussion, nous allons considérer la multiplication directe par 5. Rappelons que celle-ci est assujettie à l'obtention d'une source primaire à 180 GHz. Dans ce contexte, les calculs ont été établis sur la base d'une source à l'état solide d'environ 20 mW.

Avec présentation d'un circuit ouvert à 540 GHz, les simulations donnent une puissance de sortie de 560 μ W pour un rendement global de 2,8 %. Au plan du compromis puissance obtenue-taux de conversion, cette dernière solution s'avère donc la plus intéressante. Par ailleurs, elle apparaît relativement simple dans sa mise en œuvre comparativement à la mise en cascade de tripleurs.

Le point crucial reste la disponibilité d'une source de puissance à 180 GHz pour justifier cette solution. Une possibilité non envisagée ici et à notre connaissance en pratique, est le recours à une multiplication par 7, abaissant en conséquence la fréquence de pompe; Sur cette base, la discussion reste ouverte et les futurs développements dans cette voie devraient bénéficier de sources directes à l'état solide.

Conclusion

Pour résumer, les résultats contenus dans ce chapitre sont relatifs à un premier travail expérimental pour une diode Simple Barrière, à des analyses grand signal de composants optimisés en multiplication de fréquence et à des études prospectives pour un fonctionnement au Terahertz.

Les structures ont été fabriquées à partir d'une épitaxie AlInAs/GaInAs adaptée sur InP. Les processus de conduction parasite sont maintenus à un niveau relativement faible jusqu'à des tensions de l'ordre de 2 V, nous permettant d'effectuer une caractérisation fine en C(V). Au delà de cette valeur, l'apparition d'un courant de fuite important est attribuée à un effet de triangularisation de la barrière. Ce phénomène pourra être minimisé pour des structures à venir par l'insertion de couches très fines d'AlAs.

Le contraste relevé sur la caractéristique $C(V)$ fait apparaître une valeur d'environ 2 pour la structure étudiée. En vue d'améliorer le rapport de la capacité à l'équilibre sur la capacité minimale, nous proposons alors d'utiliser des plans de dopage pour lesquels les simulations prévoient un contraste de 6.

Sur la base de ces données, nous avons alors systématiquement étudié les performances en multiplication avec une fréquence de pompe de 90 GHz essentiellement. Ces calculs montrent un effet de saturation des performances à contraste de capacité élevé, fixant ainsi les limites d'optimisation.

D'un point de vue circuit, le transfert de puissance se révèle relativement bon avec la possibilité, entre autres, de profiter d'un effet de résonance série. Dans ces conditions d'adaptation, le niveau de puissance de pompe peut être aussi faible que 10 mW. Dans tous les cas, nous nous sommes intéressés aux possibilités d'atteindre le THz en considérant le fonctionnement d'un composant discret en tripleur ou en quintupleur. Diverses solutions visant à une augmentation des puissances de sortie ont été présentées très brièvement en fin de chapitre.

Bibliographie

- [1] Salzenstein P.
Thèse de l'Université de Lille I à paraître.

- [2] Leroux H.
Thèse de l'Université de Lille I, Juin 1992.

- [3] Sze S.M.
Physics of semiconductor devices
Wiley-Interscience Publication, 2nd Edition, 1981

- [4] Neirik D.P., Reddy V.K.
'High breakdown voltage AlAs/GaInAs quantum barrier varactor'
Electron. Letters, March 1993, Vol 29, n° 5, p 464.

- [5] Mounaix P.
Communication privée, Institut d'Electronique et MicroElectronique
du Nord, Villeneuve d'Ascq.

- [6] Kerr A.R.
'A technique for determining the local oscillator waveforms in a
microwave mixer'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 23, n° 10, October 1975, p 828.

- [7] Siegel P.H.
'Topics in the optimization of millimeter wave mixers'
NASA Technical paper 2287, 1984, p 35-45.

- [8] Nielsen S.M., Grönqvist H., Hjelmgren H., Rydberg A., Kollberg E.
'Single barrier varactor for submillimeter wave power generation'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 41, n°4, April 1993, p 572.

- [9] Choudhury D., Räisänen A., Smith Peter R., Frerking M.
'Study of the effect of the Cmax/Cmin ratio on the performance of
the back-to back Barrier-N-N (bbBNN) varactor frequency
multipliers'
IEEE Microwave and guided wave letters, Vol 4, n°4, April 1994.

- [10] Archer J.W.
'An efficient 200-209 Ghz frequency tripler incorporating a novel
stripline structure'
IEEE Trans. on M.T.T., Vol 32, n° 4, April 1984, p 416.

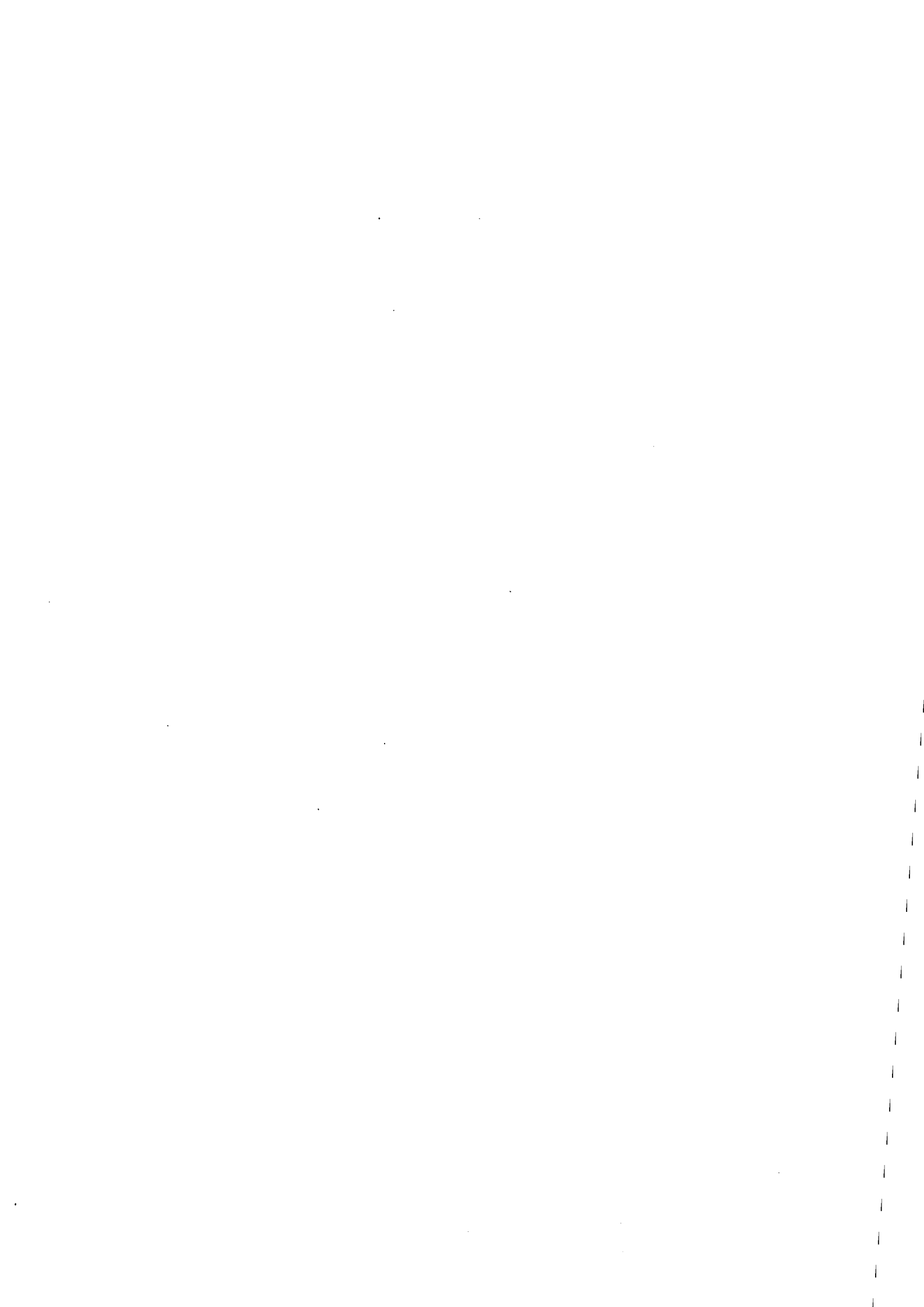
- [11] Bruston J.
Thèse de l'Université de Paris VI à paraître.

- [12] Kollberg E.
'New solid state devices and circuits for millimeter wave
applications'
Proceedings of the 23th Eu.M.C., 1993.

- [13] Cho A.Y. et al.
'Monolithic quasi-optical frequency tripler array with 5 W output
power at 99 Ghz'
IEEE Electron Dev.Lett., Vol 14, n° 7, July 1993, p 329.

- [14] Erickson N.R., Cortes-Medellin G.
'A submillimeter tripler using a quasi waveguide structure'
Proceedings of the 2nd Inter. Symp. on Terahertz Technology.

- [15] Zimmermann P.
‘Special problems in developing submillimeter solid state local oscillator’
Proceedings of the Inter. Seminar on Terahertz Electronics (Part II),
June 1994.



Conclusion générale

Conclusion générale

Au terme de ce travail traitant de la multiplication de fréquence à l'aide de composants à puits quantique et présentant des barrières de potentiel, nous pouvons dégager un certain nombre de conclusions touchant à la fois au composant et au circuit.

Pour les diodes à puits quantique qui présentent un effet de résistance différentielle négative (R.D.N.), nous avons pu montrer qu'il est possible théoriquement de dépasser la limite conventionnelle $1/n^2$ (n étant le rang d'harmonique) au prix de conditions relativement restrictives, à savoir l'obtention d'une large zone de R.D.N. Dans l'état actuel des technologies, il nous semble que seul le tunnel interbande, mis en évidence pour des structures à base d'Antimoine, puisse satisfaire ce critère.

En revanche, pour les structures à puits quantique, mettant en jeu un tunnel intrabande, il ressort que l'efficacité des transferts de puissance en multiplication reste limitée malgré l'effet de résistance différentielle négative.

Cette analyse, au niveau des propriétés intrinsèques, est corroborée par les problèmes qui se greffent au niveau du circuit. En effet, les fonctionnements haute fréquence passent par l'obtention de densités de courant extrêmement élevées qui induisent le fait d'être à basse impédance. Par ailleurs, la résistance non linéaire se trouve court-circuitée à très haute fréquence par la capacité qui traduit l'arrangement des charges nécessaire à l'établissement du champ électrique interne. Il en résulte que les problèmes d'adaptation d'impédance se révèlent extrêmement cruciaux notamment pour des cellules de mesures de type guide d'onde où les impédances caractéristiques sont élevées. De ce point de vue, les structures ouvertes, qui sont à l'heure actuelle en phase de conception, nous apparaissent plus adaptées à ce type de composant.

Hormis ce point qui nous apparaît essentiel, nous avons pu mettre en évidence plusieurs axes d'optimisation, notamment une faible tension de seuil où l'effet de résistance différentielle négative est observé, ainsi qu'un contraste entre les états de résonance et hors résonance élevé.

Sur ces critères, une structure originale a été fabriquée sur la base d'une hétérostructure à triple puits quantique mettant en jeu des couches contraintes (GaInAs/GaAs). Les caractéristiques statiques mesurées à température ambiante montrent des résultats à l'état de l'art avec des densités de courant très élevées ainsi que de forts contrastes en courant. Ces composants réalisés dans une technologie faiblement parasite ont ensuite permis de multiplier par 3 un signal source à la fréquence de 122 GHz. La fréquence de sortie résultante (366 GHz) est, à notre connaissance, la plus élevée obtenue en multiplication pour un composant à puits quantique. Il n'en reste pas moins que, en accord avec l'analyse précédente, les niveaux de puissances de sortie restent extrêmement faibles.

Cette première expérience sur les hétérostructures a été poursuivie par une recherche axée sur les composants simple barrière qui reproduisent les non linéarités des diodes Schottky Varactor.

Au niveau du composant, l'optimisation a porté essentiellement sur une réduction drastique des courants de fuite et sur la recherche d'effets non linéaires marqués dès les faibles tensions. Cette analyse a été étayée par une première campagne de mesures sur une structure nouvellement fabriquée au laboratoire type AlInAs/GaInAs. Sur la base de ce premier travail, des voies d'amélioration ont été proposées avec, d'une part, des barrières contraintes (AlAs/GaInAs) stoppant la conduction parasite sous forte tension, et d'autre part, l'utilisation de plans de dopage.

Au plan du circuit, il apparaît que leurs utilisations amènent un certain nombre d'avantages. En effet, la possibilité de fonctionner à haut niveau d'impédance facilite les transferts de puissance en guide, d'autant plus que les inductances généralement ramenées par les éléments de connexion peuvent être mises en résonance avec la capacité du composant.

Il est certain que ce n'est ici qu'une première étape avec des objectifs ambitieux affichés dans les derniers appels d'offre de l'Agence Spatiale Européenne visant à couvrir une grande partie du spectre submillimétrique.

Un premier travail de prospective dans ce sens a été fait en fin de thèse en focalisant l'effort sur l'aspect circuit conduisant à des valeurs de capacité et d'inductance très faibles (quelques fF, 100 pH). Parallèlement, il nous semble nécessaire de poursuivre les efforts d'optimisation des procédés d'intégration planaire avec notamment comme objectif, la réduction des termes capacitifs au sens large, qu'ils soient parasites ou actifs et des niveaux d'inductance par des technologies de type Microruban.

Enfin, à l'avenir, il nous semble primordial de compléter ce travail par une étude plus amont visant à une meilleure connaissance des structures au fur et à mesure que celle-ci se compliquent. Ainsi, si le plan de dopage s'avère, sur le papier, prometteur, peu de choses sont connues sur l'interaction de ce plan avec l'hétérostructure, et par voie de conséquence, les mécanismes de conduction.



Résumé

L'objectif de ce travail est d'étudier les possibilités des hétérostructures de semi-conducteurs III-V pour des applications en multiplicateur de fréquence aux longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique. Deux types de composants sont étudiés, d'une part, la diode à puits quantique qui présente des non linéarités résistives marquées et d'autre part, les diodes Simple Barrière Varactor. Le dénominateur commun de ces études est l'extrême sensibilité des caractéristiques de conduction et des transferts de puissance, compte tenu de l'auto-cohérence des phénomènes. Dans ce contexte, l'optimisation a été faite en ayant recours systématiquement à la simulation numérique pour prédire les caractéristiques de fonctionnement par itérations successives et les comportements en circuit par équilibrage harmonique. Cette partie théorique est complétée par un ensemble de mesures hyperfréquences petit et grand signal en structures ouverte et fermée. Nous avons également démontré la faisabilité d'un multiplicateur à puits quantique avec une fréquence de sortie supérieure à 360 GHz. Sur la base de ces études, un certain nombre de voies naturelles sont proposées, tant au niveau de la conception des composants que de leur environnement, visant des fréquences de fonctionnement proches du THz.

Mots clés

- Multiplicateur de fréquence
- Hétérostructures résonnante et non résonnante
- Non linéarité résistive
- Diode Varactor
- Longueurs d'ondes millimétrique et submillimétrique
- Composant et circuit