

n° d'ordre : 436

50376

1978

111

50376

1978

111

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard BOITTIAUX

**ETUDE DE NOUVEAUX TYPES DE MODULATEURS ET
LIMITEURS HYPERFREQUENCES UTILISANT DES STRUCTURES
SEMICONDUCTRICES UNIPOLAIRES.**



B.U. LILLE 1



D 030 114020 0

Soutenue le 16 novembre 1978.

Membres du Jury : MM.	G. SALMER	Président
	E. CONSTANT	Rapporteur
	Y. LEROY	Rapporteur
	R. CASTAGNE	Rapporteur
	B. CHIRON	Rapporteur
	E. GROUBERT	Examineur

A ma femme,

A Bertrand,

Blandine,

Benjamin,

Pour tous les trésors de patience et de compréhension
dépensés pendant ces années

Ce travail s'est déroulé au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE, dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

Monsieur le Professeur CONSTANT m'a proposé le sujet de cette thèse et a dirigé l'ensemble de sa réalisation. Il m'a beaucoup guidé et conseillé ; c'est grâce à son activité inlassable et à ses directives judicieuses que j'ai pu mener cette étude. Ces quelques lignes traduisent bien imparfaitement la gratitude que j'éprouve envers ce Maître.

J'exprime ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Monsieur le Professeur CASTAGNE de l'Université d'ORSAY, et Monsieur le Professeur LEROY me font l'honneur de juger ce travail ; je leur en suis vivement reconnaissant.

Toute cette étude a été effectuée en étroite collaboration avec la Société L.T.T. et a bénéficié de l'aide, au sein du département hyperfréquence, de MM. FORTERRE et MARCOUX que je voudrais ici remercier. Monsieur B. CHIRON Directeur Technique a bien voulu accepter de juger ce travail et je le remercie de cet honneur.

Les travaux effectués au C.E.E.S. de MONTPELLIER dans le cadre de l'A.T.P. N° 2348 nous ont été très utiles pour l'interprétation de certains aspects de cette étude. Je remercie Monsieur le Professeur GROUBERT de l'Université du LANGUEDOC qui les a dirigés et suis très heureux et honoré de sa présence dans le jury.

Au cours de ce travail, j'ai eu le plaisir de bénéficier, dans une excellente ambiance, de l'aide efficace et sans cesse renouvelée de mes camarades de l'équipe "Semiconducteurs" en particulier MM. BECQUELIN, JENDRZEJCZAK et ZIMMERMANN ; qu'ils soient assurés de mon amitié ainsi que MM. VANBREMEERSCH et VANDERMOERE qui ont réalisé une grande partie des composants nécessaires aux expérimentations.

L'ensemble de cette étude a bénéficié de l'appui financier de la D.R.E.T. ; j'aimerais remercier Monsieur J.L. TESZNER, Ingénieur principal de l'Armement qui s'est intéressé à ce travail et lui a accordé un soutien continu.

Je ne saurais oublier d'adresser mes remerciements à l'ensemble du personnel administratif et technique et en particulier à Madame LECHIEN pour la célérité et le soin avec lesquels elle a dactylographié ce manuscrit.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	1
---------------------	---

I PARTIE

<u>INTRODUCTION</u>	7
---------------------	---

<u>CHAPITRE I</u>	<u>DESCRIPTIONS PHENOMENOLOGIQUES DU PHENOMENE PHYSIQUE ET DE LA STRUCTURE SEMICONDUCTRICE UTILISEE</u>	8
-------------------	---	---

I.1. Régime permanent origine physique de la vitesse limite	8
I.2. Régime transitoire	13
I.3. Caractéristiques générales de la structure semiconductrice	15

<u>CHAPITRE II</u>	<u>METHODE DE SIMULATION NUMERIQUE</u>	19
--------------------	--	----

II.1. Description des données initiales	21
II.2. Hypothèses simplificatrices - Equations mathématiques - Discrétisation	24
II.3. Linéarisation et conditions de stabilité	27
II.4. Valeurs limites et algorithmne fondamentale	29
II.5. Couplage au circuit extérieur. Calcul des proprié- tés statiques et hyperfréquences de la structure	31
II.6. Vérification de la méthode	35

<u>CONCLUSION</u>	37
-------------------	----

II PARTIE

PROPRIETES DES STRUCTURES N⁺ N N⁺ EN CHAMPS ELECTRIQUES FORTS

<u>CHAPITRE I</u>	<u>PROPRIETES D'UNE STRUCTURE N⁺ N N⁺ EN CHAMP STATIQUE FORT</u>	38
	<u>I.1. Etude analytique</u>	39
	I.1.1. Effet de la saturation de la vitesse	
	I.1.2. Effet de la charge d'espace	
	I.1.3. Effets du temps de transit	
	I.1.4. Influence de la température	
	I.1.5. Conclusion	
	<u>I.2. Etude numérique</u>	51
	I.2.1. Propriétés statiques - Impédance hyperfréquence	
	I.2.2. Influence de la fréquence	
	I.2.3. Influence de la température	
	I.2.4. Influence d'une mobilité différen- tielle négative	
	I.2.5. Conclusions de l'étude numérique	
	<u>I.3. Vérifications expérimentales</u>	63
	I.3.1. Caractéristiques statiques et impédance hyperfréquence	
	I.3.2. Cas de l'arséniure de gallium	
	I.3.3. Effet de la température	

<u>CHAPITRE II</u>	<u>PROPRIETES D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$</u>	75
	<u>EN CHAMP ALTERNATIF FORT</u>	
II.1.	<u>Etude analytique</u>	76
II.2.	<u>Etude numérique</u>	
II.2.1.	Mise en évidence des caractéristiques de la charge d'espace	
II.2.2.	Cas des semiconducteurs à mobilité différentielle négative	
II.2.3.	Conclusion	
II.3.	<u>Vérifications expérimentales</u>	91
II.3.1.	Description du banc de mesure	
II.3.2.	Résultats expérimentaux	
<u>CHAPITRE III</u>	<u>ETUDE DES PROPRIETES D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$</u>	
	<u>SOUMISE A UN CHAMP TRANSITOIRE FORT</u>	
III.1.	<u>Régime transitoire d'une structure $N^+ N N^+$ soumise à un échelon de tension</u>	100
III.2.	<u>Régime transitoire d'une structure $N^+ N N^+$ soumise à une diminution brutale de la tension appliquée</u>	106
III.2.1.	Impulsion de tension "quasi idéale"	
III.2.2.	Impulsion de tension "réelle"	
III.2.3.	Influence des éléments parasites de l'encapsulation	
III.2.4.	Cas des semiconducteurs présentant une mobilité différentielle négative	
III.3.	<u>Régime transitoire d'une structure $N^+ N N^+$ soumise à une impulsion de tension hyperfréquence</u>	117
III.3.1.	Etude de la puissance de fuite	
III.3.2.	Etude de l'établissement de la charge d'espace	

III.4. Vérifications expérimentales

122

III.4.1. Principe et dispositif de mesure

III.4.2. Temps de réponse d'une structure

$N^+ N N^+$

III.4.3. Effet d'avalanche, tension maximale

CONCLUSION

III PARTIE

CONCEPTION ET REALISATION DE MODULATEURS ET LIMITEURS HYPERFREQUENCES

CHAPITRE I MODULATEURS HYPERFREQUENCES

I.1. Lois générales

134

I.1.1. Calcul des atténuations

I.1.2. Effets de l'encapsulation -
Double compensation

I.1.3. Influence de la fréquence

I.1.4. Puissance de commande

I.1.5. Limitations en puissance

I.1.6. Temps de réponse minimum

I.2. Résultats expérimentaux

160

I.2.1. Structures hyperfréquences et
dispositifs de mesure

I.2.2. Performances obtenues

I.2.3. Montée en fréquence

I.2.4. Temps de réponse

INTRODUCTION

Dans les systèmes hyperfréquences, il est souvent nécessaire de moduler ou de limiter l'amplitude ou la phase de l'onde se propageant dans une ligne de transmission. Dans ce but, un dispositif est incorporé entre le générateur et le récepteur et ses propriétés sont commandées soit par un signal extérieur, soit par le signal à contrôler lui-même.

Dans le fonctionnement en modulateur, un signal de commande permet que dans un cas (état passant) toute l'énergie délivrée par le générateur soit transmise au récepteur et que dans l'autre cas (état non passant) le récepteur et le générateur soient isolés. Ce type de fonctionnement doit en pratique obéir aux impératifs suivants :

- dans l'état passant, les pertes d'insertion (α_{\min}) doivent être les plus faibles possible (inférieures ou de l'ordre du décibel)
- dans l'état non passant, l'isolation (α_{\max}) doit être la plus grande possible (supérieure à quelques dizaines de décibels)
- le contraste entre α_{\min} et α_{\max} doit être indépendant de la fréquence et de la puissance du signal à commander
- le temps de passage d'un état à l'autre doit être le plus court possible

Dans le fonctionnement en limiteur, l'isolation du dispositif doit dépendre de la puissance du signal incident. Un limiteur idéal présente donc une atténuation faible (α_{\min}) tant que la puissance du signal incident est inférieure à une certaine valeur (puissance de seuil), ensuite, l'atténuation doit croître pour maintenir la puissance transmise sur le récepteur proche d'une valeur déterminée (puissance de plateau).

Les dispositifs utilisés habituellement pour remplir ces deux fonctions peuvent le plus souvent être représentés par un dipole *. Dans le cas où ce dipole est supposé uniquement résistif et caractérisé par les deux grandeurs : g_{MAX} (conductance maximale) et g_{min} (conductance minimale), on peut en déduire facilement la relation entre les atténuations maximale et minimale présentée par le dispositif (1) :

$$\alpha_{MAX}(\text{dB}) = 20 \log_{10} \left[1 + \frac{g_{MAX}}{g_{min}} (10^{\alpha_{min}(\text{dB})/20} - 1) \right]$$

et l'on peut remarquer que le contraste entre l'atténuation maximale et l'atténuation minimale est d'autant plus important que le rapport g_{MAX}/g_{min} est grand.

Le but visé est donc de créer, par un moyen quelconque, une variation de la conductance du composant la plus grande et la plus rapide possible. Les méthodes employées actuellement pour obtenir ce résultat utilisent soit des dispositifs électromécaniques, soit plus souvent des composants à ferrite et surtout à semiconducteurs.

Dans le cas d'un composant semiconducteur, la conductance est directement reliée à la conductivité de la zone active. Celle-ci dépend essentiellement du produit et de la concentration en porteurs libres par leur mobilité. En conséquence il est possible, à l'aide d'une tension de commande, d'obtenir des variations de la conductance du composant semiconducteur soit en modifiant la concentration en porteurs libres, soit en faisant varier leur mobilité. Jusqu'à maintenant seule la première méthode a été utilisée et si l'on veut des contras-

* Pour le fonctionnement en modulateur, la différence d'ordre de grandeur entre les fréquences du signal de commande et du signal à commander permet généralement de ne considérer, en première approximation, le circuit qu'à la fréquence du signal à commander.

tes significatifs de la conductivité, il faut créer des variations importantes de la densité des électrons et des trous. Ce résultat peut s'obtenir soit par l'injection soit par la création de porteurs libres dans la zone active de la structure semiconductrice.

L'injection thermo-ionique peut en pratique être de deux types :

a) l'injection unipolaire (par exemple dans une structure N v N)

Dans ce cas les porteurs injectés étant tous du même signe, ils tendent à se repousser et il n'est pas possible avec des tensions de polarisation faibles d'accumuler une charge excédentaire importante

b) l'injection bipolaire (par exemple dans une diode P.I.N.) [2] [3]

Dans ce cas, il est possible d'emmagasiner un grand nombre de porteurs excédentaires sous une tension de polarisation faible par création d'un plasma dont la charge d'espace est quasiment nulle. Le principal inconvénient de cette méthode réside dans le fait que de tels plasmas se commandent difficilement. En particulier, le passage d'un régime avec beaucoup de charges libres à un régime sans charge est déterminé par la durée de vie des porteurs et peut être relativement long (de l'ordre de la microseconde).

Plusieurs phénomènes physiques permettent de créer des porteurs libres dans un échantillon semiconducteur et par conséquent d'en modifier de façon notable sa conductivité.

La multiplication par effet d'avalanche entraîne une augmentation importante du nombre de porteurs en des temps relativement courts (de la centaine de picosecondes) [4] [5]. Cependant, les structures semiconductrices appropriées à la mise en oeuvre de ce phénomène pour la réalisation de modulateurs ou de limiteurs

hyperfréquences rapides sont assez délicates à réaliser. En effet, il faut éviter l'apparition de la résistance négative, phénomène bien connu dans l'étude des générateurs hyperfréquences à l'état solide (diodes IMPATT). Ceci conduit à réaliser des zones actives très courtes typiquement de l'ordre du micron pour un fonctionnement en bande X. De plus, la puissance de commande de tels dispositifs est relativement importante.

Des variations beaucoup plus brèves peuvent être envisagées lorsque la génération des porteurs est réalisée grâce à une source lumineuse extérieure [6] [7]. En effet, la génération de paire électrons trous au sein d'un semiconducteur par effet photo-électrique est instantanée. Cependant, les sources lumineuses requises (lasers pulsés) doivent être à la fois très puissantes et très rapides et nécessitent une alimentation importante.

Dans ces conditions, on peut se demander dans quelle mesure au lieu de faire varier la concentration des porteurs libres, il ne serait pas possible de faire varier leur mobilité. Cet effet peut être obtenu dans un semiconducteur en faisant varier l'amplitude du champ électrique appliqué, de façon à passer du régime de mobilité ($v = \mu E$) au régime de limitation de vitesse ($v = v_s$; μ_d : mobilité différentielle $\Rightarrow 0$). Ce changement est très rapide puisqu'il est associé à des transitions intravallées et intervallées dont les effets se manifestent en des temps inférieurs à quelques picosecondes. Quelques publications ont porté sur l'utilisation de ce procédé [8] [9], mais elles ne concernent que le fonctionnement en modulateur à l'aide de semiconducteurs ternaires.

Nous nous sommes donc proposé dans le cadre de ce travail d'étudier tant au plan théorique qu'au plan expérimental l'application de ce nouveau procédé pour réaliser des modulateurs et des limiteurs hyperfréquences à temps de réponse pratiquement instantanés.

La première partie de ce mémoire comprend deux chapitres. L'un est consacré à la description phénoménologique des mécanismes physiques qui provoquent la limitation de la vitesse des porteurs libres en champ électrique fort, et à la définition des structures semiconductrices utilisées. L'autre concerne l'étude de la méthode de simulation numérique utilisée d'une part pour obtenir l'évolution temporelle et spatiale du champ électrique et de la concentration des porteurs libres dans la structure quand celle-ci est soumise à une polarisation quelconque et d'autre part pour en déduire les propriétés statiques et hyperfréquences.

La seconde partie est plus particulièrement axée sur la détermination des propriétés hyperfréquences de l'échantillon semiconducteur soumis à un champ électrique important. Chacun des trois chapitres qui constituent cette seconde partie concerne un mode de polarisation déterminé créant dans la zone active : un champ statique (chapitre I), un champ alternatif (chapitre II) et un champ impulsionnel (chapitre III). A chaque fois, l'étude commencée de façon analytique (quand cela est possible) se poursuit numériquement et se termine afin de permettre une comparaison entre l'expérience et la théorie par la description des principaux résultats expérimentaux obtenus sur des échantillons $N^+ N N^+$ réalisés, soit dans notre laboratoire, soit par la firme L.T.T..

Dans la troisième partie, compte tenu des résultats obtenus, nous envisageons les applications possibles de ces structures semiconductrices dans la réalisation de modulateurs et limiteurs hyperfréquences. Dans les deux cas, nous évaluons les performances théoriques susceptibles d'être obtenues en différents types de circuits et donnons les principaux résultats expérimentaux obtenus à l'heure actuelle.

Afin de donner une information aussi complète que possible sur le travail effectué, nous reproduisons en annexe un rapport interne concernant la technologie de réalisation des composants $N^+ N N^+$ qui ont été utilisés au cours de ce travail.

INTRODUCTION

Dans le but de réaliser en un temps aussi court que possible des contrastes importants de la conductance présentée par une structure semiconductrice, nous nous proposons donc d'utiliser les variations de la mobilité des porteurs de charge résultant de l'application de champs électriques importants.

Il nous est donc apparu indispensable de décrire tout d'abord, au moins de façon phénoménologique, comment évolue la vitesse des charges libres en fonction du champ électrique tant en régime stationnaire qu'en régime transitoire dans les semiconducteurs usuels. Puis, nous nous efforçons de définir la structure semiconductrice nécessaire à la mise en oeuvre du phénomène. Nous précisons les conditions de fonctionnement et mettons en évidence les principales difficultés de réalisation technologique.

Enfin, nous nous proposons de décrire la méthode de résolution numérique qui, à partir du minimum d'hypothèses, permet de chiffrer quantitativement l'évolution des propriétés de la structure, tant en régime stationnaire qu'en régime transitoire. Il est évident que chaque fois que cela sera possible, les résultats donnés par cette méthode numérique seront comparés à ceux obtenus par des études analytiques fondés sur des hypothèses beaucoup plus restrictives mais qui permettent d'isoler la contribution de chaque phénomène physique, d'évaluer qualitativement leur importance et de bien comprendre comment ils interviennent.

CHAPITRE I

DESCRIPTIONS PHÉNOMÉNOLOGIQUES DU PHÉNOMÈNE PHYSIQUE ET DE LA STRUCTURE SEMICONDUCTRICE UTILISÉE

Dans l'hypothèse où la concentration des porteurs est suffisamment uniforme pour que les effets de diffusion soient négligeables, le courant électrique traversant un semiconducteur est essentiellement déterminé par l'évolution de la vitesse d'entraînement des charges libres en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué.

Pour notre étude, qui concerne des composants ultra-rapides, il est fondamental de décrire, au moins qualitativement, les phénomènes physiques qui gouvernent le comportement de la vitesse de dérive. En particulier, il est essentiel de déterminer dans quelle mesure les variations de la vitesse suivent instantanément les variations de l'amplitude du champ électrique.

I.1. RÉGIME PERMANENT - ORIGINE PHYSIQUE DE LA VITESSE LIMITE

L'évolution de la vitesse de dérive d'un porteur en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué dépend, d'une part de la structure de bande reliant l'énergie du porteur ϵ et son vecteur d'onde (bande de conduction pour les électrons, bande de valence pour les trous), d'autre part, des caractéristiques des différents types d'interactions auxquels le porteur de charge est soumis au sein du cristal semiconducteur. Ces interactions se font essentiellement avec les phonons (acoustiques et optiques) et, lorsque la concentration en atomes d'impuretés est suffisante, avec les impuretés ou entre électrons.

L'étude de ces phénomènes peut s'effectuer en recherchant l'expression des fonctions de distribution à partir de l'équation de BOLTZMANN et de l'hypothèse des temps de relaxation [10]. Une autre approche possible utilise la méthode de Monte Carlo, c'est-à-dire l'étude statistique du point représentatif d'un ou plusieurs porteurs de charge dans la structure de bande connaissant les caractéristiques des différents types d'interactions. Il n'est pas dans notre intention d'étudier en détails toutes ces méthodes, nous nous proposons uniquement de décrire très qualitativement les phénomènes essentiels.

La théorie élémentaire très connue de la mobilité nous indique que la valeur de la vitesse d'entraînement prise par les porteurs résulte de deux phénomènes physiques qui se concurrencent :

- d'une part, l'accélération provoquée par le champ électrostatique appliqué dont l'effet essentiel est une augmentation progressive de la vitesse des porteurs dans la direction du champ et une modification de la position des différents points représentatifs des charges libres dans la structure de bande du semiconducteur.

- d'autre part, les interactions discontinues subies par le porteur dont l'effet essentiel est de redistribuer souvent au hasard la répartition des points représentatifs et en conséquence de diminuer la vitesse moyenne acquise

Dans le cas d'une structure isotrope on a la relation :

$$v(\bar{\epsilon}) = \frac{q\tau(\bar{\epsilon})}{m^*(\bar{\epsilon})} \cdot E = \mu(\bar{\epsilon}) \cdot E \quad (I.1)$$

Dans cette expression $\tau(\bar{\epsilon})$ et $m^*(\bar{\epsilon})$ sont respectivement le temps de relaxation de la mobilité et la masse effective des porteurs et $\bar{\epsilon}$ l'énergie moyenne des porteurs.

Le cas le plus simple est celui pour lequel l'amplitude du champ électrique est faible. L'énergie moyenne des porteurs est alors très voisine de l'énergie du réseau cristallin et les charges libres restent à l'équilibre thermodynamique. Tant qu'il en est ainsi, la mobilité et la masse effective sont pratiquement constantes et la vitesse d'entraînement varie linéairement en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué.

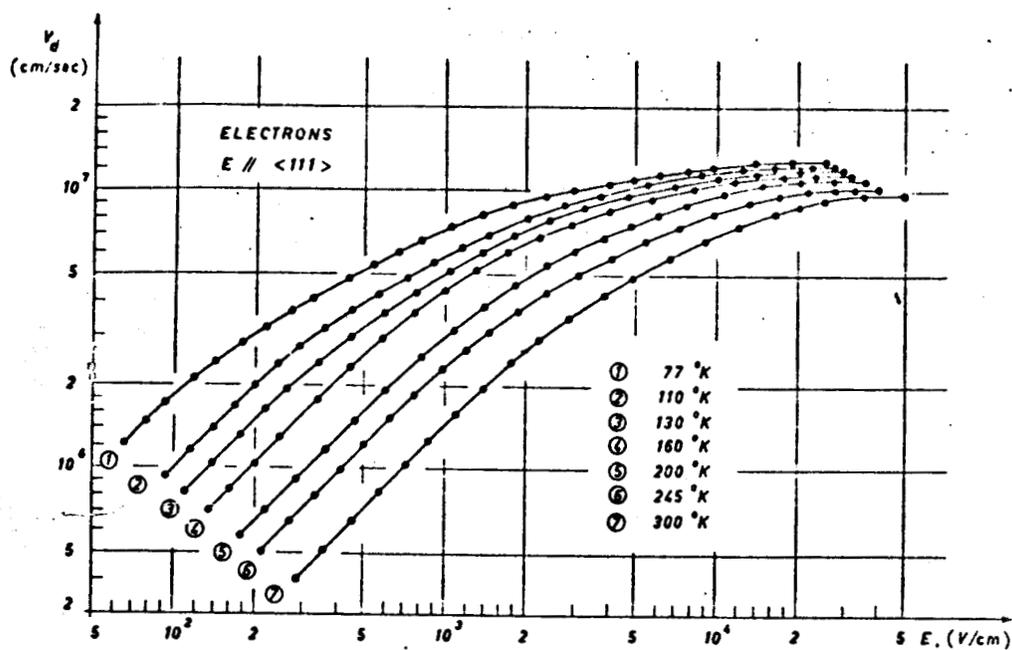
Par contre, si le champ électrique devient plus intense et en particulier supérieur à un "champ critique", l'énergie acquise entre deux interactions devient supérieure à l'énergie échangée au cours d'un choc. Il en résulte que l'énergie moyenne est alors supérieure à l'énergie du réseau et dans ce cas on a alors des "porteurs chauds". Les interactions étant de plus en plus nombreuses * au fur et à mesure que l'énergie moyenne du porteur augmente, l'effet général observé est que $\tau(\bar{\epsilon})$ diminue, et que $m^*(\bar{\epsilon})$ augmente soit progressivement (non parabolicité des bandes d'énergie) ou brutalement (transfert dans une vallée satellite). Il en résulte que la vitesse de dérive croît de moins en moins vite et peut dans certains cas diminuer (transitions intervallées) mais le plus souvent tendre vers une valeur limite v_s indépendante du champ électrique. L'observation des différents résultats expérimentaux nous permet de donner dans le tableau I, à titre d'exemple, quelques valeurs approximatives de la vitesse limite observée expérimentalement pour différents semiconducteurs classiques de type N.

	Ge	Si	GaAs	Ga _x In _{1-x} Sb	InP
				x = 0.9	
	[11]	[12]	[13]	[14]	[15]
v_s	0.5	1.0	0.8	0.8	0.6
10^7 cm/s:					

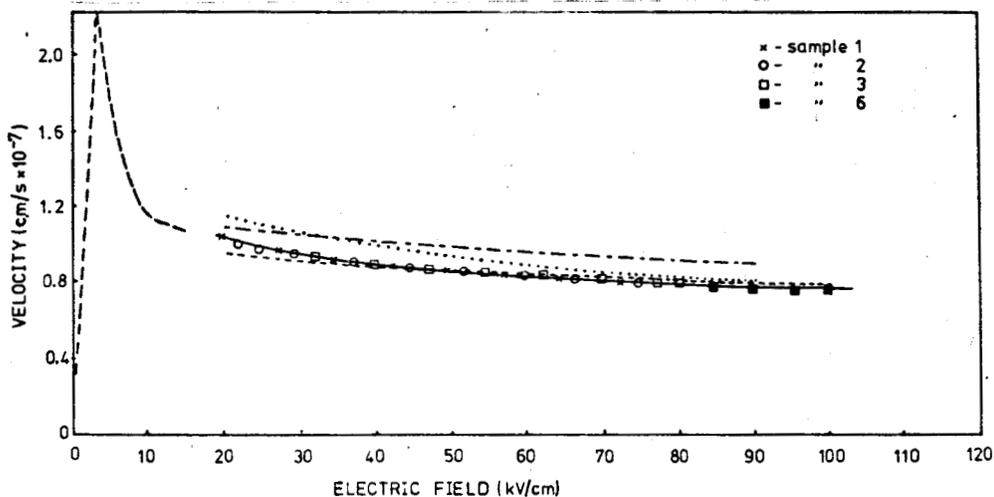
TABLEAU I : Vitesses limites expérimentales pour différents semiconducteurs

* Lorsque l'énergie moyenne du porteur augmente, il apparaît de nouvelles interactions

Pour illustrer ces remarques, nous donnons figures 1, 2, 3, l'évolution de la vitesse de dérive en fonction de l'amplitude du champ électrique pour plusieurs semiconducteurs.



Vitesse de dérive des électrons en fonction de l'amplitude du champ électrique à différentes températures pour le Silicium d'après CANALI /12/



Velocity field characteristic of GaAs at 300°K: (—) Ruch and Kino [1]; (---) Riginos [7]; (.....) Bastida et al. [4]; (-----) Pokorny and Jelinek [5]; (—) Present results.

Vitesse de dérive des électrons dans l'Arséniure de Gallium en champs électriques très forts d'après HOUSTON /13/

FIGURE 1



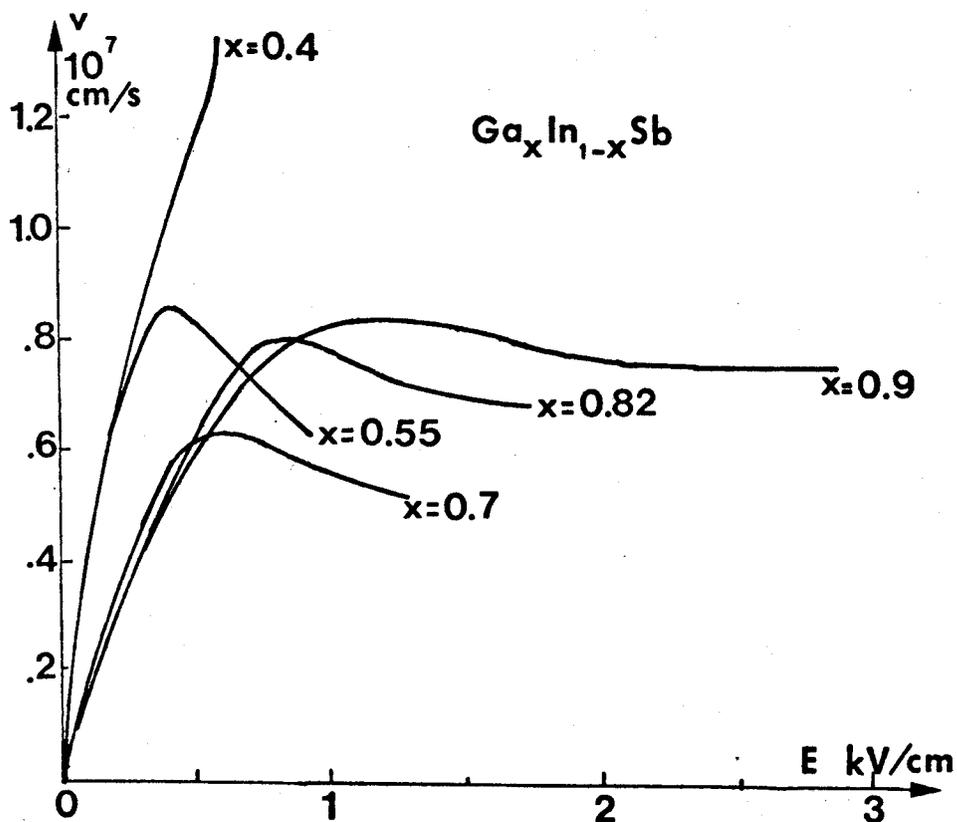


FIGURE 2. Vitesse de dérive des électrons dans le $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ en fonction de l'amplitude du champ électrique d'après KAWASHIMA /14/

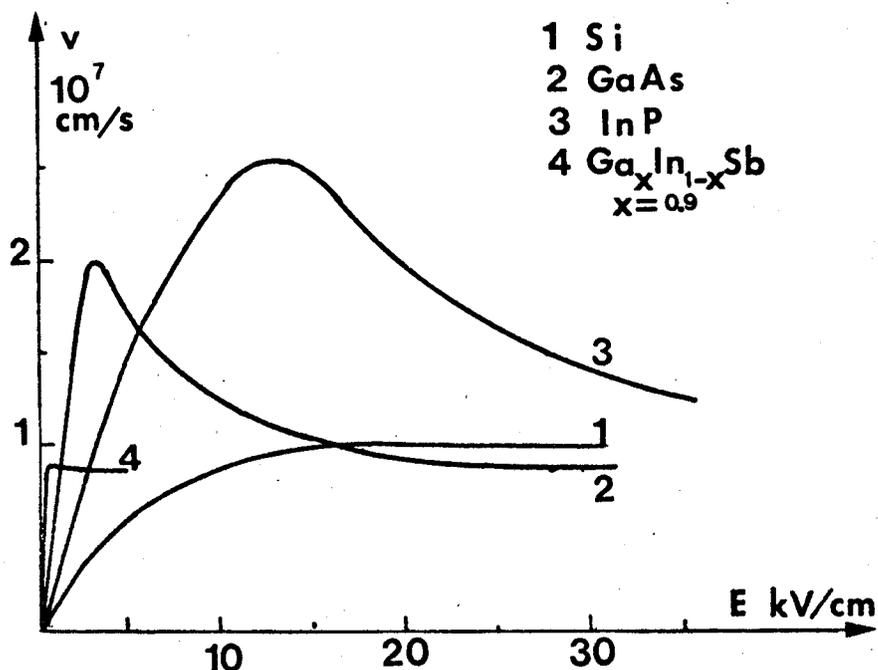


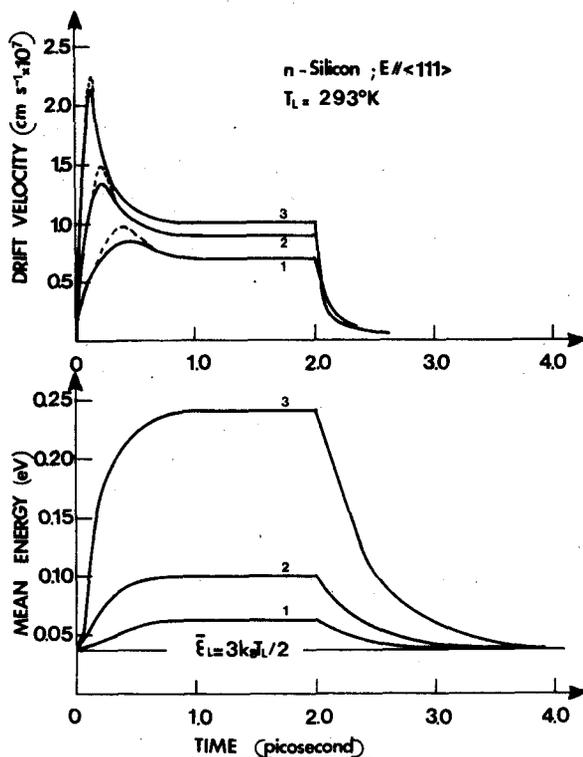
FIGURE 3. Comparaison des évolutions de la vitesse de dérive des électrons en fonction de l'amplitude du champ électrique pour différents semi-conducteurs.



Un problème reste cependant posé ; dans quelle mesure pouvons nous considérer que le porteur atteindra instantanément sa vitesse limite dès qu'il sera soumis à un champ électrique supérieur au champ critique ?

I.2 RÉGIME TRANSITOIRE

Un examen de la relation (I.1) montre que la vitesse d'entraînement parviendra à sa valeur limite lorsque l'énergie du porteur aura atteint sa valeur stationnaire, c'est-à-dire en un temps qui sera de l'ordre du temps de relaxation de l'énergie. En particulier, pendant un court intervalle de temps suivant l'application du champ électrique, l'énergie du porteur sera toujours inférieure à sa valeur stationnaire et nous aurons $\tau(\mathcal{E}) > \tau(\bar{\mathcal{E}})$ et $m(\mathcal{E}) < m(\bar{\mathcal{E}})$. En conséquence, pendant ce bref intervalle de temps, la vitesse d'entraînement pourra être alors beaucoup plus grande que la vitesse limite v_s . Dans le cas du silicium (Fig. 4), la masse effective varie peu en fonction de l'énergie moyenne



et l'effet observé est lié aux variations du temps de relaxation de la mobilité et il sera généralement assez faible. Dans le cas des composés III-V (GaAs, InP) ou des composés ternaires tels que le $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, la variation de la mobilité est déterminée essentiellement par l'évolution de la masse effective provoquée par les transitions intravallées. En effet dans ces semiconducteurs le temps

FIGURE 4. Régime transitoire de la vitesse de dérive et de l'énergie moyenne dans le silicium d'après ZIMMERMANN /16/

(1) : $E = 10 \text{ kV/cm}$ (2) : $E = 20 \text{ kV/cm}$ (3) : $E = 50 \text{ kV/cm}$

de relaxation de la mobilité $\tau(\bar{\mathcal{E}})$ est pratiquement indépendant de l'énergie tant que le point représentatif de l'état énergétique du porteur se situe dans la vallée centrale (collisions intravallées sur les phonons optiques polaires) et sa mobilité garde une valeur élevée. C'est le passage dans les états d'énergie des vallées supérieures qui augmente la masse effective et par conséquent diminue la vitesse moyenne observée. Pour ces raisons, dans ce type de semi-conducteur, la vitesse limite est atteinte avec un certain retard : c'est le temps nécessaire au passage des électrons dans les vallées supérieures. Le calcul plus précis de ces phénomènes peut se faire par la Méthode de Monte Carlo et à titre d'exemple nous illustrons le cas du silicium (figure 4) et de l'arséniure de gallium (figure 5). On remarque que même dans le cas le plus défavo-

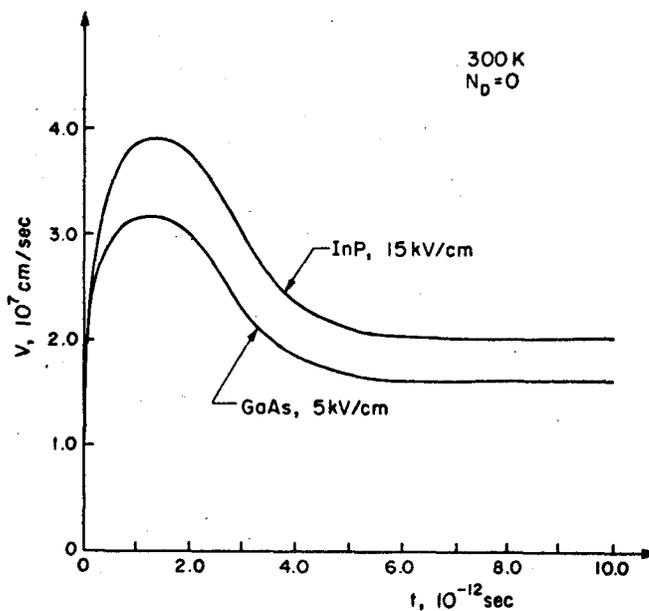


FIGURE 5. Régime transitoire de la vitesse de dérive dans le GaAs et l'InP d'après MALONEY /17/

nable, celui de l'arséniure de gallium et de l'InP, la vitesse limite est atteinte en quelques picosecondes. En conclusion, il apparaît que lorsque le champ électrique augmente dans un semi-conducteur, la vitesse d'entraînement des porteurs tend progressivement vers une valeur limite v_s indépendante du champ. Le temps nécessaire pour obtenir ce phénomène

est de l'ordre de la picoseconde dans le silicium et de quelques picosecondes pour les composés III V et les semiconducteurs ternaires. On peut donc espérer en utilisant le phénomène de variation de la mobilité en fonction de l'amplitude du champ électrique, obtenir des variations d'impédance en quelques picosecondes. Nous allons maintenant envisager quel est le type de structures semiconductrices nécessaire pour réaliser des modulateurs et des limiteurs hyperfréquences ultrarapides.

I.3. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DE LA STRUCTURE SEMICONDUCTRICE

Le composant employé doit être unipolaire afin de limiter les effets de recombinaison susceptibles d'augmenter les temps de commutation. Par ailleurs, il faut éviter des courants de diffusion importants et dans ce but le profil de concentration en atomes d'impuretés dans la zone active doit être relativement uniforme.

Pour un fonctionnement dans la gamme des hyperfréquences, le signal de commande peut être appliqué aux mêmes électrodes que le signal à commander. On peut donc tant pour un modulateur que pour un limiteur utiliser un composant deux électrodes. Le but de ce travail sera d'optimiser ce composant. Cependant nous pouvons dès maintenant établir quelques critères simples concernant d'une part son profil de répartition en atomes d'impuretés et sa tension de polarisation maximale d'autre part.

L'examen des différentes variations de la vitesse en fonction du champ électrique montre que le type N est souvent plus favorable que le type P (on obtient une saturation de la vitesse pour des amplitudes du champ électrique plus faibles avec des électrons). En conséquence, les structures employées seront toujours du type $N^+ N N^+$ et nous en donnons figure 6 une représentation schématique.

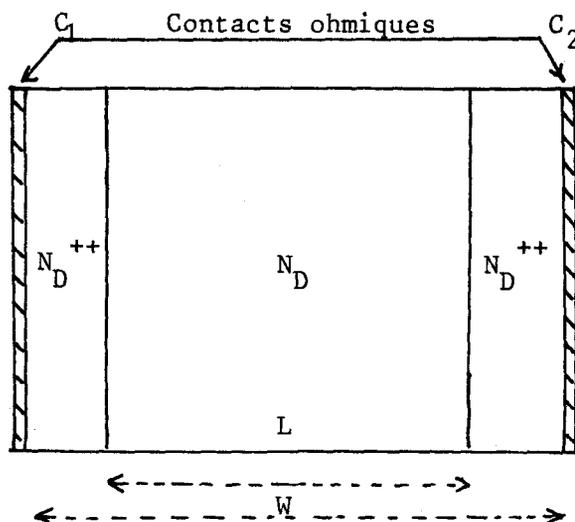


Figure 6

Une zone semiconductrice de surface S et de longueur totale W est comprise entre deux contacts ohmiques C_1 et C_2 . La partie active de concentration en atomes d'impuretés N_D uniforme ou variant légèrement se situe entre deux couches "surdopées" N_D^{++} nécessaire à la réalisation des contacts ohmiques (il faut éviter de créer des barrières métal-semiconducteur au niveau de C_1 et C_2).

Nous avons vu que l'utilisation de la variation de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique nécessite deux conditions fondamentales : d'une part un fonctionnement unipolaire, d'autre part une concentration en charges libres relativement uniforme dans la zone active.

La première condition impose que les contacts ohmiques soient non injectants. Il faut pour cela que les zones N^+ soient suffisamment dopées et suffisamment longues pour que les charges libres arrivant dans les zones de contact C_1 et C_2 soient à l'équilibre thermodynamique. Il faut donc que les électrons chauds venant de la zone active puissent dans les zones N^+ céder au réseau toute leur énergie acquise.

La seconde condition impose que la diffusion des porteurs de la zone surdopée N^+ vers la zone active influence peu la répartition moyenne des charges libres dans celle-ci. Dans ce but, il faut que la longueur de la zone active soit beaucoup plus grande que la longueur de Debye :

$$L_{DE} = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{q^2 N_D}} \quad (I.2)$$

ϵ : permittivité du semiconducteur utilisé.

En dernier lieu, il est nécessaire d'éviter la création de porteurs libres dans la zone active. Pour cela, il faut que la tension appliquée à l'échantillon semiconducteur ne puisse provoquer un phénomène de multiplication

par avalanche. Nous avons pris comme tension maximale de fonctionnement celle pour laquelle le champ électrique atteint une valeur proche du champ d'avalanche en un point quelconque de la structure. Les valeurs du champ d'avalanche retenues sont données dans le tableau II.

	Ge	Si	GaAs	InP	Ga _x In _{1-x} Sb
E _{MAX} kV/cm	80	120	200	140	100
~					
E _{MAX} kV/cm	120	180	300	210	150

TABLEAU II

Il est bien évident que cette définition du champ d'avalanche est arbitraire, mais cette façon simple de procéder est suffisante pour donner un ordre de grandeur correct des tensions maximales théoriques applicables. On remarque que les valeurs maximales choisies sont plus importantes en régime alternatif (dans la gamme des hyperfréquences) que dans le régime statique. Ceci provient du fait que le champ électrique en régime alternatif prend des valeurs importantes pendant un temps relativement court. En conséquence, le phénomène d'avalanche n'a le temps de s'établir que si l'amplitude du champ alternatif est particulièrement importante*.

Nous pouvons déduire des remarques précédentes que les difficultés de la réalisation des échantillons seront dues :

- au fonctionnement en champs électriques élevés (nécessité d'éviter les claquages superficiels)
- à la réalisation de contacts ohmiques supportant des densités de courant importantes au voisinage de champs électriques élevés.

* Nous discuterons plus en détails au chapitre III de ce phénomène d'avalanche

Nous donnons en annexe une description succincte des étapes successives de l'élaboration des différents types d'échantillons réalisés pour cette étude tant dans notre laboratoire, que par la Société L.T.T..

L'étude des propriétés électriques de la structure que nous venons de décrire peut être faite de façon analytique et approchée en utilisant une modélisation très simple. Néanmoins, si nous voulons en déduire des propriétés quantitatives, particulièrement en ce qui concerne les phénomènes d'injection, le temps de commutation, le fonctionnement grand signal, il sera indispensable d'utiliser une modélisation aussi exacte que possible. C'est pourquoi, dans le chapitre suivant, nous nous proposons de décrire la méthode numérique de résolution générale des équations de l'électrocinétique qui a constitué l'outil de base de ce travail.

CHAPITRE II

METHODE DE SIMULATION NUMERIQUE

Pour évaluer les performances des modulateurs et des limiteurs hyperfréquences, il est nécessaire de calculer, en faisant le minimum d'hypothèses, les propriétés de la zone active de la structure semiconductrice. Dans le cas de composants $N^+ N N^+$ le problème est le suivant : à partir d'un matériau semiconducteur, d'une structure caractérisée par un profil de concentration en impuretés $N_D(x)$, et de certaines conditions de polarisation, il faut déterminer la carte du champ électrique, la répartition des porteurs libres dans l'échantillon puis, calculer son impédance et la puissance absorbée à la fréquence étudiée. De ces résultats, il est alors possible de prévoir les performances du composant placé dans un circuit hyperfréquence quelconque.

Bien que les méthodes de résolution analytiques permettent de mettre en évidence la contribution des différents phénomènes physiques intervenant dans le fonctionnement de la structure, elles imposent trop d'hypothèses simplificatrices pour permettre dans tous les cas une évaluation réaliste et précise des propriétés hyperfréquences.

Nous avons donc du développer une méthode de résolution numérique aussi générale que possible et ce chapitre est essentiellement consacré à la description du procédé de calcul qui au cours de ce travail sera employé lorsque les possibilités des méthodes analytiques auront été épuisées. Ce chapitre est donc la description des étapes successives du cycle de calcul schématisé sur la figure 7.

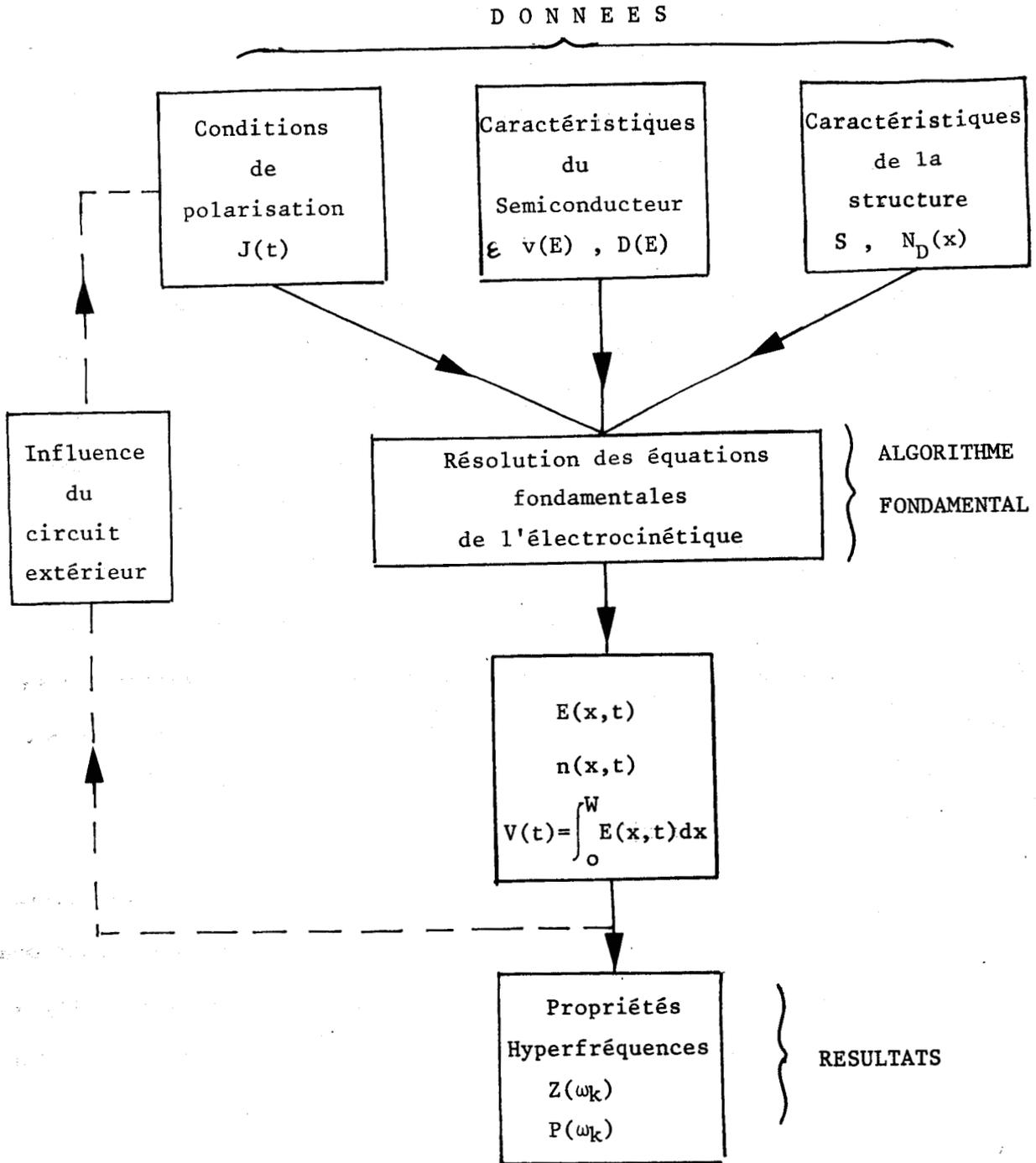


Figure 7



Après avoir défini les données de départ, c'est-à-dire les caractéristiques du semiconducteur et de la structure et les variations temporelles du courant de polarisation $J(t)$, nous décrivons les équations mathématiques qui seront utilisées et les hypothèses simplificatrices qui en permettent la résolution. Nous développons ensuite le procédé de calcul qui, compte tenu des

remarques précédentes permet de déterminer l'évolution en fonction du temps de la carte du champ électrique et de la répartition des charges libres dans la structure ainsi que la tension apparaissant à ses bornes. Nous étudions ensuite comment il est possible d'introduire l'influence du circuit extérieur et de simuler le comportement petit et grand signaux ainsi que le régime transitoire. Enfin, nous comparons les résultats donnés par notre méthode avec ceux fournis par une approche statistique basée sur la méthode de Monte Carlo.

II.1. DESCRIPTION DES DONNÉES INITIALES

Les propriétés électriques de la structure dépendent essentiellement du type de semiconducteur utilisé. Les caractéristiques qui interviennent fondamentalement sont la valeur de la permittivité ($\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$) et l'évolution de la vitesse des porteurs $v(E)$ et de leur coefficient de diffusion $D(E)$. Pour minimiser le temps de calcul * il faut utiliser des expressions analytiques de la vitesse et du coefficient de diffusion dans lesquelles un nombre réduit de paramètres varient suivant des lois simples.

Pour le Silicium, nous avons employé l'approximation empirique des résultats expérimentaux proposée par *JACOBONI & Autres*[12]

$$v(E) = v_s \frac{E/E_c}{[1 + (E/E_c)^\beta]^{1/\beta}} \quad (I.3)$$

$$\text{où : } v_s = 1.53 \cdot 10^9 T(^{\circ}\text{K})^{-0.87} \text{ cm/s}$$

$$E_c = 1.01 T(^{\circ}\text{K})^{1.55} \text{ V/cm}$$

$$\beta = 2.57 \cdot 10^{-2} T(^{\circ}\text{K})^{0.66}$$

* Dans le cas concret d'une structure de longueur totale $W = 10\mu\text{m}$ que l'on étudie pendant 400ps avec une discrétisation classique ($\Delta x = 0.1\mu\text{m}$, $\Delta t = 0.1\text{ps}$) les valeurs de $v(E)$ et $D(E)$ seront calculées 400.000 fois.

Aux environs de la température ambiante, cette expression peut encore se simplifier et elle se met sous la forme :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \mu_0 E/v_s} \quad (I.4)$$

$$\mu_0 = 1450 \text{ cm}^2/\text{V/s} ; v_s = 10^7 \text{ cm/s}$$

Les variations du coefficient de diffusion sont supposées suivre la loi d'Einstein jusqu'à une valeur minimale : $D_m(E) = 8.0 \text{ cm}^2/\text{s}$.

Dans le cas de l'Arséniure de gallium, nous avons employé une expression empirique des variations de la vitesse en fonction du champ électrique proposé par THIM [18]

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_s (E/E_n)^4}{1 + (E/E_n)^4} \quad (I.5)$$

$$\text{où : } \mu_0 = 5.000 \text{ cm}^2/\text{V/s} ; v_s = 8.0 \cdot 10^6 \text{ cm/s} ; E_n = 4.0 \text{ kV/cm.}$$

Les variations de la caractéristique $v(E)$ en fonction de la température peuvent s'évaluer à l'aide des relations :

$$\mu_0(T) = \mu_0(300) (T/300)^{-1,14} \quad \text{et} \quad v_s(T) = v_s(300) (T/300)^{-0.7} \quad (I.6)$$

L'expression du coefficient de diffusion des électrons en fonction du champ électrique a été choisie de la forme [18] :

$$D(E) = \frac{D_0 + D_s (E/E_D)^4}{1 + (E/E_D)^4} \quad (I.7)$$

$$\text{avec : } D_0 = \mu_0 kT/q ; D_s = 20 \text{ cm}^2/\text{s} ; E_D = 5.8 \text{ kV/cm}$$

Pour les semiconducteurs moins usuels tels que l'InP, ou les semiconducteurs ternaires, nous avons pris les expressions analytiques proposées par SHUR [19]

$$v(E) = v_s \left[1 + \frac{E/E_c - 1}{1 + A(E/E_c)^t} \right] \quad (I.8)$$

dans laquelle : $A = \frac{E_p/E_c - v_p/v_s}{(E_p/E_c)^t (v_p/v_s - 1)}$ et $t = \frac{E_p/E_c}{E_p/E_c - v_p/v_s}$

(E_c : champ critique tel que $v_s = \mu_o E_c$; E_p : champ de pic, v_s : vitesse limite et v_p : vitesse de pic).

Prenons le cas concret de l'InP, à la température ambiante nous avons :

$\mu_o = 4.000 \text{ cm}^2/\text{V/s}$; $v_p = 2.46 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$; $v_s = 0.58 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$; $E_p = 9.5 \text{ kV/cm}$
 $t = 2.83$ et $A = 0.0035$.

Les caractéristiques de la structure semiconductrice sont déterminées essentiellement par deux paramètres : la valeur de sa surface et le profil de concentration en atomes d'impuretés. Cette fonction peut être de forme quelconque mais pour les échantillons $N^+ N N^+$ elle est représentée de manière schématique sur la figure 8 et elle se décompose de la manière suivante :

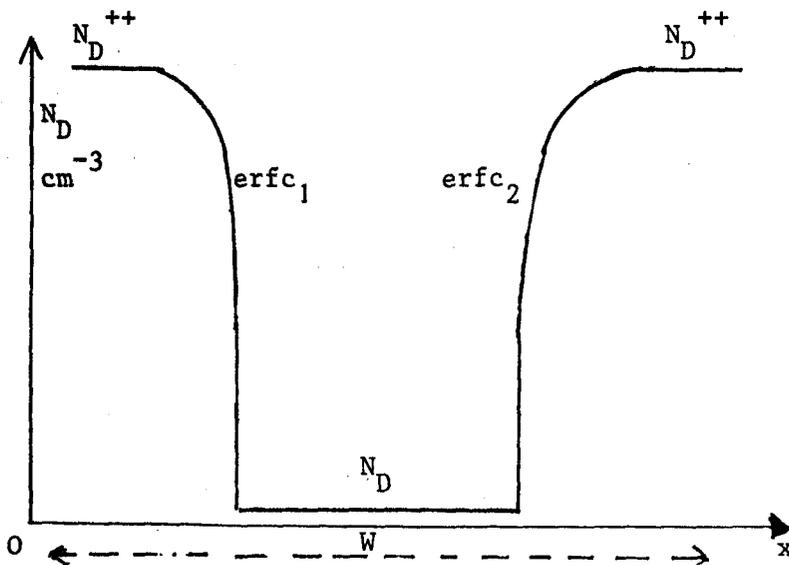


Figure 8

- une zone de concentration importante et constante N_D^{++} suivie d'une transition $N^+ N$ régie par la fonction mathématique erfc
- la partie active le plus souvent de concentration constante N_D
- une deuxième transition $N N^+$ en erfc suivie par la zone finale "surdopée"
 N_D^{++}

Le courant de polarisation injecté $J(t)$, doit dans le cas général avoir une évolution temporelle quelconque. Nous verrons en pratique qu'il sera déduit par itérations successives de l'évolution de la tension aux bornes de la structure compte tenu du circuit extérieur choisi.

II.2. HYPOTHÈSES SIMPLIFICATRICES

- EQUATIONS MATHÉMATIQUES

- DISCRÉTISATION

Les hypothèses simplificatrices utilisées dans le calcul des propriétés du composant que nous venons de décrire seront les suivantes :

- la structure est unidimensionnelle : toutes les grandeurs scalaires ne seront fonction que de l'abscisse x , et les grandeurs vectorielles seront parallèles à l'axe Ox et leur module ne dépendra que de x
- la structure est unipolaire
- les phénomènes de génération-recombinaison seront supposés négligeables
- la vitesse et le coefficient de diffusion seront des fonctions instantanées de l'amplitude du champ électrique.

La première hypothèse se trouve vérifiée par les dimensions usuelles des structures utilisées en particulier nous aurons toujours $\sqrt{S} \gg W$. Les deux

hypothèses suivantes seront acceptables dans la mesure où les contacts ohmiques réalisés seront non-injectants et si la densité des porteurs libres reste voisine de la concentration d'équilibre ^{*}. La validité de la dernière hypothèse a déjà été discutée dans le chapitre précédent et elle sera vérifiée à la fin de ce chapitre.

Partant des hypothèses précédentes, la simulation du comportement de ce dispositif à semiconducteur s'effectue à partir de l'équation de transport reliant en tout point de la structure la valeur de l'amplitude du champ électrique à la concentration en porteurs libres et à son gradient.

La densité de courant traversant l'échantillon à un instant t quelconque s'écrit :

$$J(t) = J_c(x,t) + J_{diff}(x,t) + J_{dep}(x,t) \quad (I.9)$$

où : $J(t)$: densité de courant à l'instant t

$J_c(x,t)$: densité de courant de conduction à l'abscisse x à l'instant t

$J_{diff}(x,t)$: densité de courant de diffusion à l'abscisse x à l'instant t

$J_{dep}(x,t)$: densité de courant de déplacement à l'abscisse x à l'instant t

En introduisant la vitesse et le coefficient de diffusion des porteurs, on obtient ^{**}

^{*}Lorsqu'il n'en sera pas ainsi, les phénomènes de recombinaison resteront négligeables tant que le temps de transit des porteurs dans la structure restera nettement inférieur à leur durée de vie

^{**}Afin d'éviter les confusions dues aux signes pour les charges négatives, nous appliquons une convention très classique : elle consiste à assimiler les électrons à des charges positives. De ce fait, le sens conventionnel du courant est inversé et le programme de calcul numérique reste valable pour une structure $P^+ P^+$ à condition bien sur d'y introduire les paramètres relatifs aux porteurs positifs.

$$J_c(x,t) = q.v [E(x,t)] \cdot n(x,t) \quad (I.10)$$

$$J_{dif}(x,t) = - q \cdot D [E(x,t)] \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$$

où : $n(x,t)$: concentration en porteurs libres à l'abscisse x à l'instant t

$v[E(x,t)]$: vitesse des charges à l'abscisse x à l'instant t

$D[E(x,t)]$: coefficient de diffusion des charges à l'abscisse x
à l'instant t

Les expressions précédentes reportées dans la relation (I.9) permettent d'obtenir l'expression de la densité de courant $J(t)$. Celle-ci associée à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} \{ n(x,t) - N_D(x) \} \quad (I.11)$$

prend la forme suivante :

$$J(t) = q.v[E(x,t)] \left\{ \frac{\epsilon \partial E(x,t)}{q \partial x} + N_D(x) \right\} - q.D[E(x,t)] \left\{ \frac{\epsilon \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2}}{q} + \frac{dN_D}{dx} \right\} + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (I.12)$$

C'est une équation différentielle du second ordre non linéaire. Pour la résoudre numériquement, on transforme les dérivées partielles en différences finies en effectuant une discrétisation Δx sur l'espace et Δt sur le temps.

On obtient alors :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{E_{i+1}^t - E_{i-1}^t}{2\Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} = \frac{E_{i+1}^t - 2E_i^t + E_{i-1}^t}{\Delta x^2} \quad (I.13)$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{E_i^t - E_i^{t-\Delta t}}{\Delta t}$$

E_i^t : champ électrique à l'abscisse $x = i \cdot \Delta x$ à l'instant t

$E_i^{t-\Delta t}$: champ électrique à l'abscisse $x = i \cdot \Delta x$ à l'instant $t - \Delta t$

Les expressions (I.13) introduites dans la relation (I.12) donnent le système de $M - 2$ équations non linéaires du type :

$$E_{i+1}^t \left[\frac{\epsilon v(E_i^t)}{2\Delta x} - \frac{\epsilon D(E_i^t)}{\Delta x^2} \right] + E_i^t \left[\frac{2\epsilon D(E_i^t)}{\Delta x^2} + \frac{\epsilon}{\Delta t} \right] + E_{i-1}^t \left[-\frac{\epsilon v(E_i^t)}{2\Delta x} - \frac{\epsilon D(E_i^t)}{\Delta x^2} \right]$$

$$= J(t) + \frac{\epsilon E_i^{t-\Delta t}}{\Delta t} - q v(E_i^t) N_{Di} + q \cdot D(E_i^t) \frac{dN_{Di}}{dx} \quad (I.14)$$

pour $1 < i < M - 1$ avec $M = W/\Delta x + 1$, nombre total de valeurs du champ électrique calculées le long de l'abscisse.

Si l'on suppose connu la condition de polarisation à l'instant t : $J(t)$ et la carte du champ électrique dans l'échantillon à l'instant antérieur $E(x, t - \Delta t)$, la résolution du système précédent consiste en la détermination de M inconnues à partir de $M - 2$ équations non linéaires (à cause de la présence des termes $v(E_i^t)$ et $D(E_i^t)$). Pour résoudre ce problème, de nombreuses méthodes numériques sont possibles : méthodes de relaxation, méthodes itératives, ou méthode par linéarisation. Nous avons choisi cette dernière car elle permet une simplification considérable et donc une diminution spectaculaire du temps calcul [20], cependant elle entraîne certaines restrictions sur le choix des grandeurs Δx et Δt .

II.3. LINÉARISATION ET CONDITIONS DE STABILITÉ

La linéarisation repose sur l'hypothèse que la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion restent sensiblement constants pendant le temps Δt , soit : $v(E_i^t) = v(E_i^{t-\Delta t})$ et $D(E_i^t) = D(E_i^{t-\Delta t})$

Ceci peut se faire à condition que l'incrémentation sur l'espace et sur le temps vérifient certaines conditions développées par E. REISER [21] [22] dans une étude complète de la convergence des méthodes numériques de résolution de l'équation de transport. Les critères de stabilité se résument sous la forme suivante :

$$\Delta t < \min. \left\{ \frac{x^2}{2 D}, \frac{2 D}{v^2} \right\} \quad (\text{I.15})$$

$$\Delta t < \rho_{\min} \epsilon$$

où ρ_{\min} : résistivité minimale rencontrée dans l'échantillon.

La linéarisation transforme le système des $M - 2$ équations non linéaires (1.14) en un système de $M - 2$ équations linéaires qui peuvent se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\{T^{t-\Delta t}\} \{E^t\} = \{\delta^{t-\Delta t}\} \quad (\text{I.16})$$

L'étude étant unidimensionnelle, la matrice $\{T^{t-\Delta t}\}$ est tridiagonale et tous ses termes sont des fonctions de $v(E_i^{t-\Delta t})$ et $D(E_i^{t-\Delta t})$ et le vecteur $\{\delta^{t-\Delta t}\}$ s'exprime à partir de $E_i^{t-\Delta t}$, N_{Di} , $\frac{dN_{Di}}{dx}$ et $J(t)$. Compte tenu de ces remarques, la relation matricielle peut se résoudre numériquement par la méthode dite du "double balayage" de CHOLESKI [23]. Elle se résume en la résolution de $M - 2$ équations linéaires à M inconnues. Pour cela, il faut connaître d'une part, la carte du champ électrique dans la structure à l'instant antérieur $E(x, t - \Delta t)$ pour évaluer les termes de $\{T^{t-\Delta t}\}$ et $\{\delta^{t-\Delta t}\}$ et d'autre part, deux valeurs du champ électrique à l'instant t .

II.4. VALEURS LIMITES ET ALGORITHME FONDAMENTAL

Dans le cas des structures $N^+ N N^+$, les zones extrêmes de l'échantillon ont une concentration en atomes d'impureté importante. On peut donc supposer que pour les abscisses : $x = 0$ et $x = W$ le champ électrique est suffisamment faible pour que la loi d'Ohm soit toujours valable quelque soit la tension appliquée ; par ailleurs, le courant de diffusion y est négligeable dans la mesure où les zones N^+ sont suffisamment épaisses et uniformes. Ces remarques nous permettent de déterminer facilement les valeurs limites de la carte du champ électrique à l'instant t : $E(0,t)$ et $E(W,t)$. En effet, compte tenu du courant de déplacement, nous avons les relations :

$$J(t) = q N_D(0) \mu_0 E(0,t) + \epsilon \frac{\partial E(0,t)}{\partial t} \tag{I.17}$$

$$J(t) = q N_D(W) \mu_0 E(W,t) + \epsilon \frac{\partial E(W,t)}{\partial t}$$

qui lient les valeurs du champ électrique aux extrémités de la structure à l'instant t aux valeurs connues à l'instant $t - \Delta t$ et à la condition de polarisation.

Le processus de calcul est représenté figure 9 et il se résume aux étapes suivantes :

- à partir d'une carte de champ initiale $E(x,0)$, les valeurs $v[E(x,0)]$ et $D[E(x,0)]$ sont déterminées
- le temps subit un incrément Δt ; connaissant la valeur du courant à ce nouvel instant : $I(\Delta t) = S J(\Delta t)$, l'évaluation des valeurs limites $E(0,\Delta t)$ et $E(W,\Delta t)$ peut se faire
- le "double balayage" permet ensuite, compte tenu des données acquises ($J(\Delta t)$, $E(x,0)$, $N_D(x)$, dN_Dx/dx) de résoudre la relation matricielle (I.16) et on obtient la carte du champ électrique $E(x,\Delta t)$. La loi de Poisson (I.11) permet d'évaluer la répartition des porteurs libres $n(x, t)$

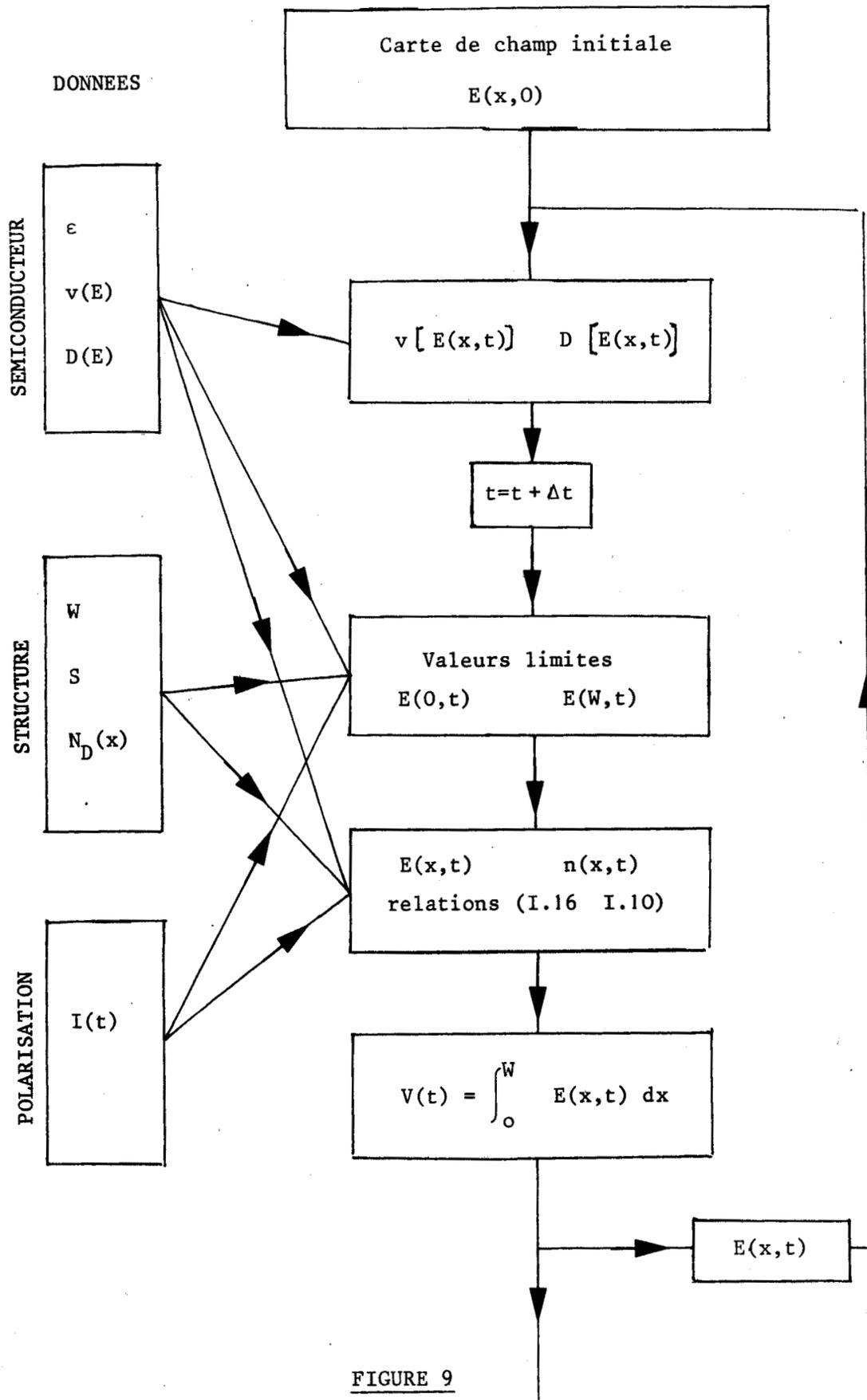


FIGURE 9

- en dernier lieu, la carte du champ électrique $E(x, t)$ qui vient d'être calculée sert de carte initiale pour un nouveau cycle de calcul et ceci jusqu'à une durée T_{MAX} que l'on désire.

A titre d'exemple, prenons le cas concret d'une structure de 10 microns que l'on étudie pendant 400 picosecondes avec une discrétisation classique ($\Delta x = 0.1 \mu$, $\Delta t = 0.1$ ps) soumise à une polarisation quelconque $J(t)$. Nous voyons que le cycle de calculs représenté figure 9 sera décrit 4.000 fois et peut fournir l'évolution de la carte du champ électrique et de la répartition des porteurs toutes les 0.1 picosecondes. A ce stade, il est nécessaire de faire intervenir les propriétés du circuit de polarisation et d'aborder l'étude des comportements statiques et hyperfréquences de la structure tant en régime petit signal qu'en régime grand signal.

II.5. COUPLAGE AU CIRCUIT EXTÉRIEUR - CALCUL DES PROPRIÉTÉS STATIQUES ET HYPERFRÉQUENCES DE LA STRUCTURE

Pour évaluer la carte du champ électrique à un instant quelconque, nous avons vu qu'il faut connaître la valeur du courant traversant la structure à cet instant. Or, l'évolution de cette donnée dépend des caractéristiques du circuit de polarisation extérieur et de la valeur de la tension aux bornes de l'échantillon étudié. Le procédé de calcul est le suivant : connaissant le courant à l'instant t , la carte du champ électrique obtenue par le processus de calcul décrit précédemment permet par intégration sur l'espace d'évaluer la tension aux bornes de l'échantillon. Il suffit ensuite d'introduire cette valeur dans l'équation du circuit électrique pour déterminer le courant à l'instant $t + \Delta t$. Par exemple, dans le cas simple où la structure est placée en série avec une résistance R et un générateur délivrant une tension quelconque $e(t)$ fig 10, on peut écrire la relation suivante :

$$I(t + \Delta t) = \frac{e(t + \Delta t) - V(t)}{R} \quad (I.18)$$

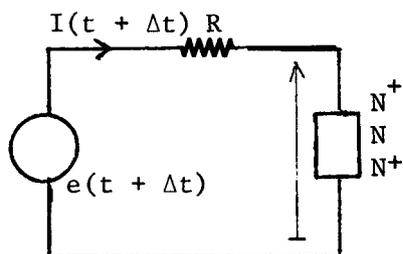


Figure 10

tions de stabilité décrites précédemment, la discrétisation de l'équation du circuit peut se faire sans erreur notable.

Etudions maintenant le processus complet du calcul schématisé sur la figure 11. Après introduction des données (caractéristiques du semiconducteur, de la structure, de la fréquence d'étude) le programme effectue la détermination de la carte du champ initial $E(x,0)$. Pour cela, l'algorithme fondamental est décrit un certain nombre de fois avec $I(t) = 0$; quand la stabilisation est atteinte ($V(t) \rightarrow 0$) la carte du champ électrique et la répartition des porteurs dans la structure à l'équilibre thermodynamique sont obtenues et seront prises comme conditions initiales. A partir de ce stade plusieurs types d'études sont possibles :

a) Etude du régime transitoire

Dans ce cas, l'évolution temporelle de la tension du générateur $e(t)$ est arbitraire (généralement en forme de créneau avec un temps de montée, un temps de plateau, et un temps de descente quelconque). Le circuit de polarisation peut éventuellement tenir compte de la présence des éléments parasites créés par l'encapsulation (self série des fils de connection, capacité parallèle du boîtier). L'examen de l'évolution de $I(t)$ et de $V(t)$ en fonction du temps

La méthode reste la même pour les circuits extérieurs plus complexes (comprenant par exemple des capacités et des selfs), seule la relation (I.18) se complique et fait alors intervenir des valeurs du courant, de la tension aux bornes de l'échantillon et du générateur aux instants t , $t - \Delta t$ et $t - 2\Delta t$. Compte tenu de la faible valeur de l'incrément Δt sur le temps imposé par les condi-

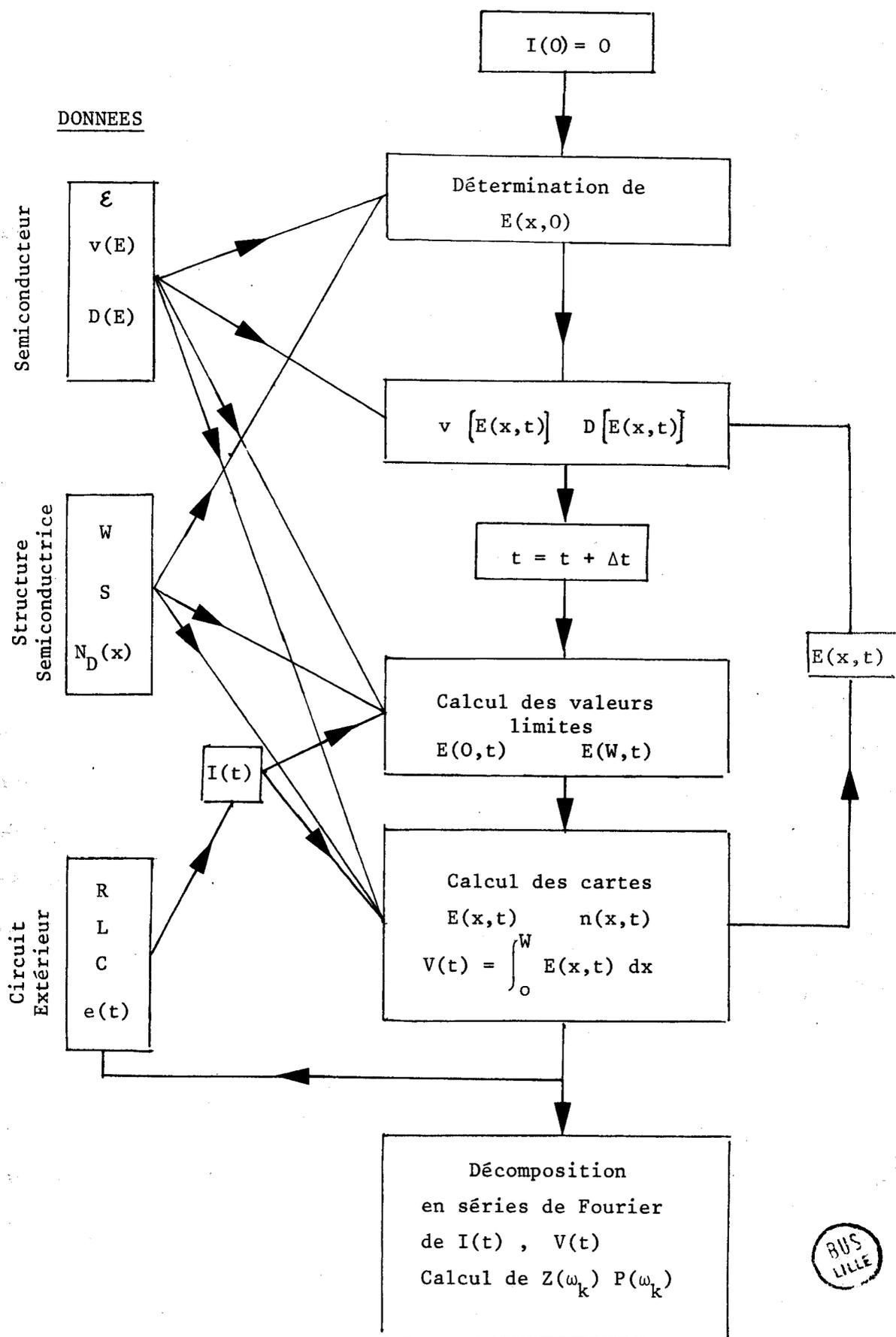


FIGURE 11

permet alors de mettre en évidence le temps de réponse de la structure semi-conductrice à une perturbation quelconque. La représentation des courbes $E(x,t)$ et $n(x,t)$ donne l'évolution temporelle du champ électrique et de la densité des porteurs libres dans l'échantillon semiconducteur.

b) Etude "petit signal" (simulation du comportement en modulateur)

Dans ce cas, la tension délivrée par le générateur est prise de la forme :

$$e(t) = V_0 + \sum_k V_k e^{j(2\pi k F t + \phi_k)} \quad (I.19)$$

avec $V_0 \gg \sum_k V_k$

F : fréquence du fondamental

k : nombre d'harmoniques étudiés

Lorsque le régime transitoire est terminé, c'est-à-dire quand $I(t) = I(t + 1/F)$ et $V(t) = V(t + 1/F)$, la décomposition en série de Fourier du courant et de la tension permet le calcul de l'impédance de l'échantillon à chaque harmonique *. A partir de l'évolution de l'impédance en fonction des différentes valeurs de la composante continue de la tension délivrée par le générateur, on peut déduire les performances théoriques d'un modulateur hyperfréquence réalisé à partir de ce composant.

*

On aurait pu procéder par la décomposition en séries de Fourier de la perturbation obtenue par l'application d'une petite variation de la tension de polarisation.

c) Etude "grand signal" (simulation du comportement en limiteur)

Dans ce cas, la tension délivrée par le générateur est de la forme :

$$e(t) = V_1 e^{j2\pi kF} \quad (I.20)$$

V_1 : amplitude crête de la tension à la fréquence d'étude F .

Le processus de calcul reste le même, mais on obtient l'évolution de l'impédance hyperfréquence de l'échantillon en fonction de la puissance hyperfréquence absorbée. On peut donc en déduire facilement les performances théoriques du fonctionnement de la structure semiconductrice en limiteur hyperfréquence.

II.6. VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE

Notre méthode est donc basée sur la résolution numérique des équations phénoménologiques de l'électrocinétique dans lesquelles nous avons supposé que la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion des charges libres sont des fonctions données et instantanées de l'amplitude du champ électrique. Afin de tester la validité de ces hypothèses, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus à partir d'une approche statistique par la méthode de Monte Carlo développée dans notre laboratoire par ZIMMERMANN [16]. Dans ce but, nous avons choisi une structure en silicium dont les caractéristiques sont simultanément abordables par notre méthode et par la simulation statistique. Elle se caractérise par une longueur totale de 0.8μ , une zone active de 0.5μ , une concentration en atomes d'impuretés $N_D = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ comprise entre deux couches "surdopées" à 10^{17} cm^{-3} . Nous avons représenté figure 12, le champ électrique et la répartition des porteurs libres (lorsque la structure est soumise à une tension de polarisation de 3.9 V) obtenus par les deux méthodes. L'accord est excellent compte tenu du fait que l'imprécision de la méthode statistique peut atteindre quelques pour cent.

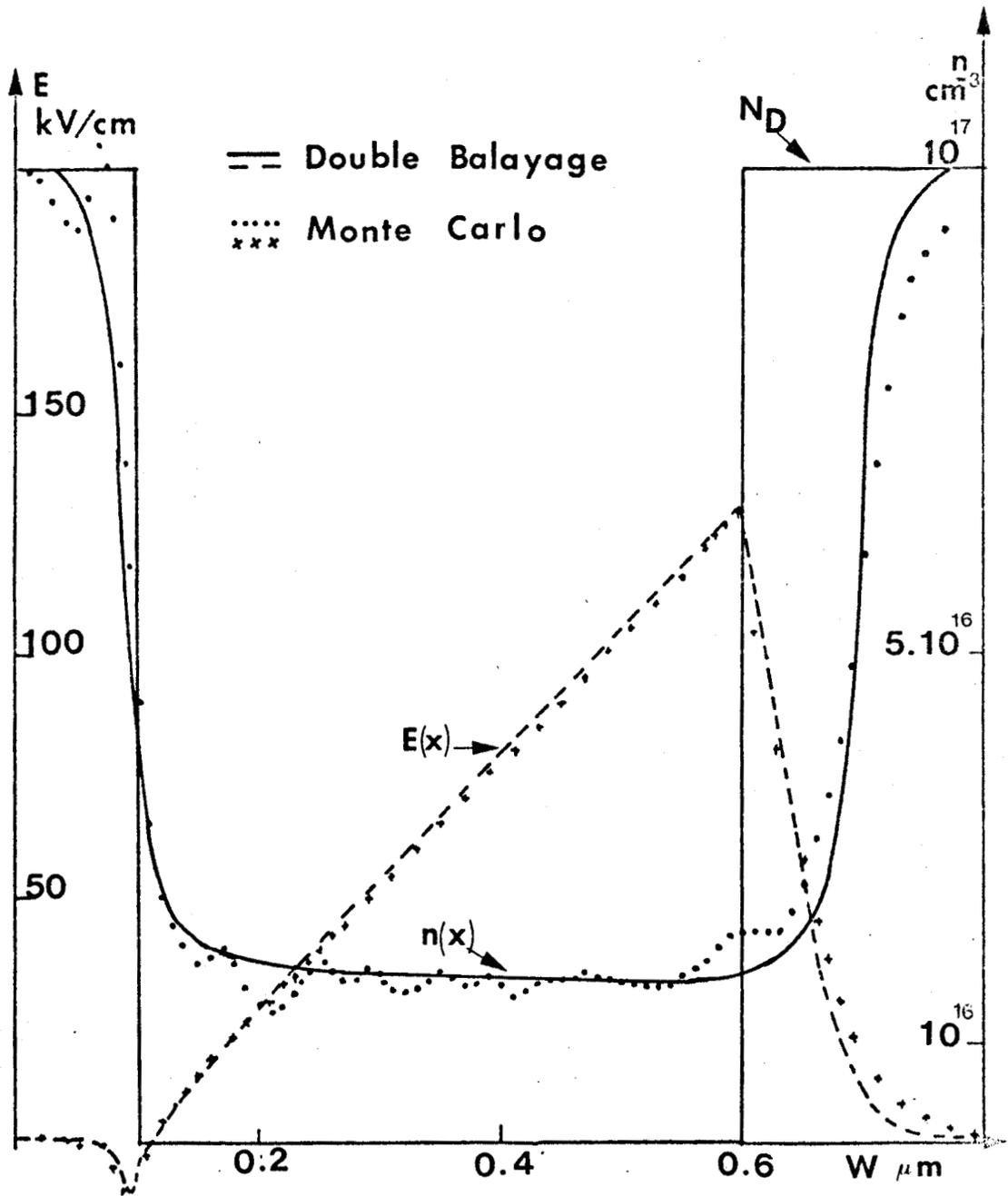


FIGURE 12 Comparaison des répartitions spatiales du champ électrique et de la densité des porteurs libres calculées numériquement par la méthode du double balayage et la méthode de Monte-Carlo. /24/

En conclusion, nous pouvons supposer que la méthode numérique qui vient d'être décrite permet de trouver à chaque instant la configuration du champ électrique et la répartition des porteurs libres dans une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension de polarisation de forme et d'amplitude quelconque. La comparaison avec la méthode de Monte Carlo montre qu'il en restera ainsi quelque soit la structure semiconductrice utilisée pourvu que la zone active soit de dimension supérieure à 0.5μ .

CONCLUSION

Afin d'obtenir des variations importantes et quasi instantanées de la conductance d'une structure semiconductrice unipolaire dans le but de réaliser des modulateurs et des limiteurs hyperfréquences ultra-rapides, il apparaît intéressant d'utiliser le phénomène de variation de mobilité des porteurs libres en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué au semiconducteur. Ce mécanisme ne fait intervenir que des transitions intravallées et intervallées et permet de faire varier la conductance de l'échantillon en des temps très courts : typiquement de l'ordre de la picoseconde.

Sa mise en oeuvre nécessite des structures semiconductrices unipolaires fonctionnant en champ électrique fort mais sans apparition du phénomène d'avalanche. Afin de simuler de façon aussi exacte que possible le fonctionnement de ce nouveau composant, nous avons décrit une méthode de résolution numérique de l'équation de transport phénoménologique. Bien que certaines hypothèses soient nécessaires, (lois $v(E)$ et $D(E)$ instantanées) les résultats obtenus sont en excellent accord avec ceux fournis par une méthode d'approche complètement différente basée sur la méthode statistique de Monte Carlo.

Il reste maintenant à évaluer tant théoriquement qu'expérimentalement les variations d'impédance présentées dans la gamme des hyperfréquences par ces structures semiconductrices unipolaires. Il sera alors possible de concevoir et de réaliser pratiquement des modulateurs et des limiteurs hyperfréquences utilisant ces effets de saturation de la vitesse de dérive des porteurs libres.

CHAPITRE I

PROPRIETES D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$ EN CHAMP STATIQUE FORT

Malgré la simplicité du composant envisagé, l'étude des phénomènes physiques qui s'y produisent va devenir rapidement complexe lorsque la structure semiconductrice sera soumise à une tension continue importante. En effet, si la vitesse d'entraînement des porteurs va rapidement se saturer lorsque le champ électrique va augmenter, l'injection de porteurs excédentaires dans la zone active du semiconducteur va simultanément créer une charge d'espace et en conséquence, une non uniformité du champ électrique. Enfin, sous l'action du champ hyperfréquence, des porteurs vont être injectés périodiquement et en se propageant vont créer des effets dépendant directement de leur temps de transit. Afin de bien mettre en évidence la contribution de ces différents phénomènes sur l'admittance présentée par l'échantillon, nous allons successivement étudier les effets liés à la saturation de la vitesse, puis à la charge d'espace et enfin, à l'injection et au temps de transit des porteurs.

Nous adopterons ainsi progressivement des hypothèses de moins en moins restrictives et cette étude commencée de façon analytique, se terminera de façon numérique lorsque les difficultés de calcul deviendront trop importantes. Enfin, nous comparerons avec la théorie des résultats expérimentaux obtenus sur des structures réalisées par notre laboratoire et par la firme L.T.T. (c.f. annexe)

I.1. ÉTUDE ANALYTIQUE

I.1.1. EFFET DE LA SATURATION DE LA VITESSE

Pour bien mettre en évidence l'évolution de la conductance en fonction de la tension appliquée, l'hypothèse la plus simple est d'admettre que le champ électrique est constant, quelque soit l'amplitude de la tension appliquée, et, qu'il est nul dans les zones N^+ (supposées dans un premier temps infiniment dopées avec des transitions $N^+ N$ parfaitement abruptes).

Dans ces conditions, le nombre de porteurs mobiles par unité de volume est égal à la concentration en atomes d'impuretés N_D supposée constante et, le courant traversant un échantillon de surface S soumis à une tension V s'exprime par la relation :

$$I = q \cdot N_D \cdot S \cdot v(V/L) \quad (II.1)$$

où L est la longueur de la zone active.

Le rapport des valeurs maximale et minimale de la conductance présentées par la structure ne dépend ainsi que de la caractéristique $v(E)$: vitesse d'entraînement des charges libres en fonction de l'amplitude du champ électrique. Dans cette étude simplifiée, nous supposerons que :

$$v(E) = \frac{\mu E}{1 + |E/E_c|} \quad (II.2)$$

μ : mobilité des charges en champ électrique faible

E_c : champ "critique" tel que $v_s = \mu \cdot E_c$

v_s : vitesse limite des porteurs

Cette expression est assez bien vérifiée dans le cas du germanium et du silicium, mais elle constitue évidemment une approximation beaucoup plus importante dans le cas des semiconducteurs présentant une mobilité différentielle négative tels que l'arséniure de gallium.

A partir des expressions II.1 et II.2, on en déduit facilement la relation courant tension :

$$I = I_s \frac{V/V_c}{1 + |V/V_c|} \quad (\text{II.3})$$

avec $I_s = S \cdot q \cdot N_D \cdot v_s$

V_c : tension "critique" telle que $V_c = E_c \cdot L$

Le rapport conductance différentielle à champ faible ou nul :

$g_M = q \cdot N_D \cdot \mu \cdot S/L$ sur la conductance différentielle à champ fort : $g(V)$ s'obtient immédiatement à partir de la relation (II.3)

$$\frac{g_M}{g(V)} = (1 + |V/V_c|)^2 \quad (\text{II.4})$$

En parallèle sur cette conductance, il existe toujours une capacité liée au courant de déplacement que nous supposerons constante dans toute cette étude analytique. La relation précédente permet d'évaluer le contraste maximum qui sera obtenu lorsque la tension appliquée à la structure semiconductrice sera voisine de la tension d'avalanche (cf. tableau II) et le champ égal à E_{MAX} . La puissance de commande pour obtenir cette variation maximale est alors exprimée par la relation suivante :

$$P_{max} = S \cdot q \cdot N_D \cdot L \cdot v_s \cdot E_{MAX} \quad (\text{II.5a})$$

Quelques valeurs numériques obtenues à partir des relations précédentes et compte tenu des grandeurs caractéristiques des semiconducteurs les plus usuels sont reportées dans le tableau III.

	v_s	μ_o	E_c	E_{MAX}	$\frac{g_M}{g_m}$	P_C^*
Semiconducteurs	cm/s	cm ² /V/s	kV/cm	kV/cm	-	W
Ge	$0.5 \cdot 10^7$	$3.5 \cdot 10^3$	1.43	80	3.000	0.6
Si	$1.0 \cdot 10^7$	$1.45 \cdot 10^3$	6.9	120	300	1.9
GaAs	$0.8 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^3$	1.6	200	15.000	2.5
InP	$0.6 \cdot 10^7$	$4.3 \cdot 10^3$	1.4	210	22.500	2.0
$Ga_x In_{1-x} Sb$	$0.8 \cdot 10^7$	$14 \cdot 10^3$	0.57	100	30.000	1.3

* La puissance de commande est calculée pour un échantillon où $S \cdot N_D \cdot L = 10^7$

TABLEAU III

A la lumière de ces résultats, quelques remarques peuvent être effectuées :

- d'une part, la puissance de commande est proportionnelle au produit $S \cdot N_D \cdot L$ de la structure
- d'autre part, les semiconducteurs présentant un champ critique et une vitesse limite de faibles valeurs s'avèrent les plus séduisants à utiliser. En effet, à rapports g_M/g donnés identiques, ce sont eux qui requièrent la puissance de commande la plus faible puisque celle-ci peut s'exprimer par la relation suivante :

$$P_{MAX} = S \cdot q \cdot N_D \cdot L \cdot v_s \cdot E_c \left(\sqrt{\frac{g_M}{g}} - 1 \right) \quad (II.5b)$$

I.1.2. Effets de la charge d'espace

L'étude précédente est très simplifiée car elle ne tient aucun compte de la charge d'espace. En effet, à la cathode le champ électrique passe d'une valeur nulle dans la zone N^+ à une valeur élevée dans la zone N et d'après la loi de Poisson, la concentration en porteurs libres doit obligatoirement être supérieure à N_D . Des charges électriques excédentaires vont donc apparaître dans la zone active et le champ électrique ne sera plus constant, nous nous proposons donc d'étudier l'influence de ce phénomène sur les valeurs de la conductance de l'échantillon.

Montrons tout d'abord que contrairement à ce que prévoit la relation (II.1) il est possible d'avoir un courant I supérieur à I_s ; il suffit pour cela que le champ électrique soit suffisamment élevé afin que la vitesse limite soit atteinte dans toute la zone active. On a alors :

$$I = q \cdot S \cdot n \cdot v_s \quad (\text{II.6})$$

n : concentration en porteurs libres

Dans le cas où le courant I est supérieur à I_s , n est supérieur à N_D et égal à une constante dans toute la zone active du semiconducteur. D'après la loi de Poisson, le champ électrique croît alors linéairement de la cathode à l'anode et une intégration simple montre que si $V \gg V_c$:

$$I - I_s = g_c \cdot V \quad (\text{II.7})$$

où g_c la conductance différentielle de charge d'espace s'exprime par :

$$g_c = 2 \cdot \epsilon \cdot S \cdot v_s / L^2 \quad (\text{II.8})$$

(ϵ est la permittivité du semiconducteur utilisé).

La relation (II.7) n'est évidemment valable que pour des tensions très élevées et constitue en réalité la limite asymptotique de la caractéristique $I(V)$ (figure 13). Une expression approchée plus réaliste peut être obtenue à partir des relations (II.3) et (II.7), elle est de la forme :

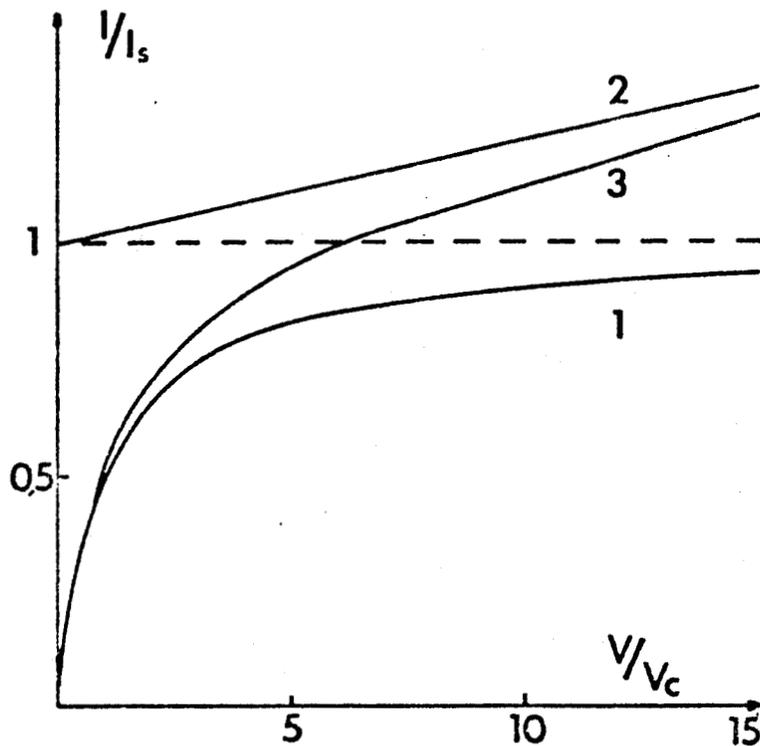
$$I \approx I_s \frac{V/V_c}{1 + |V/V_c|} + g_c V \quad (II.9)$$

Les valeurs de la conductance dynamique présentée par l'échantillon se déduisent par simple dérivation de la relation (II.9) :

$$\frac{g_M}{g(V)} \approx \left[\frac{1}{(1 + |V/V_c|)^2} + \frac{2 \epsilon v_s^2}{q \mu \cdot N_D L} \right]^{-1} \quad (II.10)$$

La variation maximale de la conductance ($V \gg V_c$) est donc donnée par :

$$\frac{g_M}{g} = \frac{g_M}{g_c} = \frac{q \cdot \mu \cdot N_D \cdot L}{2 \cdot \epsilon \cdot v_s} = \frac{t_T}{2 \cdot \rho \cdot \epsilon} = \frac{t_T}{2 \cdot \tau} \quad (II.11)$$



ρ : résistivité du semi-conducteur considéré

$t_T = L/v_s$: temps de transit des porteurs dans la zone active

τ : temps de relaxation du semiconducteur

On remarque que l'effet de la charge d'espace est d'autant plus faible que la mobilité du semiconducteur est élevée, la vitesse limite est de faible valeur et le produit $N_D \cdot L$

FIGURE 13 Caractéristiques courant-tension normalisées.

- 1 - effet de la limitation de vitesse : relation (2 - 6)
- 2 - effet de la charge d'espace : relation (2 - 7)
- 3 - loi approchée : relation (2 - 8)

est important. Cependant la puissance de commande est directement proportionnelle à ce terme et une solution optimale dépendant des performances recherchées devra être trouvée. A titre d'exemple, dans le cas où la contribution des effets de saturation de la vitesse ont la même importance que les effets de la charge d'espace, nous donnons dans le tableau IV la valeur du produit $N_D \cdot L$, le champ électrique moyen $E = V/L$ et la puissance de commande pour obtenir $g_M/g(V) = 100$.

	ϵ_r	E	$N_D L$	P^*
		kV/cm	cm^{-2}	W
Ge	16.3	18.8	$5.15 \cdot 10^{12}$	0.8
Si	11.7	90.7	$1.79 \cdot 10^{13}$	27.7
GaAs	12	21.0	$4.25 \cdot 10^{12}$	1.2
InP	12.3	18.4	$3.80 \cdot 10^{12}$	0.7
$\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{Sb}$	15	7.5	$1.9 \cdot 10^{12}$	0.2

* La puissance de commande est calculée pour $S = 10^{-5} \text{ cm}^2$

TABLEAU IV

I.1.3. Effets du temps de transit

Toutes les propriétés précédentes sont valables à des fréquences suffisamment faibles pour que l'influence du temps de transit soit négligeable, c'est-à-dire pour des angles de transit $\theta = 2\pi L.F/v_s \ll 1$. Nous allons maintenant nous placer dans le cas où les angles de transit deviennent importants. L'expression de l'admittance en régime linéaire est très classique [25, 26] et elle peut se mettre, moyennant quelques simplifications que nous allons préciser, sous la forme très générale :

$$Y(\omega) = Y_{\text{nat}} \left[1 - I^* \frac{e^{\gamma L} - 1}{\gamma L} \right]^{-1} = g + jb \quad (\text{II.12})$$

Dans cette expression : $Y_{\text{nat}} = \frac{S(\sigma_d + j\omega\epsilon)}{L}$ avec $\sigma_d = q.n.\mu_d$ représente, compte tenu du courant de déplacement l'admittance présentée par l'échantillon semi-conducteur lorsque les effets de temps de transit sont négligeables. La grandeur $I^* = \frac{\sigma_i - \sigma_d}{\sigma_i + j\omega\epsilon}$ caractérise les propriétés de la zone injectante. Elle dépend de σ_i : la conductivité d'injection définie à partir des relations existant à l'origine (c'est-à-dire à la cathode) entre le champ électrique et le courant hyperfréquence :

$$\tilde{j} = \tilde{e}(0) (\sigma_i + j\omega\epsilon) \quad (\text{II.13})$$

L'origine est généralement choisie de façon que le champ continu y soit nul et la conductivité d'injection peut, en première approximation, être prise égale à l'infini. Enfin, la constante de propagation de la charge d'espace est donnée par :

$$\gamma = \frac{v}{2D} - \frac{v}{2D} \sqrt{1 + \frac{4D}{v^2} \frac{(\sigma_d + j\omega\epsilon)}{\epsilon}} \quad (\text{II.14})$$

où D est le coefficient de diffusion des porteurs dans le semiconducteur et il est important de préciser que la relation (II.12) est obtenue en supposant

γ indépendant de x dans la zone active de la structure.

Pour des champs électriques importants, les porteurs se déplacent à une vitesse voisine de la vitesse limite ($\sigma_d \rightarrow 0$) et le coefficient de diffusion diminue. En conséquence, la constante de propagation peut alors s'obtenir avec une bonne précision en utilisant un développement limité au second ordre soit :

$$\gamma = \frac{\sigma_d}{\epsilon v} + \frac{D}{\epsilon^2 v^3} \left(\sigma_d^2 - \omega^2 \epsilon^2 \right) - j \frac{\omega}{v} \quad (\text{II.15})$$

Les relations (II.12) et (II.15) permettent le calcul de la conductance présentée par l'échantillon et l'interprétation des résultats peut se faire commodément en introduisant une fonction $f(\theta)$ définie par la relation :

$$g = g_c \cdot f(\theta) \quad (\text{II.16})$$

Les variations de $f(\theta)$ sont représentées figure 14 pour différentes valeurs de la conductivité différentielle σ_d et du coefficient de diffusion D . On remarque que dans le cas où ces deux paramètres tendent vers zéro la fonction $f(\theta)$ s'annule pour des valeurs de l'angle de transit multiples de 2π et les effets de la charge d'espace peuvent être ainsi éliminés par les effets de temps de transit. Lorsque le champ électrique est plus faible ($v < v_s \rightarrow \sigma_d \neq 0$) ou lorsque le phénomène de diffusion ne peut pas être négligé, la constante de propagation présente une partie réelle négative ; les effets liés au temps de transit sont alors atténués (figure 14, courbe 2 et 3) et il n'est plus possible d'obtenir des conductances notablement inférieures à g_c . C'est en particulier le cas aux fréquences élevées lorsque le coefficient de diffusion n'est pas négligeable (courbe 3 de la figure 14).

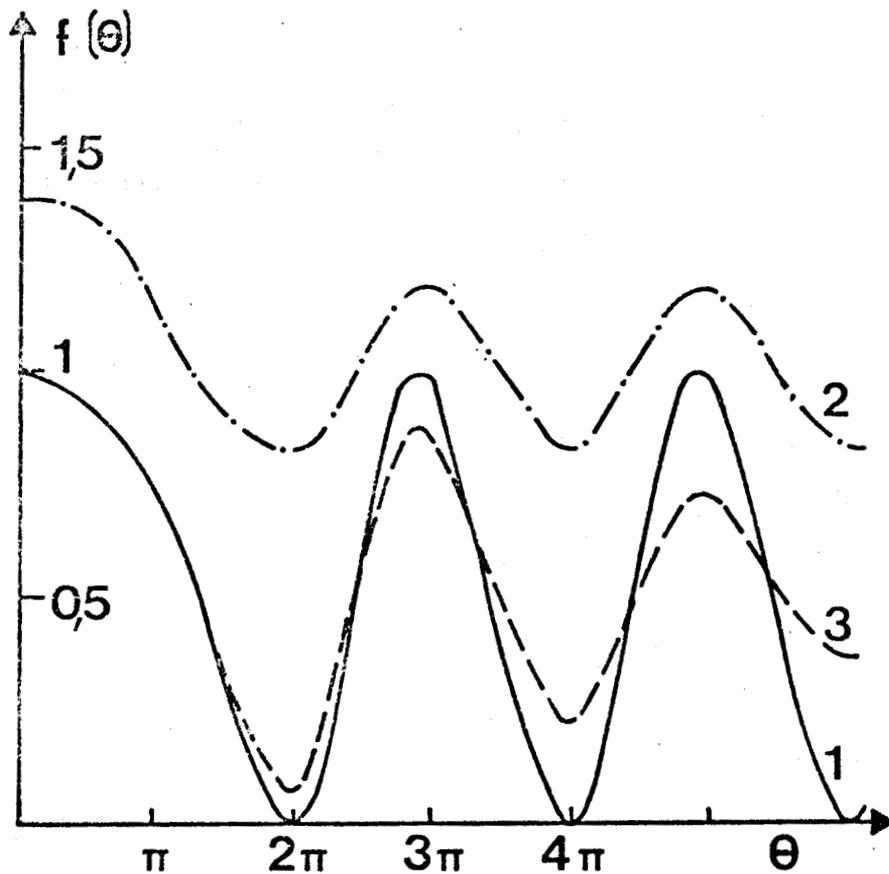


FIGURE 14 Evolution du facteur de transport en fonction de l'angle de transit.

(1) : $\sigma_d = 0, D = 0$ (2) : $\sigma_d \neq 0, D = 0$ (3) : $\sigma_d = 0, D = 35 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$

En résumé, les résultats qualitatifs obtenus à partir de l'étude analytique précédente montrent que pour obtenir un contraste de conductance important, il faut :

- soit choisir des structures semiconductrices caractérisées par un produit $N_D \cdot L$ important ; les effets de charge d'espace sont alors minimisés mais les puissances de commande deviennent importantes
- soit, dans le domaine des hyperfréquences, opérer à des fréquences telles que les angles de transit soient voisins de 2π . Dans ce cas, les effets de charge d'espace sont atténués par les effets de temps de transit

I.1.4. Influence de la température

Les variations des propriétés électriques d'une structure semi-conductrice $N^+ N N^+$ sont en première approximation gouvernées par l'évolution en fonction de la température de deux paramètres fondamentaux : la mobilité en champ faible $\mu(T)$ et la vitesse limite $v_s(T)$.

En négligeant la diffusion et le temps de transit et compte tenu des relations (II.9, II.10, II.16) déduites de l'étude analytique, nous pouvons mettre en évidence l'influence d'une température de fonctionnement différente sur le comportement de l'échantillon. A titre d'exemple, nous représentons Figure 15 les caractéristiques courant-tension d'une structure en silicium à

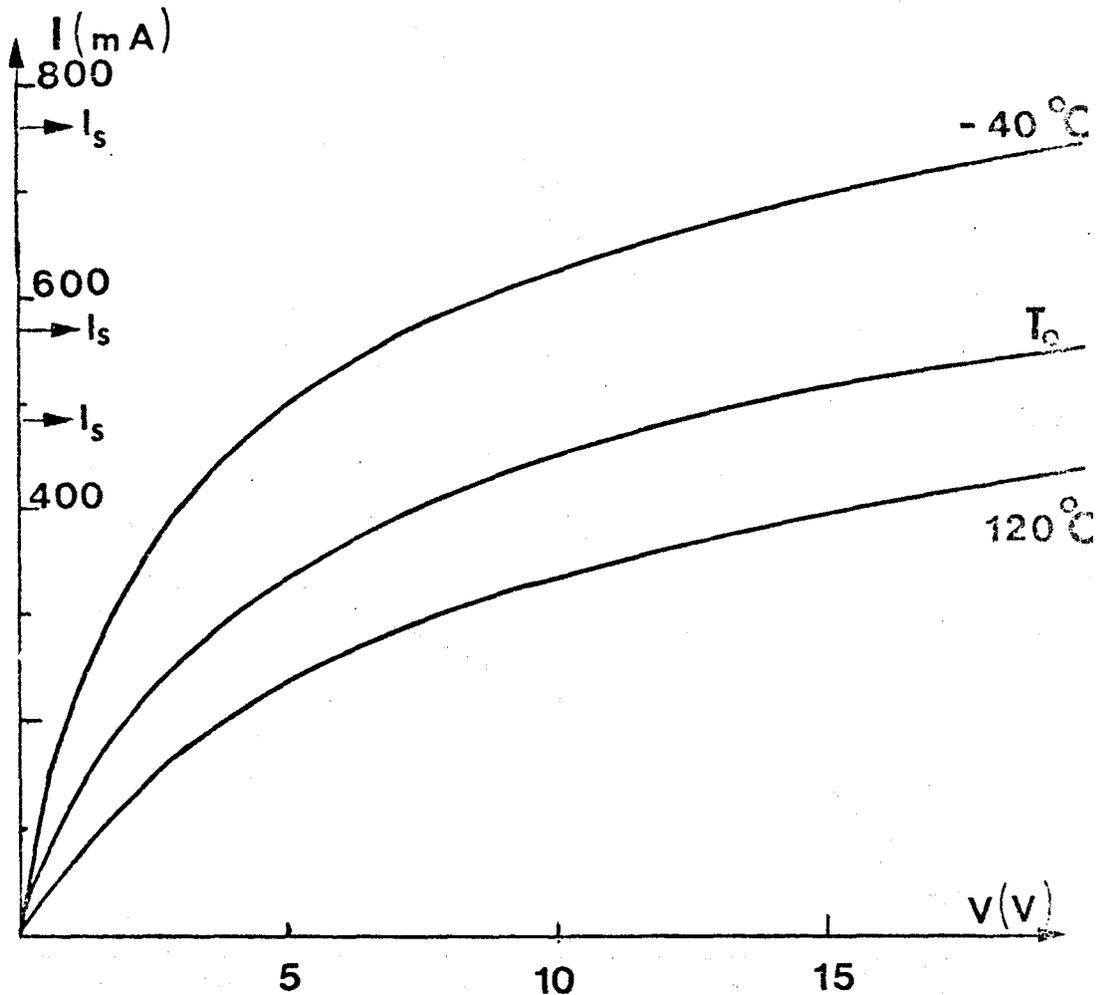


FIGURE 15 Caractéristiques courant-tension à différentes températures pour une structure en silicium de 5 μm de longueur et de résistivité 0.68 Ωcm .

trois températures différentes : -40°C , 20°C , 120°C . L'expression analytique de la conductance différentielle (relation II.10) nous permet de tracer l'évolution du rapport g_M/g pour ces mêmes températures (figure 16). Il apparaît qu'une augmentation de la température de fonctionnement entraîne à tension de polarisation constante une diminution du contraste de conductance et en conséquence, une détérioration des performances du composant.

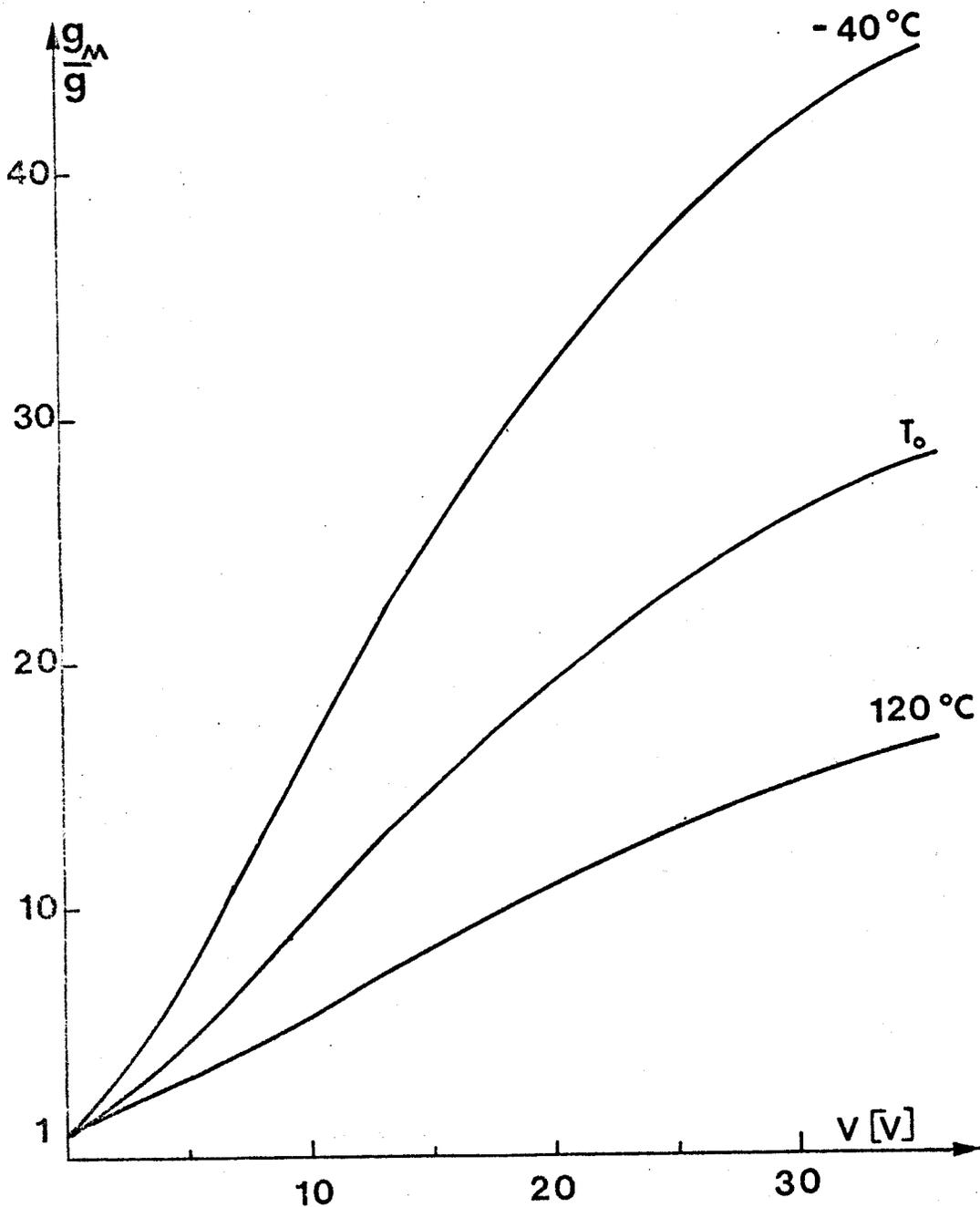


FIGURE 16 Evolution de la conductance hyperfréquence en fonction de la tension de polarisation pour une structure silicium de 5 μm de longueur et de résistivité 0.68 Ωcm

I.1.5. Conclusions de l'étude analytique

En conclusion, cette étude analytique simple nous a permis de mettre en évidence tous les mécanismes intervenant dans le fonctionnement d'une structure $N^+ N N^+$ soumise à une tension de polarisation statique forte. En premier lieu, l'effet de la variation de la mobilité des porteurs libres en fonction du champ électrique permet de faire varier la conductance de l'échantillon de sa valeur initiale : g_M à une valeur théoriquement nulle. En second lieu, la formation d'une charge d'espace limite l'évolution de la conductance différentielle à une valeur minimale : la conductance de charge d'espace g_C . Enfin, dans la gamme des hyperfréquences, l'effet du temps de transit des porteurs libres dans la zone active minimise l'effet de la charge d'espace et permet un contraste maximum de conductance pour des angles de transit multiples de 2π . A partir de ces notions, nous avons mis en évidence que les semiconducteurs présentant une grande mobilité et une vitesse de saturation très faible sont les plus performants *. Ensuite, il a été possible d'étudier les effets d'un fonctionnement à différentes températures.

Cependant, les simplifications requises par l'approche analytique du problème n'ont pas permis de tenir compte :

- des lois $v(E)$ non monotones dans le cas des semiconducteurs binaires et ternaires
- de la variation du coefficient de diffusion $D(E)$ avec l'amplitude du champ électrique
- des transitions $N^+ N$ et $N N^+$ pratiquement toujours nécessaires pour la réalisation d'un bon contact ohmique

*D'après sa définition : $E_C = v_s / \mu$, le champ critique sera automatiquement faible.

- de la non-uniformité du champ électrique dans la zone active pour l'évaluation des effets de temps de transit

En conséquence, nous allons simuler de façon numérique le comportement de l'échantillon soumis à une polarisation statique forte à l'aide du programme numérique décrit dans la première partie.

I.2. ÉTUDE NUMÉRIQUE

Après avoir mis en évidence de manière analytique les différents mécanismes intervenant dans le fonctionnement d'une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension statique forte ; nous allons évaluer numériquement l'évolution du courant et de l'impédance hyperfréquence en fonction de la tension appliquée et préciser l'influence sur ces résultats des différents paramètres suivants :

- la fréquence d'étude F
- la température de fonctionnement T
- l'existence d'une mobilité différentielle négative ($\mu_d < 0$) dans la caractéristique $v(E)$

I.2.1. Propriétés statiques - Impédance hyperfréquence

Nous représentons figure 17, la répartition des porteurs libres dans la zone active d'un échantillon en silicium "N" caractérisé par une résistivité $\rho_N = 1.6\Omega \text{ cm}$, une longueur totale $W = 12 \mu\text{m}$ et une zone active d'environ $10 \mu\text{m}$. On remarque que pour les tensions appliquées les plus élevées, la concentration en porteurs libres est supérieure à la concentration en atomes d'impuretés ($n(x) > N_D(x)$), il y a donc apparition d'une charge d'espace. En conséquence, dans ces conditions, le champ électrique dans la zone active de la structure est loin d'être uniforme comme le montre la figure 18.

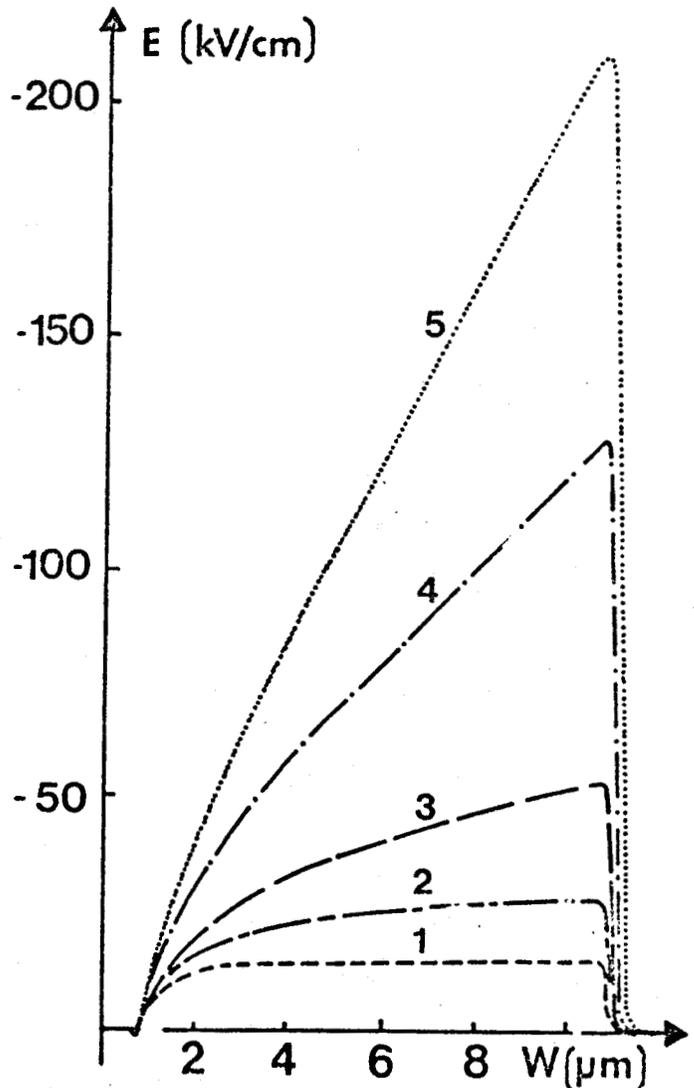
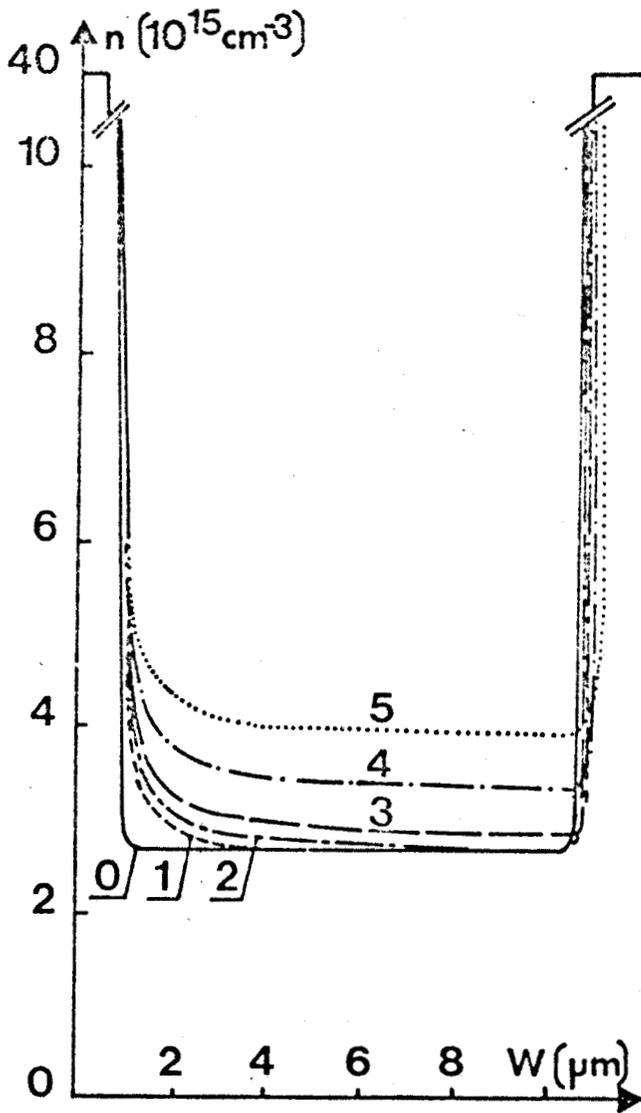


FIGURE 17 Répartition des porteurs libres FIGURE 18 Carte de champ électrique.

Structure silicium, $10 \mu\text{m}$, résistivité : $1.6 \Omega \cdot \text{cm}$

(1) : $V = 14.7\text{V}$ (2) : $V = 24.3\text{V}$ (3) : $V = 39.1\text{V}$ (4) : $V = 78.7\text{V}$ (5) : $V = 125\text{V}$

La caractéristique courant-tension représentée figure 19 montre qu'il n'y a pas de saturation du courant, mais elle tend asymptotiquement vers une droite dont la pente est la conductance différentielle de charge d'espace prévue analytiquement (relation II-8).



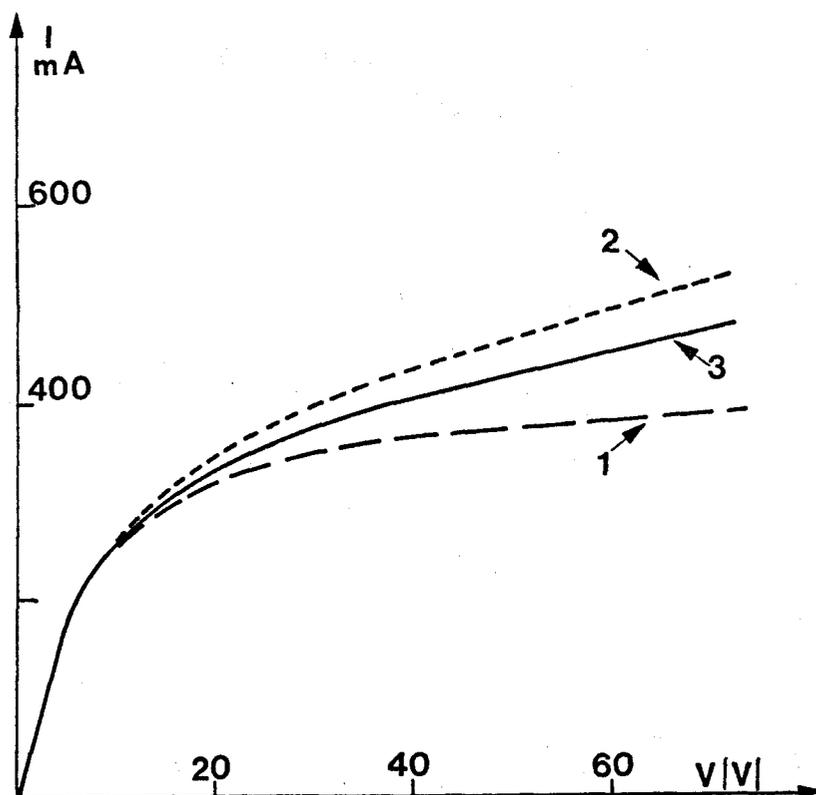


FIGURE 19 Caractéristiques courant-tension.

Structure silicium, 10 μm , résistivité : 1.6 $\Omega\cdot\text{cm}$

1 - analytique : effet de la limitation de la vitesse (relation 2.3)

2 - analytique : effet de la limitation de la vitesse et de la charge
d'espace (relation 2.9)

3 - caractéristique $I(V)$ numérique.

L'évolution de la conductance hyperfréquence de cette structure à 10 GHz en fonction de la tension de polarisation (figure 20) comparée aux résultats analytiques (relations II-4, II-10) fait apparaître que dans ce cas particulier, il est possible d'obtenir un contraste de conductance supérieur au rapport g_M/g_C , ceci est dû à l'influence des phénomènes de temps de transit.

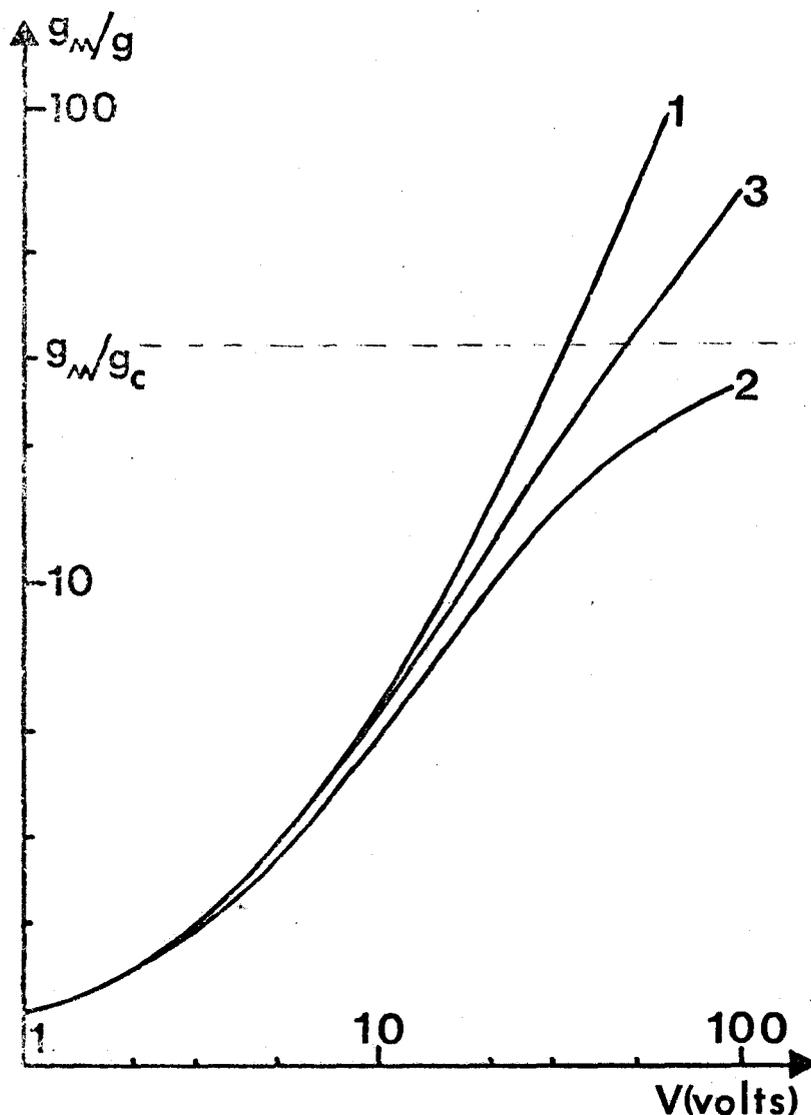


FIGURE 20 Evolution de la conductance hyperfréquence ($F = 10$ GHz) en fonction de la tension de polarisation.

- 1 - analytique : effet de la limitation de la vitesse (relation 2.4)
- 2 - analytique : effet de la limitation de la vitesse et de la charge d'espace (relation 2.10)
- 3 - numérique.

I.2.2. Influence de la fréquence

Afin de préciser l'influence de la fréquence, nous avons étudié une structure en silicium "N" d'environ $5.5 \mu\text{m}$ de longueur de zone active de résistivité 0.68 cm dans une gamme de fréquence comprise entre 8 GHz et 60 GHz. Les variations de la conductance et de la capacité de la structure pour différentes tensions de polarisation sont respectivement illustrées sur les figures 21 et 22.

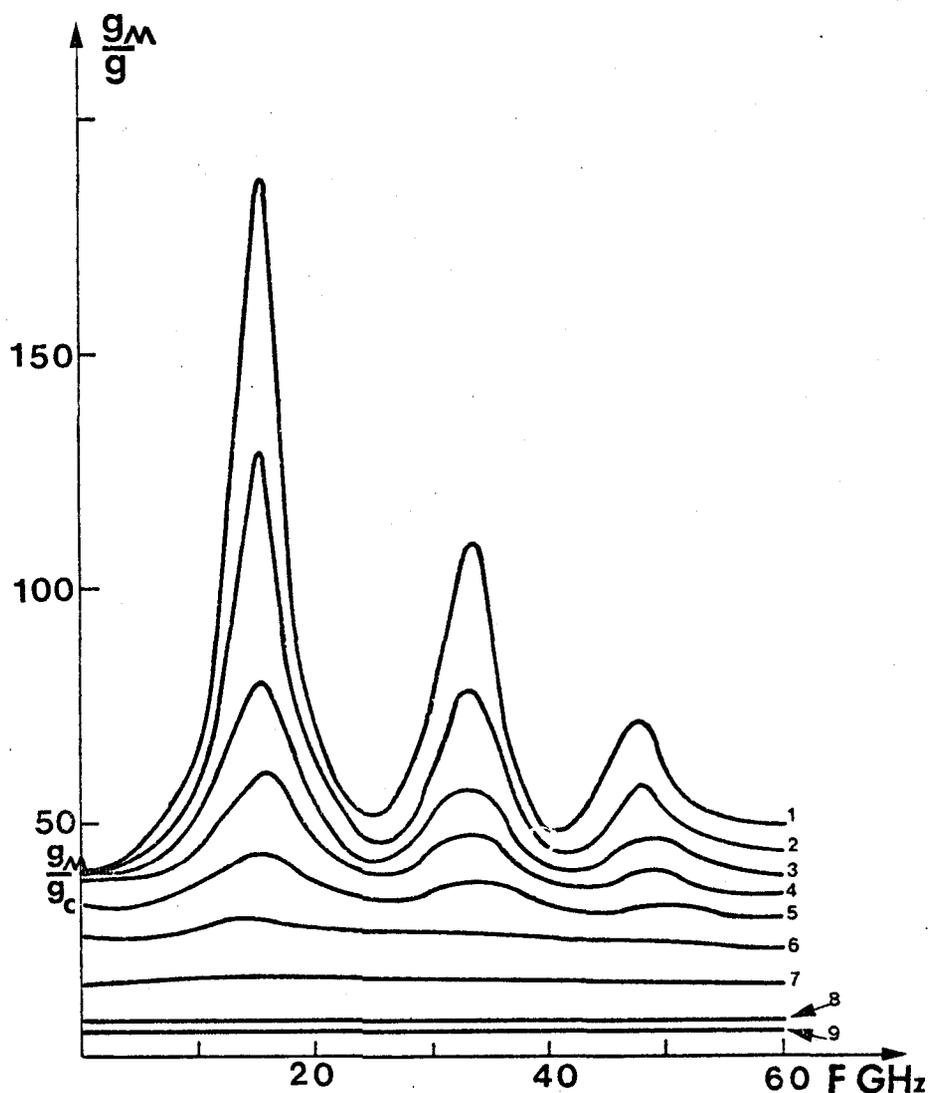


FIGURE 21 Evolution de la conductance en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisation.

Structure silicium 5.5 μm , résistivité 0.68 $\Omega\cdot\text{cm}$

- 1 - $V = 83 \text{ V}$, 2 - $V = 66 \text{ V}$, 3 - $V = 49 \text{ V}$, 4 - $V = 40 \text{ V}$, 5 - $V = 32 \text{ V}$
6 - $V = 24.3 \text{ V}$, 7 - $V = 16.6 \text{ V}$, 8 - $V = 9.8 \text{ V}$, 9 - $V = 7.0 \text{ V}$

Toutes les conclusions de l'étude analytique se trouvent vérifiées, en particulier, les effets de temps de transit permettent d'obtenir des conductances notablement inférieures à la conductance différentielle de charge d'espace g_c , ceci tant que la tension de polarisation est suffisante pour que les porteurs soient à la vitesse limite dans toute la zone active et pour des fréquences telles que l'influence du coefficient de diffusion soit négligeable.

On peut aussi remarquer sur la figure 22 que la capacité de la structure varie dans des proportions beaucoup plus faibles que la conductance et, en particulier, sa valeur à une fréquence déterminée, reste sensiblement la même dans toute la gamme de tension de polarisation que peut supporter le composant. Cette dernière remarque est importante pour les applications éventuelles car il sera possible d'éliminer de l'admittance de l'échantillon la contribution de la capacité par un accord et de ce fait relier les propriétés hyperfréquences de la structure semiconductrice (coefficient de réflexion, atténuation etc...) à l'évolution de sa conductance.

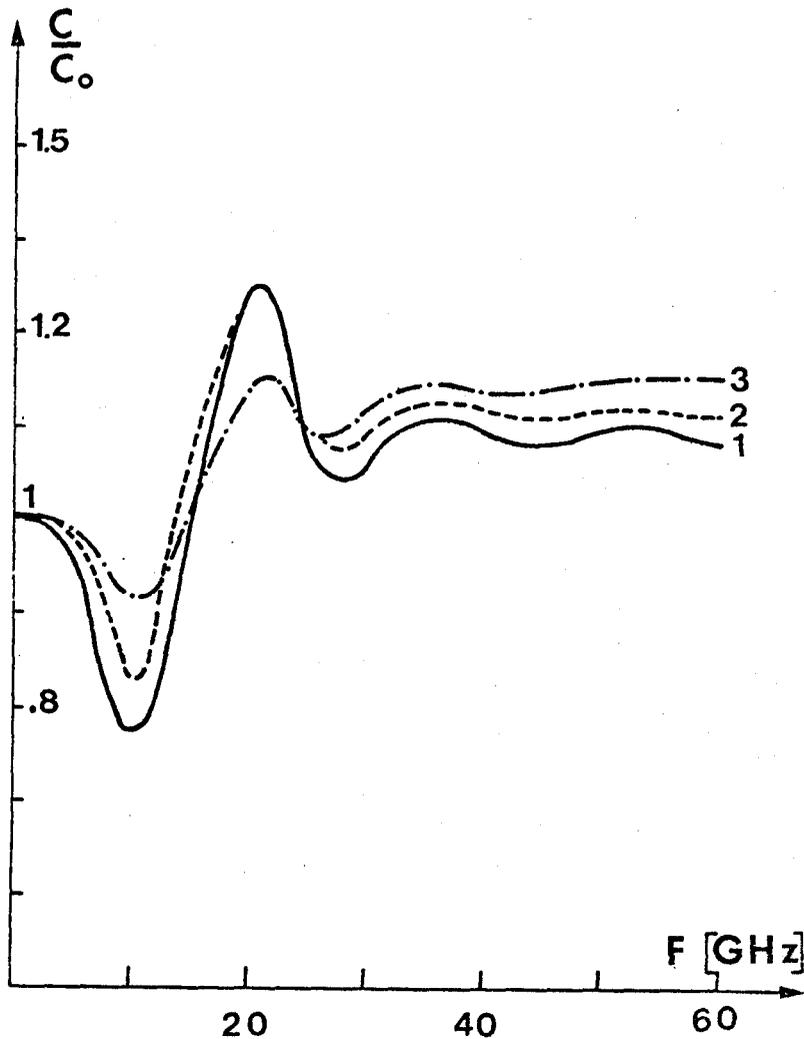


FIGURE 22 Evolution de la capacité de l'échantillon en fonction de la fréquence pour différentes tensions de polarisation.

1 - $V = 83$ V, 2 - $V = 49$ V, 3 - $V = 9.8$ V

En conclusion, dans la gamme des hyperfréquences, une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension continue forte peut donc se schématiser par une conductance qui, particulièrement pour des angles de transit bien choisis, diminue considérablement en fonction de l'amplitude de la tension appliquée et qui est placée en parallèle sur une capacité de valeur pratiquement constante.

I.2.3. Influence de la température

Afin de préciser l'influence de la température de fonctionnement de l'échantillon semiconducteur sur ses propriétés, nous envisageons la même structure de silicium que dans le paragraphe précédent. Nous avons représenté à trois températures (-40°C , 20°C , 100°C) choisies arbitrairement, la forme des caractéristiques courant-tension (figure 23) ainsi que le

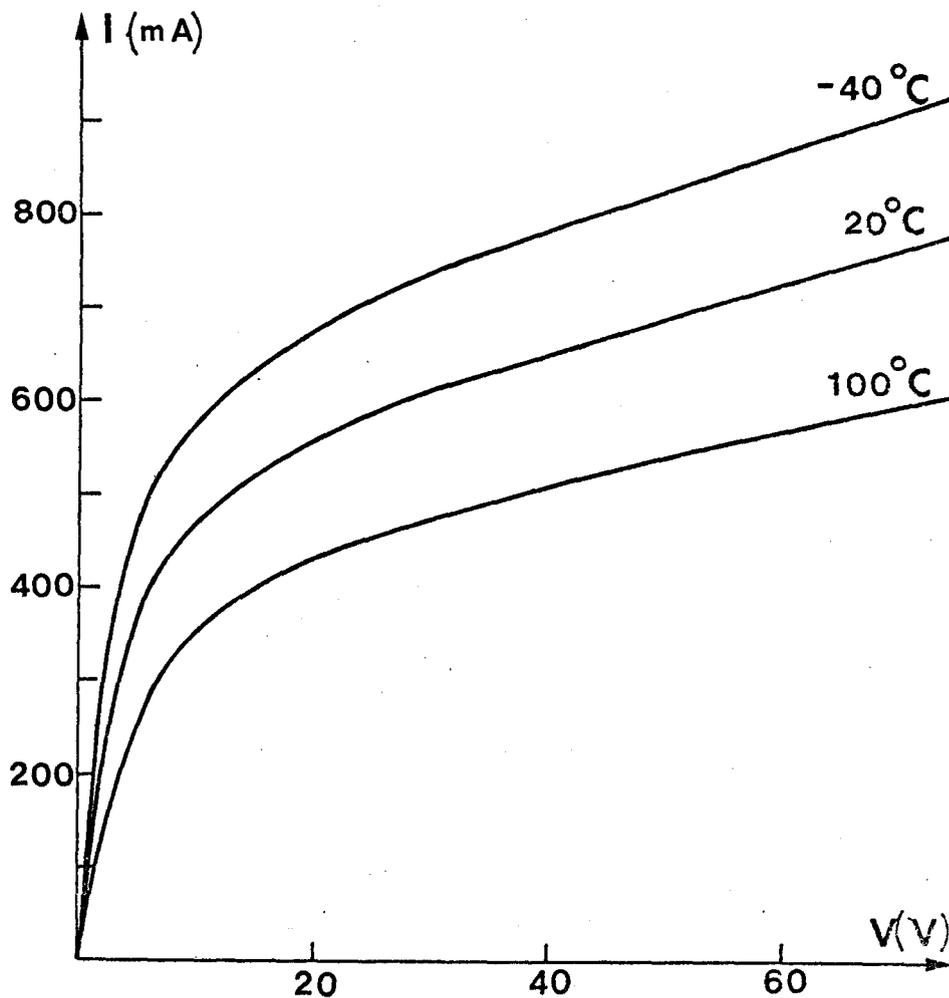


FIGURE 23 Caractéristiques courant-tension à différentes températures.

Structure silicium, $5.5 \mu\text{m}$, résistivité : $0.68 \Omega\text{cm}$

rapport g_M^*/g en fonction de la fréquence pour la même tension de polarisation (figure 24).

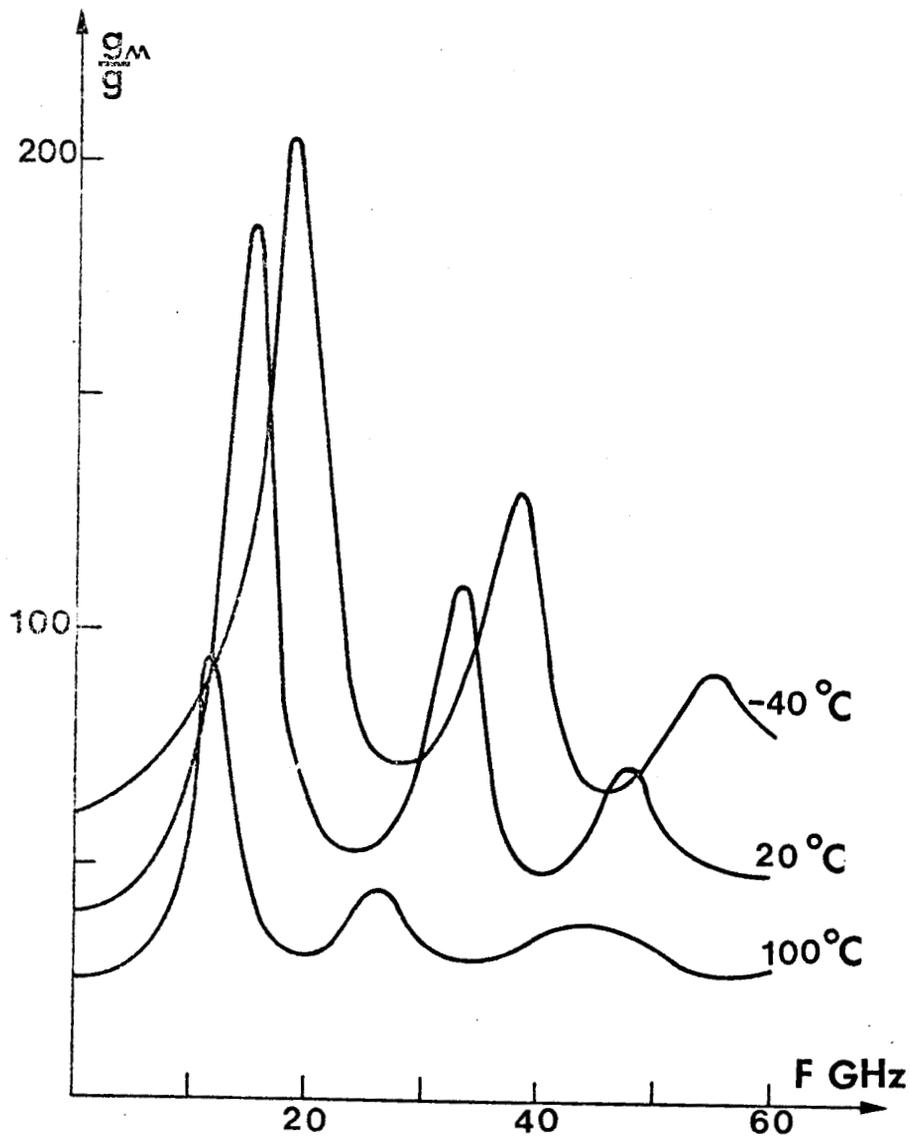


FIGURE 24 Evolution de la conductance en fonction de la fréquence à différentes températures pour la même tension de polarisation: $V = 83V$
Structure silicium, $5.5 \mu\text{m}$, résistivité : $0.68 \Omega\text{cm}$

Les résultats les plus remarquables quand la température de fonctionnement augmente sont les suivants :



*Rappelons que dans ce cas nous avons $g_M(T) = q N_D \mu(T) S/L$

- la diminution du rapport g_M/g_C comme le montrent les valeurs suivantes

T(°C)	-40	20	100
g_M/g_C	61	40	26

- la diminution de l'influence de l'effet de temps de transit et la variation de la fréquence pour laquelle elle est optimale.

T(°C)	- 40	+ 20	+ 100
F(GHz)	18.0	14.7	11.6
$\left(\frac{g_M}{g}\right)_{MAX}$	205	185	95

Toutes ces remarques montrent que le contraste de conductance obtenu pour une tension de polarisation donnée dépend assez fortement de la température de la structure. Il faut noter cependant, que les conclusions précédentes sont valables pour un fonctionnement isotherme, c'est-à-dire lorsque la température du composant est la même avec ou sans tension de polarisation. Généralement, il n'en est pas ainsi et au cours de la conception de modulateurs hyperfréquences, il faudra tenir compte des problèmes d'évacuation thermique étant donné les densités de flux de chaleur dissipées au cours du fonctionnement. Par ailleurs, nous verrons dans le chapitre suivant que la tension maximale de fonctionnement dépend elle aussi de la température ; elle décroît pour les basses températures.

I.2.4. Influence d'une mobilité différentielle négative

L'une des hypothèses fondamentales de l'étude analytique précédente repose sur le choix de la caractéristique $v(E)$. La forme choisie (relation (II.2)) ne permet pas de tenir compte de la mobilité différentielle négative

intervenant dans les semiconducteurs binaires et ternaires lorsque le champ appliqué est supérieur au champ de seuil. Le comportement hyperfréquence d'un composant constitué d'un tel semiconducteur (GaAs, InP...) compris entre deux contacts ohmiques a déjà été étudié largement et ses propriétés sont bien établies. Cependant, la finalité de la plupart de ces études réside en l'utilisation de cette structure en amplificateur ou en oscillateur hyperfréquence (effet gunn).

Dans notre cas, c'est le régime sans résistance négative qui présente le plus d'intérêt et nous avons simulé numériquement le comportement en fonction de la tension d'une structure en arséniure de gallium de type N dont la zone active de longueur 4,5 μm présente une résistivité de 1,25 Ωcm .

La caractéristique statique $I(V)$ représentée figure 25 fait apparaître une brutale saturation du courant dès que le champ de pic est atteint c'est-à-dire pour une tension de polarisation de l'ordre de 1,7 V dans ce cas précis. Pour des tensions appliquées beaucoup plus importantes la pente de la caractéristique est encore déterminée par la conductance différentielle de charge d'espace ($g_c = 9.10^{-3} \Omega^{-1}$).

L'étude de l'évolution de la conductance hyperfréquence en fonction de la tension de polarisation (figure 26) fait apparaître une décroissance très rapide pour $0,5 < V < 1,75$ V sans pratiquement aucun effet de la fréquence et le contraste de conductance tend vers l'infini puisque g tend vers zéro. Ensuite, lorsque la tension continue à croître, il apparaît des valeurs de conductance négatives et ce n'est que pour des tensions très élevées supérieures à 30V que l'on retrouve des valeurs positives de la conductance. L'évolution des concentrations de porteurs libres et des cartes de champ électriques seront étudiées en détail lors de la simulation du régime transitoire.

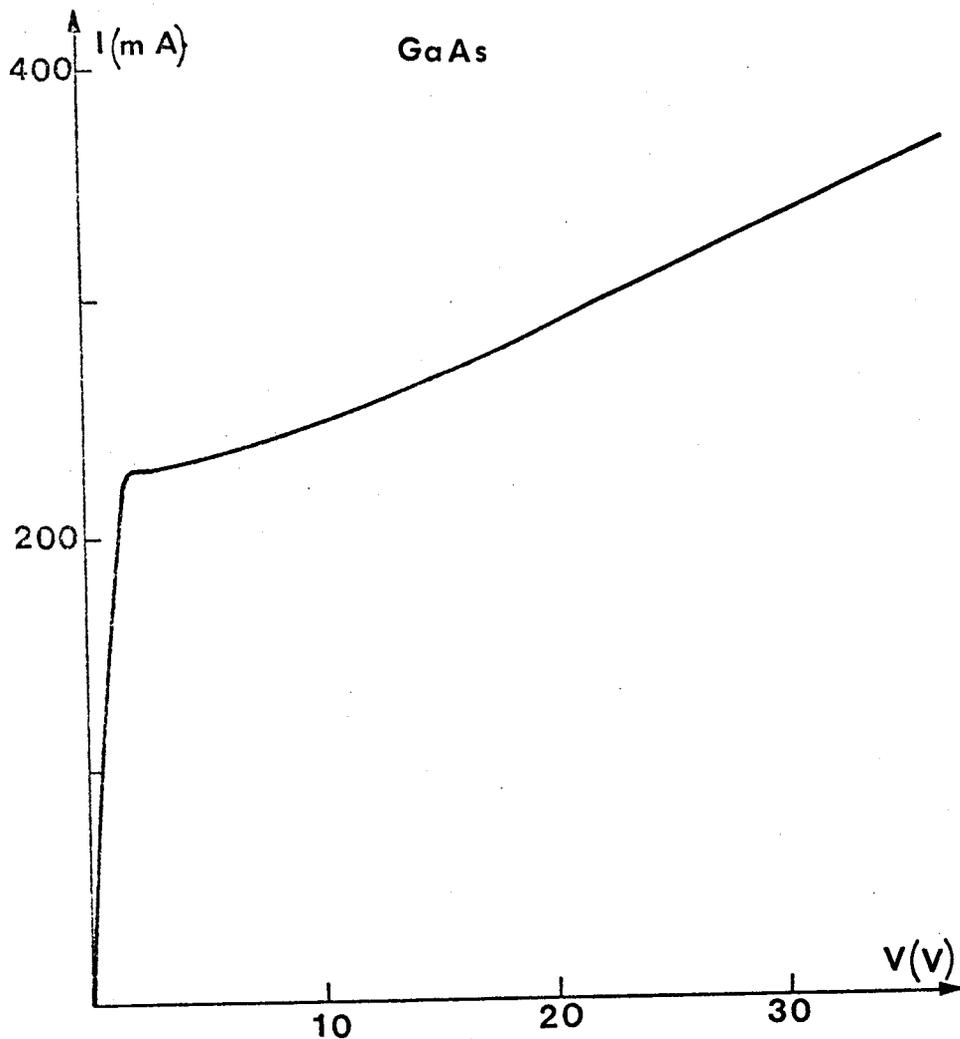


FIGURE 25 Caractéristique courant-tension.

Structure GaAs, 4.5 μm résistivité 1.25 Ωcm .

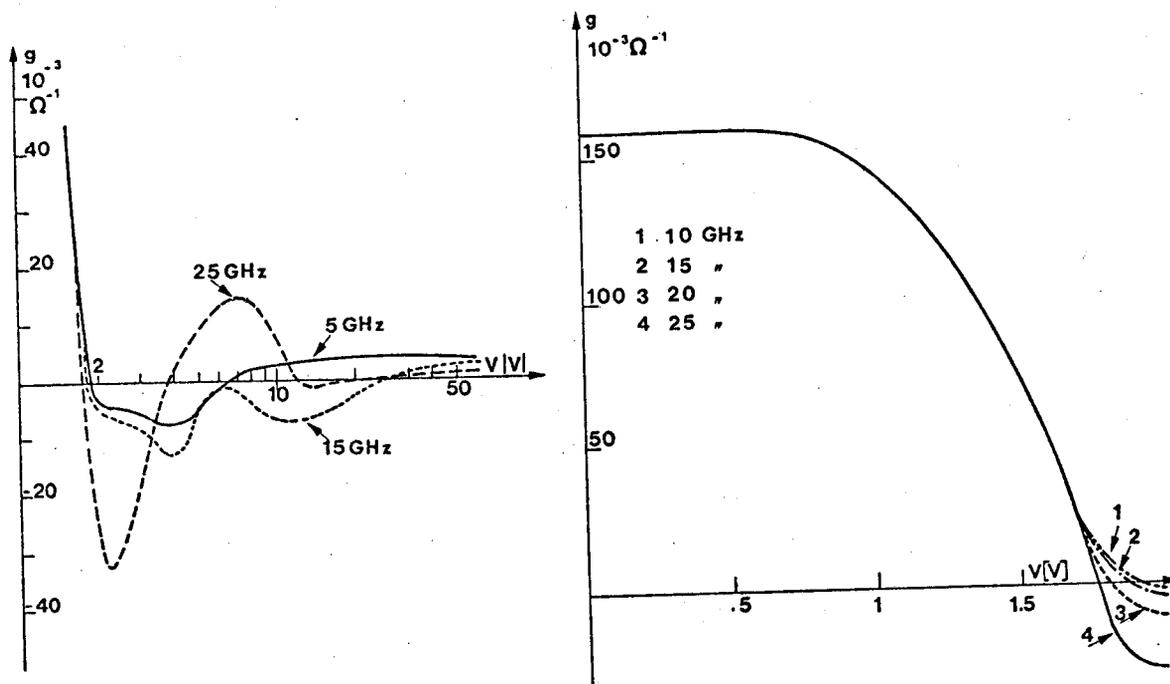


FIGURE 26 Evolution de la conductance hyperfréquence en fonction de la tension de polarisation.

Structure GaAs, 4.5 μm résistivité : 1.25 Ωcm .



En conclusion, les semiconducteurs binaires et ternaires ont le gros avantage de présenter des variations importantes du rapport g_M/g pour des champs continus faibles. Ceci est dû à leur mobilité élevée et leur vitesse limite généralement faible, cependant l'apparition de conductances négatives peut compliquer la conception et l'utilisation de modulateurs les utilisant. *

Dans cet ordre d'idée le $Ga_x In_{1-x} Sb$ avec $x = 0.9$ ayant une mobilité différentielle négative quasiment inexistante (cf. figure 3) devrait se révéler le matériau le plus adapté à la réalisation de modulateurs hyperfréquences fondés sur le principe de variation de mobilité.

I.2.5. Conclusions de l'étude numérique

L'étude numérique précédente a confirmé que l'admittance d'une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension continue importante se caractérise par une conductance qui peut varier largement en fonction de l'amplitude de la tension appliquée en parallèle avec une capacité pratiquement constante tenant compte du courant de déplacement.

Par ailleurs, la prise en compte des variations de la vitesse et du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique a permis :

- une évaluation réaliste des contributions respectives des phénomènes de limitation de vitesse, de charge d'espace, et de temps de transit
- une évaluation de l'influence sur le contraste de conductance de la température de fonctionnement de l'échantillon
- une mise en évidence des conséquences de la mobilité différentielle négative dans les semiconducteurs binaires et ternaires.

*Cependant la présence d'une conductance négative peut être un élément favorable dans certains types de montages hyperfréquences

Nous nous proposons maintenant de vérifier expérimentalement les résultats théoriques précédents sur des échantillons dont les caractéristiques (surface, longueur, résistivité de la zone active, forme des transitions $N^+ N$ et $N N^+$) sont très proches de celles utilisées dans la méthode de simulation numérique.

I.3. VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

Bien qu'un grand nombre d'échantillons de caractéristiques très diverses * aient été réalisés (cf annexe), les résultats cités dans ce mémoire ne concernent que quelques séries qui ont fait l'objet d'une simulation numérique complète et d'un ensemble de mesures expérimentales.

I.3.1. Caractéristiques statiques et impédance hyperfréquence

Nous présentons tout d'abord la comparaison entre les résultats théoriques et les mesures expérimentales sur des échantillons de silicium de type 11 N 160.

* Dans un souci de normalisation, les structures semiconductrices sont désignées en utilisant la nomenclature suivante :

Si

11	N	160	A..
----	---	-----	-----

- . Le premier groupe de chiffres représente la longueur approximative de la zone active en microns
- . La lettre identifie le type de semiconducteur
- . Le second groupe de chiffres donne la résistivité de la zone active en $10^{-2} \Omega\text{cm}$
- . Le dernier groupe de chiffres ou de lettres permet de distinguer des échantillons provenant de la même série mais de caractéristiques différentes (forme des transitions, surface, enrobage etc...). L'exemple reproduit concerne donc une structure de silicium N de 11 microns de zone active de résistivité $1.6 \Omega\text{cm}$

Les méthodes de mesures ont déjà été décrites en détails [1]
aussi nous nous bornons à donner les résultats les plus saillants.

La comparaison des caractéristiques courant-tension expérimenta-
le * (figure 27) permet de mettre en lumière les points suivants :

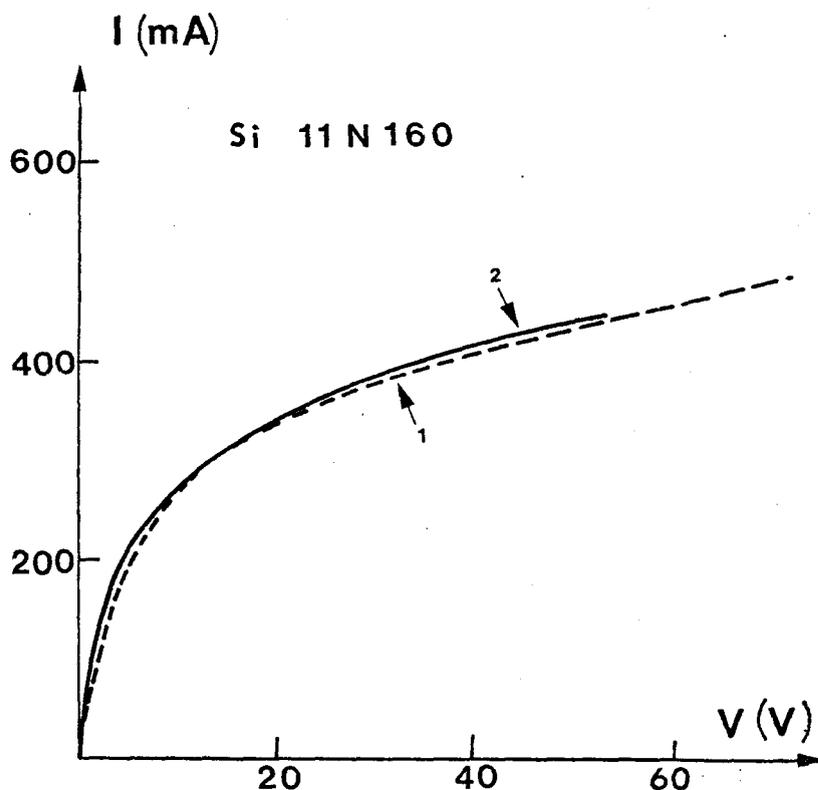


FIGURE 27 Caractéristique courant-tension de la structure silicium
11 N 160.

- 1 ----- calculée numériquement.
2 ————— expérimentale.

- le bon accord théorie-expérience, compte tenu de la dispersion des caractéristiques initiales (surface, profil de concentration en impuretés) des échantillons appartenant à la même série de fabrication

*
Les caractéristiques courant-tension sont relevées avec des impulsions suffisamment courtes et de fréquence de répétition faible pour que le fonctionnement du composant reste isotherme quelle que soit l'amplitude de la polarisation appliquée.

- la valeur anormalement faible de la tension de claquage expérimentale de la structure. Ce phénomène sera discuté plus en détail dans le chapitre suivant lors de l'étude du régime transitoire.

La mesure de l'admittance hyperfréquence de la structure à 10 GHz nécessite une prise en compte des éléments parasites créés par l'encapsulation. A la fréquence considérée, le schéma électrique équivalent du boîtier et de la structure semiconductrice représenté figure 28 comprend les éléments suivants :

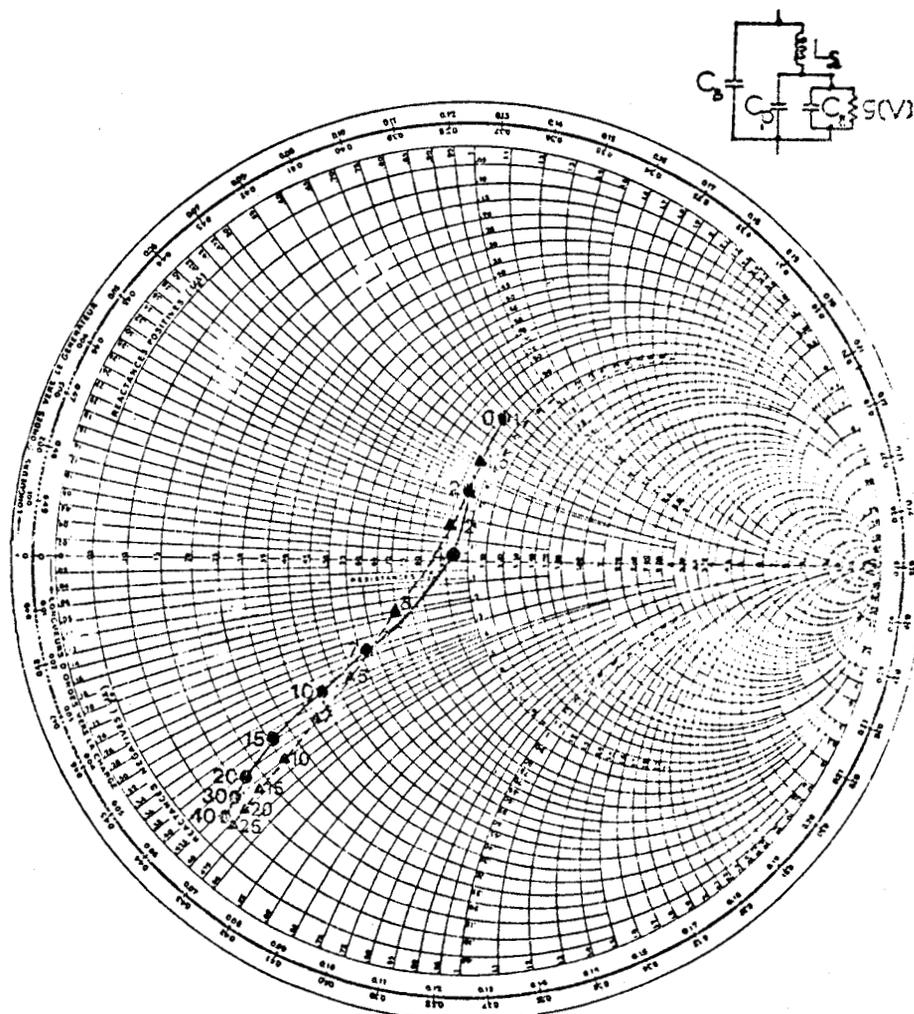


FIGURE 28 Impédance hyperfréquence ($F = 10$ GHz) de la structure 11 N 160 encapsulée.

- valeurs mesurées.
- ▲ valeurs théoriques.

- $g(V)$: la conductance de l'échantillon
- C_E : la capacité de l'échantillon
- L_s : self des fils de connection
- C_P : capacité boitier-fils
- C_B : capacité boitier

Les points expérimentaux de l'ensemble structure semiconductrice et encapsulation sont reportés sur l'abaque (figure 28) et comparés à ceux déduits numériquement compte tenu de la valeur des éléments parasites mesurés par ailleurs. On peut constater un assez bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

La comparaison entre les valeurs de conductance mesurées expérimentalement et calculées de façon analytique et numérique (figure 29), montre que pour cette structure, à 10 GHz, il apparaît un effet de temps de transit permettant d'améliorer le contraste de conductance.

En conclusion, la détermination expérimentale de la caractéristique $I(V)$ et de l'évolution de la conductance hyperfréquence de la structure silicium 11 N 160 a permis :

- de vérifier l'existence des trois phénomènes fondamentaux :
 - limitation de la vitesse des porteurs, existence d'une charge d'espace,
 - effet de temps de transit en hyperfréquence
- de montrer la validité des résultats donnés par la méthode de simulation numérique.

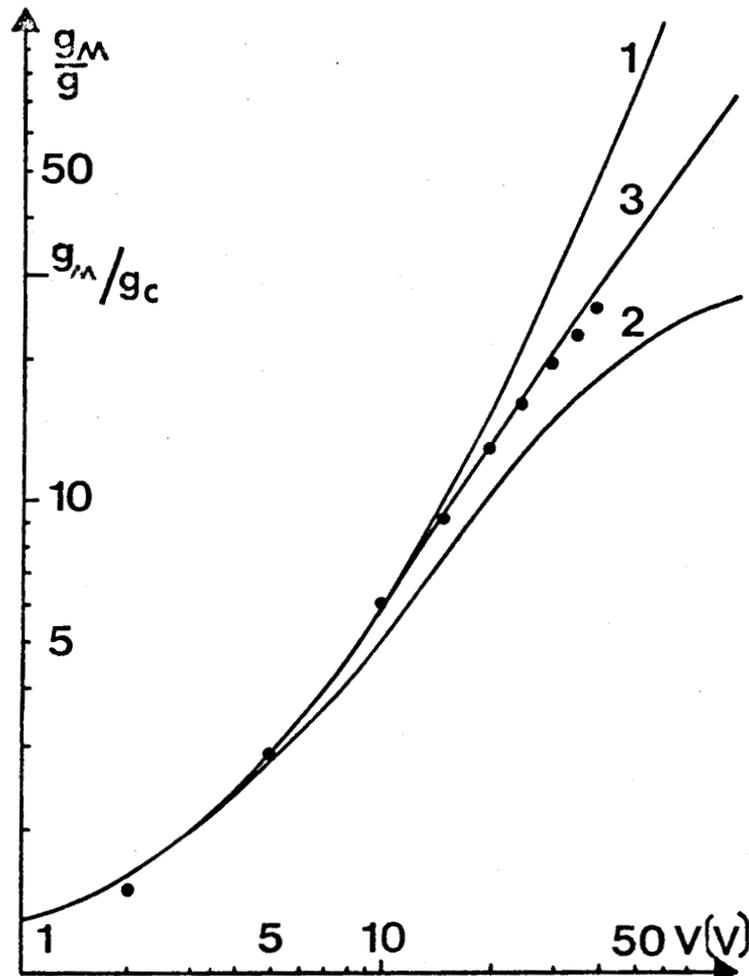


FIGURE 29 Evolution de la conductance hyperfréquence ($F = 10$ GHz) fonction de la tension de polarisation.

Structure silicium : 11 N 160

1 - analytique : effet de la limitation de vitesse (relation 2.4)

2 - analytique : effets de la limitation de vitesse et de la charge d'espace (relation 2.10)

3 - numérique.

• points expérimentaux.

I.3.2. Cas de l'arséniure de gallium

L'un des types d'échantillon en arséniure de gallium dont nous disposons sont des diodes gunn, elles sont de profil $N^+ \downarrow N N^+$ (figure 30)

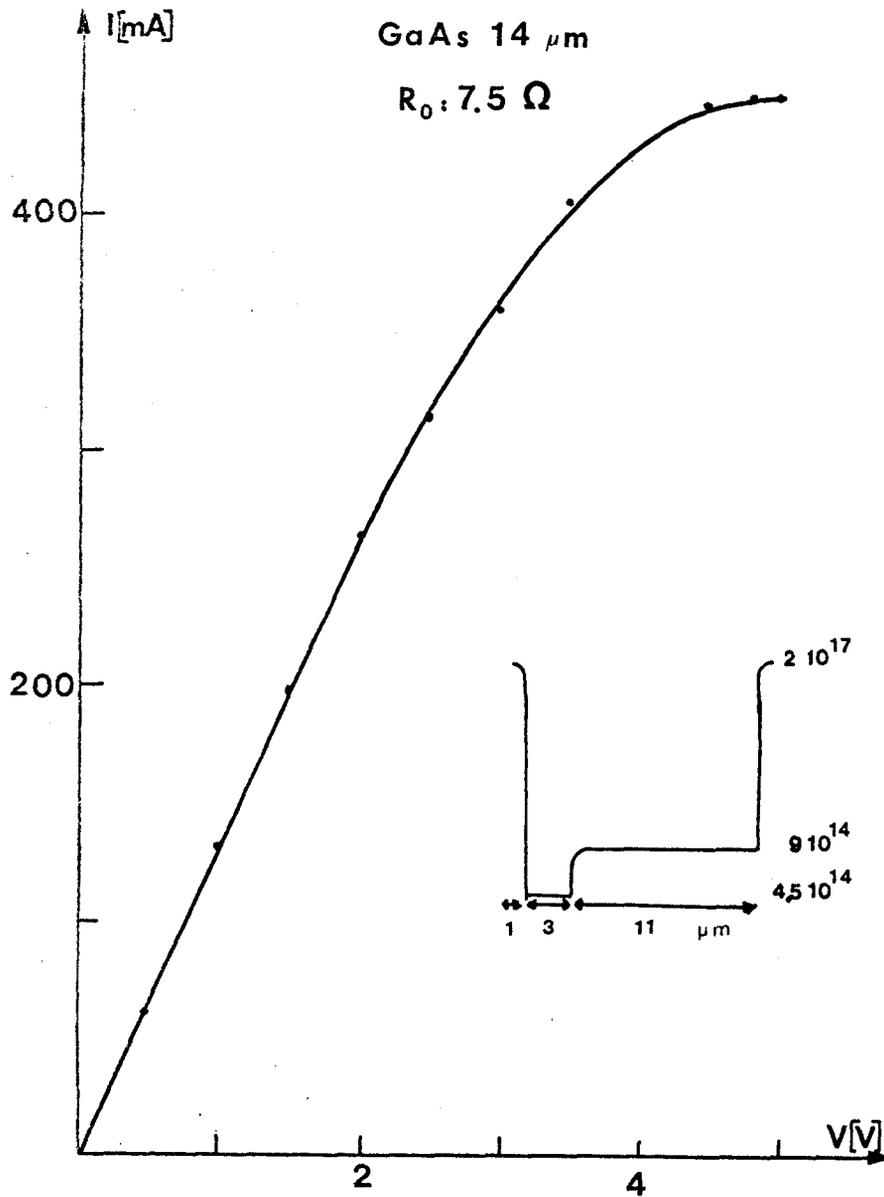


FIGURE 30 Caractéristique expérimentale courant-tension.

Structure arseniure de gallium : 14 μm .

la présence de la zone faiblement dopée à la "cathode" limite le phénomène d'injection mais crée une dissymétrie du composant. Nous représentons figure 30 la caractéristique courant-tension volontairement limitée à $V = 5\text{V}$ car pour des tensions supérieures il y a apparition d'instabilités dues à l'effet gunn.



L'examen de l'évolution de la conductance hyperfréquence en fonction de la tension de polarisation (figure 31) montre que les conclusions déduites de l'étude numérique (cf. paragraphe I.2.4) se trouvent vérifiées. En effet, il apparait une brutale variation du rapport g_M/g pratiquement indépendante de la fréquence pour des tensions comprises entre 3 et 5 volts. En conséquence, l'utilisation de l'arséniure de gallium permet de faire varier la conductance hyperfréquence à l'aide de puissance de commande nettement plus faible que dans le cas du silicium, cependant les instabilités provoquées par l'effet gunn limitent le domaine d'utilisation.

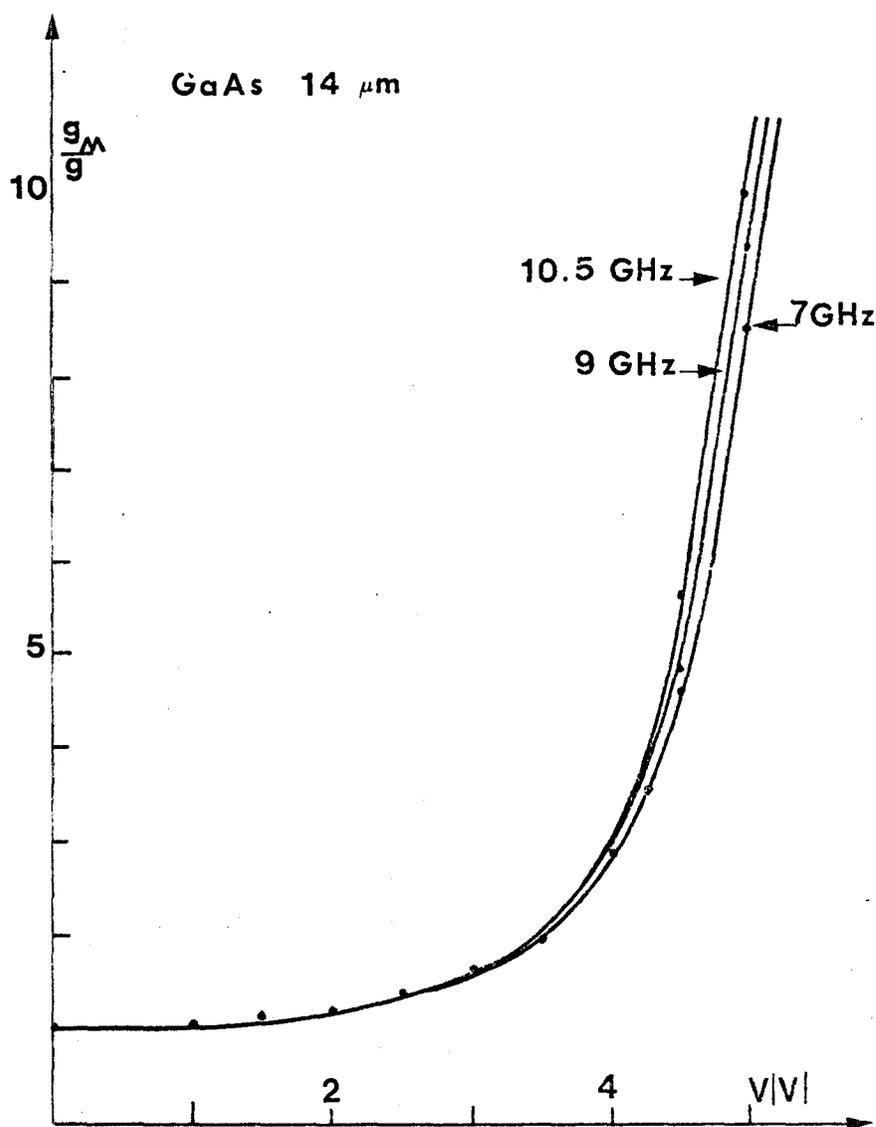


FIGURE 31 Evolutions expérimentales de la conductance en fonction de la tension de polarisation à différentes fréquences.

Structure arséniure de gallium : 14 μ m.

Afin de s'affranchir de cette contrainte, nous avons essayé une autre structure d'arséniure de gallium schématisée figure 32 dont l'une des propriétés est de ne pas présenter d'effet gunn. Elle se compose d'une couche très dopée ($N_D \approx 10^{17} \text{ at/cm}^3$), d'épaisseur faible (de l'ordre de 0.2μ) située sur un substrat semi-isolant. Sur cette couche, on a réalisé deux contacts ohmiques séparés par une distance moyenne d'environ 4 à 5 microns. L'étude détaillée d'un tel type de composant nécessite une modélisation à deux dimensions et sort du cadre de ce travail, cependant la caractéristique courant-tension (figure 32) possède les propriétés fondamentales des structures $N^+ N N^+$ unidimensionnelles, c'est à dire une "pente" comprise entre les valeurs g_M et g_c .

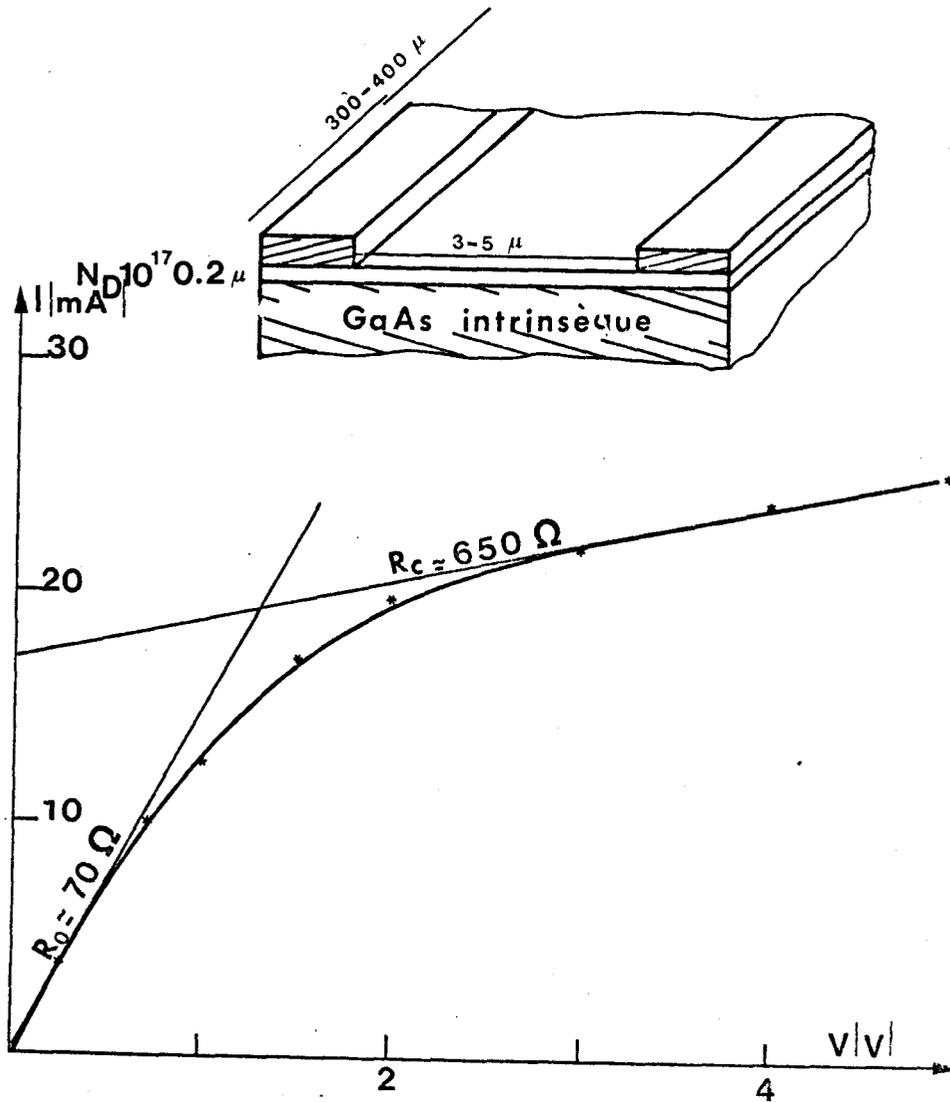


FIGURE 32 Caractéristique expérimentale courant-tension.
Structure arséniure de gallium "plane "

Les variations du rapport g_M/g en fonction de la tension de polarisation représentées figure 33 montrent que pour des fréquences inférieures ou de l'ordre de 10 GHz, la valeur de la conductance est comprise entre les deux limites suivantes : $g_c < g(V) < g_M$. A partir de 12 GHz, il apparaît une augmentation du rapport g_M/g que l'on peut attribuer à un effet de temps de transit. Les conclusions précédentes sont d'ordre qualitatifs et les valeurs de g_M et g_c sont uniquement expérimentales mais il apparaît toujours la même constatation : l'arséniure de gallium permet d'obtenir des contrastes de conductances avec des puissances de commande très faibles. C'est un avantage prépondérant car il permet un fonctionnement aussi bien en modulateur qu'en atténuateur variable, la puissance de commande pouvant être appliquée de façon continue sans provoquer d'effet thermique notable.

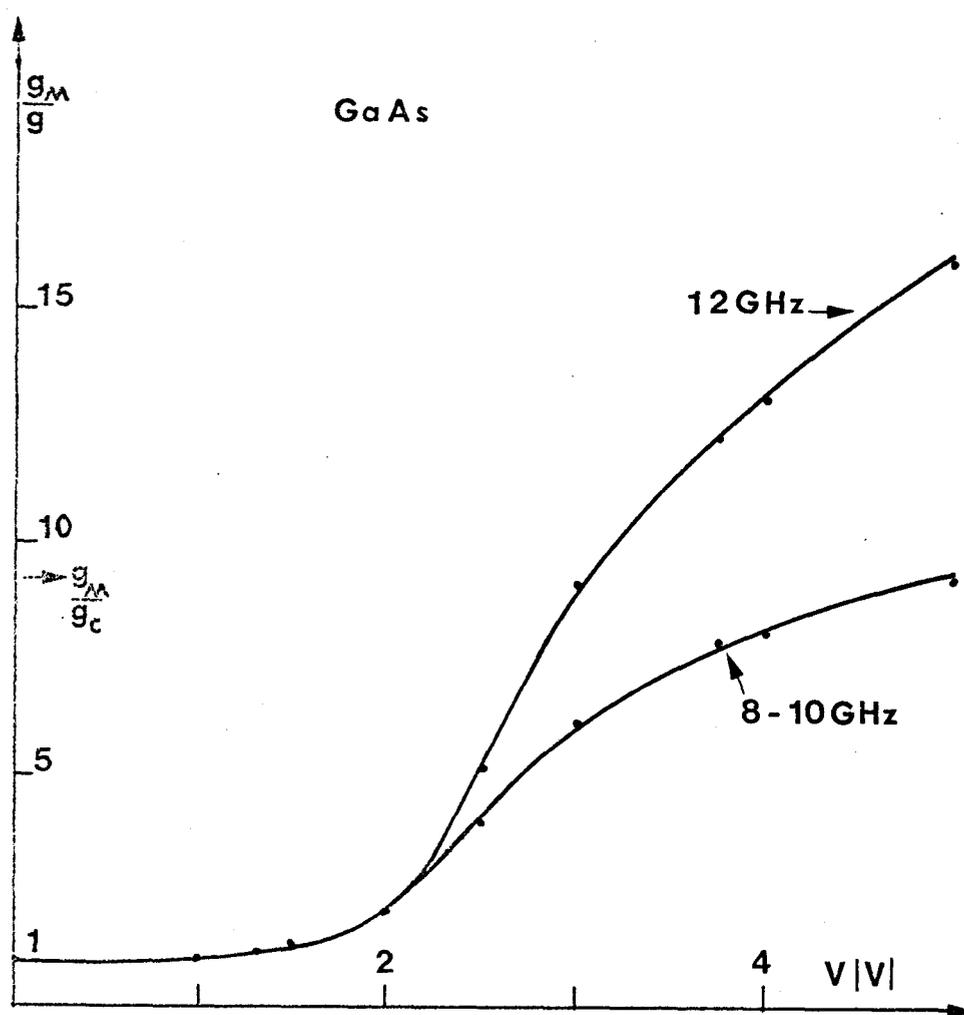


FIGURE 33 Evolutions expérimentales de la conductance en fonction de la tension de polarisation à différentes fréquences
Structure arséniure de gallium "plane".

I.3.3. Effet de la température

Pour vérifier l'influence de la température sur les propriétés d'une structure unipolaire en polarisation statique forte, nous avons représenté figure 34 la caractéristique courant tension à différentes températures d'un composant en silicium de type N d'environ 5 microns de longueur de zone active (échantillon 5N.68).

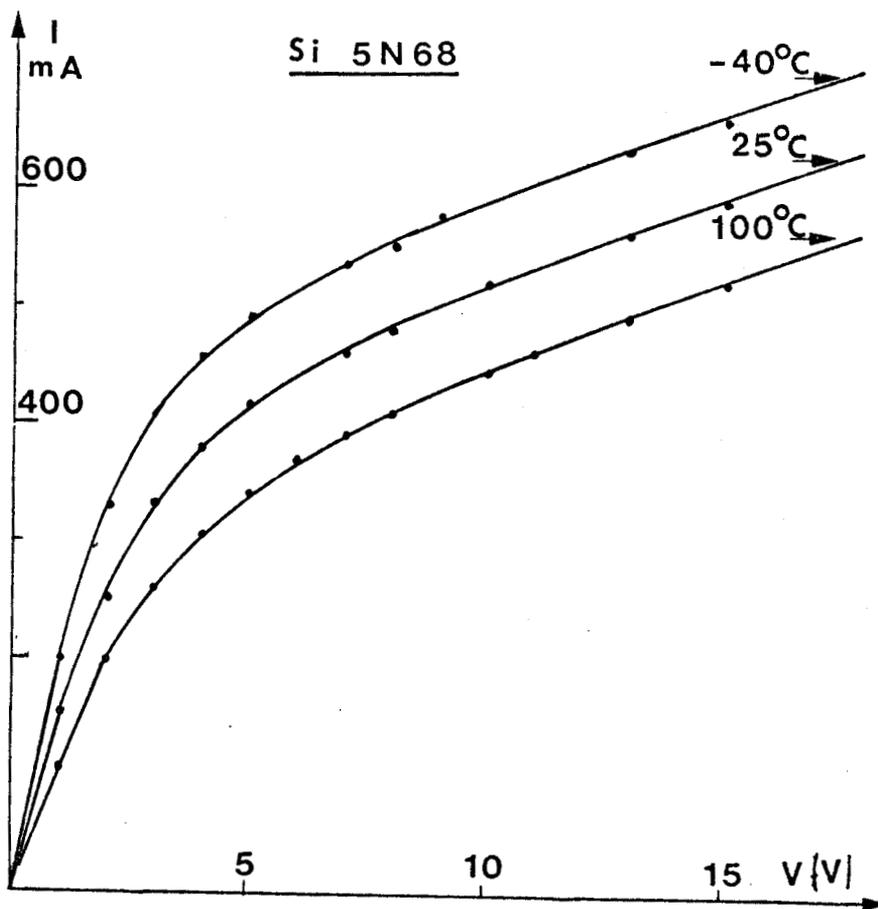


FIGURE 34 Caractéristiques expérimentales courant-tension

En comparant ces résultats avec ceux fournis par la simulation numérique et en particulier les courbes représentées figure 23, nous pouvons en déduire certaines conclusions. En effet, malgré une forme et un sens de variation corrects, on note un écart quantitatif qui peut s'expliquer par une différence des caractéristiques entre l'échantillon simulé et le composant réel (en particulier la longueur de la zone active utilisée pour l'étude numérique

est trop grande). Cependant, si à partir des courbes $I(V)$ théoriques et expérimentales, nous comparons les différents rapports g_M/g_C aux différentes températures, nous pouvons remarquer la même variation relative de ce rapport c'est-à-dire une augmentation d'environ 65% quand la température passe de la valeur ambiante à -40°C , et une diminution de l'ordre de 65% quand la température s'élève de 20°C à 100°C .

En conséquence, la comparaison des résultats calculés et mesurés sur des structures non parfaitement identiques de part et d'autre, a permis de vérifier le sens et l'importance relative de l'évolution du paramètre g_M/g_C en fonction de la température. Cependant, il est très prématuré de conclure sur l'influence de la température lors de l'utilisation pratique en hyperfréquence des structures unipolaires ; en effet, il faut distinguer la température moyenne de fonctionnement et la température instantanée. En d'autres termes, dans de nombreux cas, la température du composant sera différente lorsqu'il présentera sa conductance maximale ou sa conductance minimale. Néanmoins, les mesures précédentes ont permis de vérifier le bien fondé du modèle théorique et celui-ci pourra être utilisé lors de l'étude du régime thermique d'un modulateur ou d'un limiteur.

I.3.4. Conclusions des vérifications expérimentales

Toutes les mesures expérimentales que nous venons de décrire ont permis de vérifier les principaux points théoriques suivants :

- l'existence d'un phénomène de limitation de vitesse et de charge d'espace
- l'existence d'un phénomène de temps de transit
- l'influence de la loi $v(E)$ du semiconducteur utilisé et en particulier dans le cas où il existe une mobilité différentielle négative (étude des échantillons en arséniure de gallium)

- l'influence de la température de fonctionnement du composant

Il reste cependant un paramètre très important que nous n'avons pas encore étudié en détails, il s'agit de la tension de claquage du composant qui détermine largement les performances. L'étude des phénomènes qui produisent le claquage du dispositif sera envisagée dans le troisième chapitre de cette partie lorsque nous décrirons le régime transitoire des structures semiconductrices unipolaires.

CHAPITRE II

PROPRIETES D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$ EN CHAMP ALTERNATIF FORT

Après avoir montré théoriquement et expérimentalement que la conductance hyperfréquence d'une structure $N^+ N N^+$ pouvait varier notablement en fonction d'une tension de polarisation statique, nous allons étudier les propriétés de cette même structure lorsque la tension appliquée est alternative.

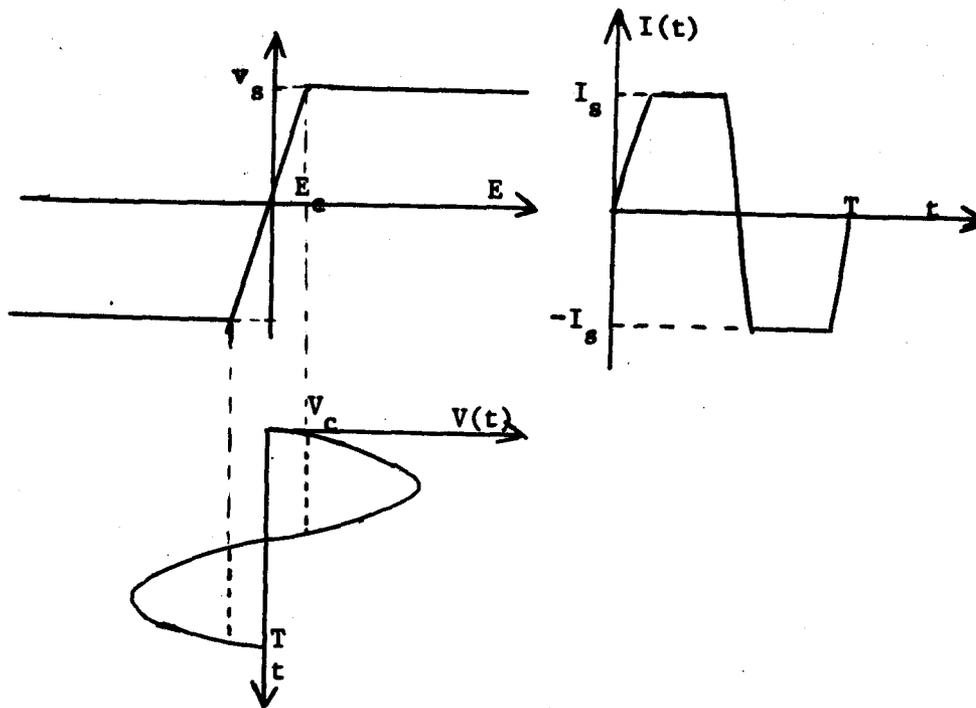


Figure 35

Dans le cas très simple où l'on ne considère que la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, et lorsque la tension appliquée est de la forme :

$$V(t) = V_1 \sin 2\pi Ft \quad \text{avec } V_1 > V_c = E_c L$$

les porteurs libres dès que $V(t)$ est supérieur à V_c se déplacent à la vitesse limite pendant une partie de chaque demi période. En conséquence, durant tout cet intervalle de temps, le courant est égal à sa valeur limite I_s (figure 35) il en résulte que les propriétés statique et dynamique seront fonction du rapport V_1/V_c . Cependant, nous avons vu dans le chapitre précédent que l'effet de limitation de vitesse s'accompagne d'un effet de charge d'espace. Dans le cas d'une polarisation alternative, cet effet dépendra essentiellement du rapport entre la période T du signal appliqué et le temps de transit des porteurs dans la zone active. En effet, lorsque $t_T < T/2$, la charge d'espace a le temps de s'établir dans l'échantillon avant que le sens de la tension appliquée ne s'inverse et son influence sera sensiblement la même que dans le cas d'une polarisation statique. Inversement, si le temps de transit est inférieur à la demi période, la charge d'espace n'a plus le temps de pénétrer dans la totalité de la zone active et son influence se trouve diminuée. Il apparait commode pour tenir compte de ce fait, d'introduire un paramètre Γ égal à l'unité, quand l'influence de la charge d'espace est totale c'est-à-dire quand $t_T \ll T/2$ (ou en d'autres termes l'angle de transit $\theta = \frac{\omega L}{v_s} \ll \pi$), et dont la valeur tend vers zéro pour des angles de transit notables. Il est bien entendu que seule une étude quantitative complète (donc numérique) permettra la détermination exacte de Γ .

II.1. ÉTUDE ANALYTIQUE

Pour étudier analytiquement les variations de la conductance continue et de la conductance dynamique d'une structure $N^+ N N^+$ en fonction de l'amplitude de la polarisation alternative appliquée à ses bornes, nous posons les hypothèses suivantes :

- la structure possède les mêmes caractéristiques que celles envisagées en polarisation statique (longueur zone active L , section S , concentration en atomes d'impuretés N_D , zones N^+ infiniment dopées, transitions $N^+ N$ parfaitement abruptes)

- le phénomène de diffusion est négligé et, dans un premier stade, la loi de variation de la vitesse est prise de la forme :

$$v(E) = \mu E \text{ pour } E < E_c \quad v(E) = v_s \text{ pour } E > E_c \quad (\text{II.17})$$

Dans ces conditions, la relation $I(V)$ instantanée du composant est de la forme :

$$\begin{aligned} I(t) &= G V(t) \text{ pour } V(t) < V_c \\ I(t) &= I_s + \Gamma g_c (V(t) - V_c) \text{ pour } V(t) > V_c \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

où $G = g_M = q N_D \mu S/L$: conductance en champ faible

$g_c = 2eS v_s / L^2$: conductance différentielle de charge d'espace

$$I_s = S q N_D v_s$$

Γ est le paramètre défini précédemment qui tient compte de l'influence de la charge d'espace.

Pour une tension appliquée de la forme : $V(t) = V_o + V_1 \sin 2\pi Ft$

(V_o : tension continue telle que $V_o \ll V_1$ et $V_o < V_c$)

le courant qui en résulte peut être décomposé en série de Fourier :

$$I(t) = I_o + \sum_n I_n \sin 2\pi n Ft \quad (\text{II.19})$$

Nous pouvons donc, à partir de la loi $I(t) = f[V(t)]$ calculer :

la conductance continue :

$$\langle G \rangle = \frac{I_o}{V_o} = \frac{1}{V_o T} \int_0^T I(t) dt \quad (\text{II.20})$$

la conductance à la fréquence d'étude

$$g = \frac{I_1}{V_1} = \frac{1}{V_1 T} \int_0^T I(t) \sin 2\pi Ft dt \quad (\text{II.21})$$

En posant $\theta_c = \pi/2$ pour $V_1 < V_c$

$$\theta_c = \arcsin \frac{V_c - V_0}{V_1} \approx \arcsin \frac{V_c}{V_1} \text{ pour } V_1 > V_c$$

on obtient :

$$\langle G \rangle = 2 G \frac{\theta_c}{\pi} + \Gamma g_c \left(1 - \frac{2\theta_c}{\pi} \right) \quad (\text{II.22})$$

$$g = \Gamma g_c + (G - \Gamma g_c) \left(\frac{2\theta_c}{\pi} - \frac{\sin 2\theta_c}{\pi} + \frac{4}{\pi} \frac{V_c}{V_1} \cos \theta_c \right) \quad (\text{II.23})$$

Les expressions précédentes montrent que :

$$\frac{G}{\langle G \rangle} \rightarrow 1 \text{ pour } V_1 \rightarrow 0 \text{ et } \frac{G}{\langle G \rangle} \rightarrow \left[\Gamma \frac{g_c}{G} + \frac{2}{\pi} \frac{V_c}{V_1} \right]^{-1} \text{ pour } V_1 > V_c \quad (\text{II.24})$$

$$\frac{g_M}{g} \rightarrow 1 \text{ pour } V_1 \rightarrow 0 \text{ et } \frac{g_M}{g} \rightarrow \left[\Gamma \frac{g_c}{G} + \frac{4}{\pi} \frac{V_c}{V_1} \right]^{-1} \text{ pour } V_1 > V_c \quad (\text{II.25})$$

Dans le cas où l'angle de transit $\theta \gg \pi c$ c'est-à-dire lorsque la contribution du phénomène de charge d'espace est faible ($\Gamma \rightarrow 0$) la conductance hyperfréquence varie deux fois moins que la conductance continue (figure 36). La puissance absorbée pour obtenir une valeur de conductance g s'exprime par :

$$P_a = \frac{4}{\pi} \frac{g_M}{g} P_s \quad (\text{II.26})$$

Par ailleurs, la puissance de seuil (c'est-à-dire la puissance à partir de laquelle la conductance commence à varier) est donnée par la relation :

$$P_s = \frac{2}{\pi} I_s V_c = \frac{2}{\pi} S q N_D L \mu E_c \quad (\text{II.27})$$

On peut remarquer que cette puissance est proportionnelle au produit $S.N_D.L$ qui sera un terme important dans l'optimisation des limiteurs.

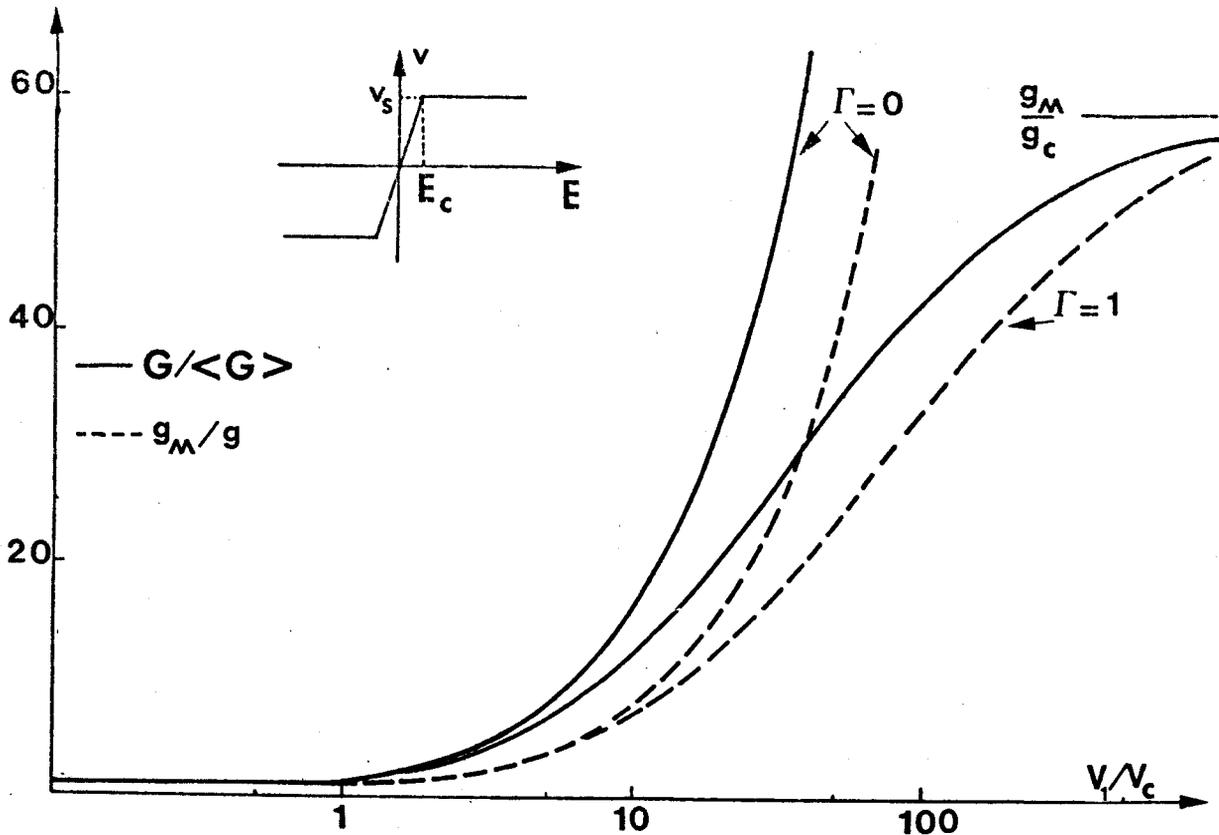


FIGURE 36 Evolution de la conductance statique et hyperfréquence en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation (loi $v(E)$ simplifiée)

Dans le cas inverse, (fonctionnement basse fréquence ou échantillons courts) c'est-à-dire pour des angles de transit, $\theta < \pi$; le phénomène de charge d'espace a beaucoup d'influence $\Gamma \rightarrow 1$ et la représentation de $G/\langle G \rangle$ et de g_M/g (figure 36) montre que la valeur maximale de ces deux rapports est égale à g_M/g_c .

Enfin, signalons que le même procédé de calcul a été utilisé en supposant une loi de vitesse des porteurs libres de la forme $v(E) = \frac{\mu E}{1 + \left| \frac{E}{E_c} \right|}$.

La figure 37 représente l'évolution des conductances en fonction du rapport V_1/V_c , les conclusions précédentes restent valables, on note uniquement une légère différence pour $0.5 < V_1/V_c < 10$.

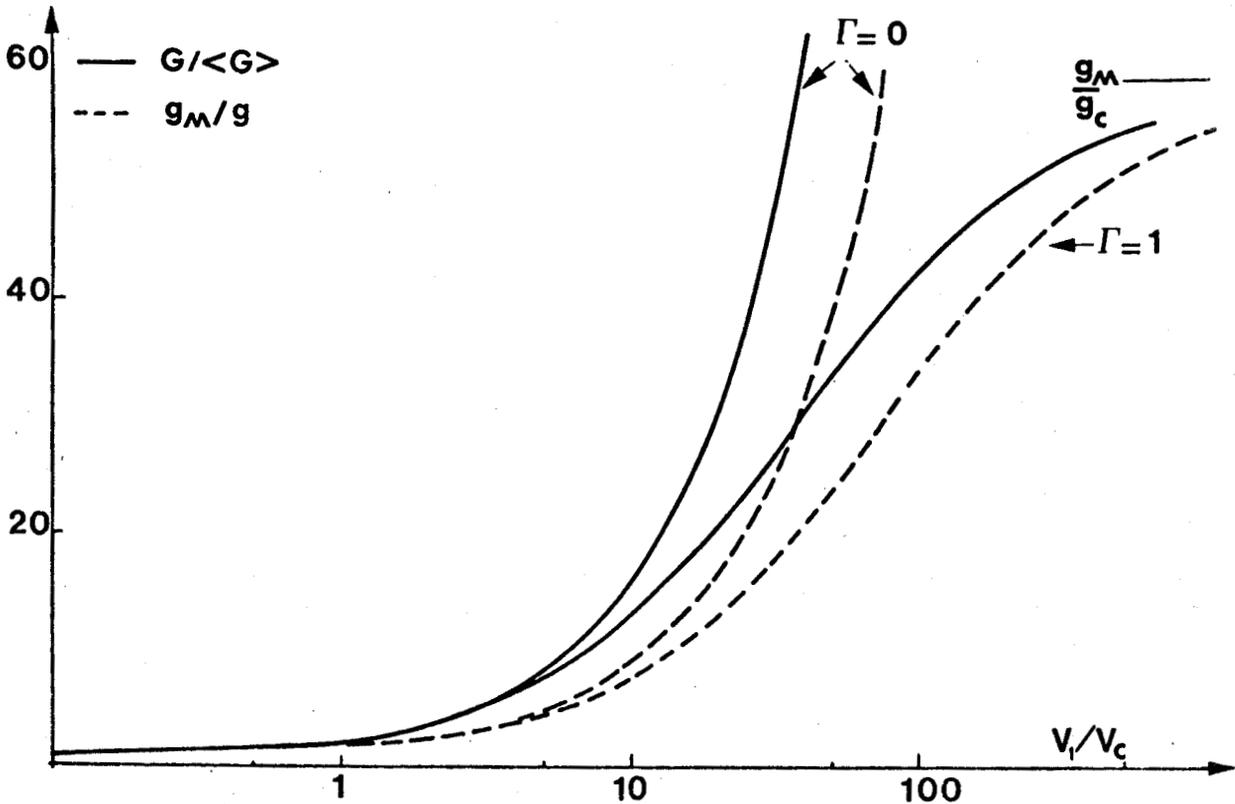


FIGURE 37 Evolution de la conductance statique et hyperfréquence en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation. (loi $v(E)$ silicium /12/)

En conclusion, l'étude analytique précédente montre que les conductances statique et hyperfréquence d'une structure semiconductrice unipolaire diminuent en fonction de la puissance hyperfréquence appliquée. Par rapport au cas d'une polarisation statique, l'influence de la charge d'espace peut être minimisée par un choix judicieux de la longueur de la zone active et de la fréquence du signal de polarisation. Les résultats obtenus lorsque l'effet de charge d'espace est négligeable nous permettent de préciser les variations de la conductance hyperfréquence susceptibles d'être obtenues avec un composant de résistance initiale 50Ω et de longueur 100μ réalisé à partir des différents

semiconducteurs envisagés. Dans le tableau V, nous reportons :

E_{MAX} : le champ maximum en régime alternatif

$S.N_D$: produit de la section de la zone active par sa concentration en atomes d'impuretés

V_c : la "tension critique"

P_s : la puissance de seuil

P_{MAX} : la puissance maximale que peut supporter l'échantillon

$\left(\frac{g_M}{g}\right)_{MAX}$ le contraste de conductance hyperfréquence obtenu quand la puissance appliquée est P_{MAX}

D : la "dynamique" exprimée en dB qui permet de caractériser le rapport entre la puissance maximale et la puissance de seuil

	Ge	Si	GaAs	InP	$Ga_x In_{1-x} Sb$
$E_{MAX}(kV)$	120	180	300	210	150
$S N_D (cm^{-1})$	$3.6 \cdot 10^{11}$	$8.6 \cdot 10^{11}$	$2.5 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{11}$	$0.9 \cdot 10^{11}$
$V_c (V)$	14.3	69.	16.	14.	5.7
$P_s (W)$	2.6	60.	3.3	2.5	0.8
$P_{MAX} (W)$	218	1570	620	376	210
$(g_M/g)_{MAX}$	66.	20.5	147	118	207
$D(dB) = 10 \log \frac{P_{MAX}}{P_s}$	19.	14.	23	22	24

TABLEAU V

De ces résultats, nous pouvons déduire les conclusions suivantes :
les semiconducteurs à mobilité élevée et à vitesse limite faible présentent la meilleure "dynamique" et le contraste de conductance le plus élevé. Leur puissance de seuil à volume égal est généralement faible et la puissance absorbée par unité de volume est raisonnable.

Cependant, l'étude analytique précédente suppose des hypothèses simplificatrices importantes :

- la loi $v(E)$ est trop simplifiée
- les phénomènes de diffusion sont négligés
- les transitions $N^+ N$ sont supposées parfaitement abruptes
- la contribution de la charge d'espace n'a été évaluée que dans les deux cas extrêmes ($\Gamma = 0$, $\Gamma = 1$). Aussi, une étude numérique du comportement d'une structure $N^+ N N^+$ soumise à une tension alternative forte s'avère nécessaire.

II.2. ÉTUDE NUMÉRIQUE

L'un des avantages essentiels de la simulation numérique est de fournir la carte du champ électrique et la répartition des porteurs libres, à chaque instant, dans la zone active de la structure. Il doit donc être possible de montrer que les effets de la charge d'espace sont très différents de ceux observés en polarisation statique.

En second lieu, nous nous proposons de comparer les évaluations analytiques et numériques de l'évolution de la conductance hyperfréquence de l'échantillon en fonction de l'amplitude maximale de la tension appliquée.

Enfin, l'effet d'une loi $v(E)$ à mobilité différentielle négative sera étudié en simulant à titre d'exemple des structures réalisées en Arséniure de Gallium.

II.2.1. Mise en évidence des caractéristiques

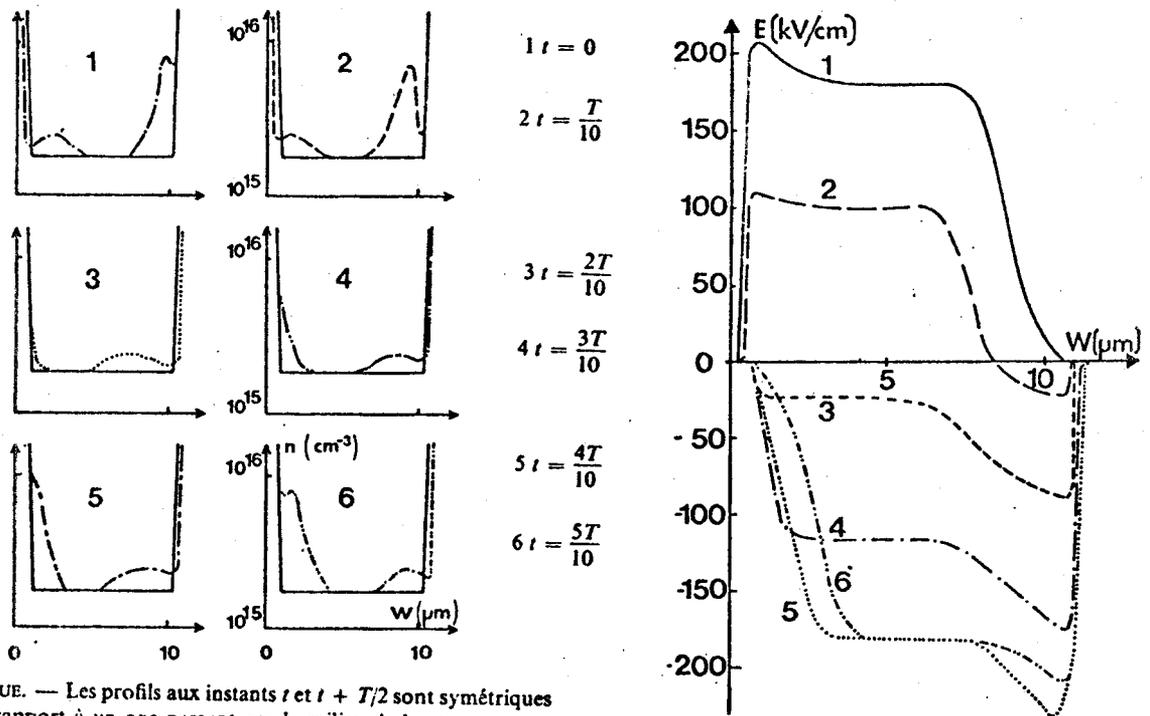
de la charge d'espace

Nous avons vu précédemment que l'effet de la charge d'espace dépend de l'angle de transit des porteurs dans la zone active. Ce paramètre est proportionnel au produit : longueur de la zone active par la fréquence d'étude; de ce fait nous pouvons le faire varier, soit pour un échantillon donné en modifiant la fréquence d'étude, soit pour une fréquence donnée en envisageant des composants de longueurs différentes. Compte tenu du fait que l'un des buts fixés pour cette étude est la réalisation de limiteurs dans la bande X nous avons fixé la fréquence de travail $F = 10$ GHz et envisagé deux types d'échantillons : les échantillons "courts" $L < 10\mu$ ($\theta < 2\pi$, $0 < \Gamma < 1$) les échantillons "longs" $L > 100\mu$ ($\theta > 20\pi$, $\Gamma \rightarrow 0$)

a) Echantillons "courts"

Afin de mettre en évidence l'existence d'une charge d'espace, nous avons repris la structure silicium 11 N 160, déjà envisagée en polarisation statique, mais nous la soumettons à une tension $V(t) = V_1 \cos 2\pi Ft$ où $F = 10$ GHz. Le temps de transit d'un porteur supposé se déplacer à la vitesse limite est de l'ordre de 100 picosecondes, l'angle de transit est de l'ordre de π et l'on doit donc avoir $0 < \Gamma < 1$.

L'examen de la figure 38 où sont représentées les concentrations des porteurs libres à différents instants en régime stationnaire montre qu'il y a une charge d'espace "localisée et dynamique" qui apparaît puis disparaît alternativement au voisinage des transitions $N^+ N$ et $N N^+$, mais, le "paquet" de charges excédentaires ne traverse jamais toute la zone active donc $\Gamma < 1$. Cependant, en moyenne sur une période, il y a toujours des charges libres en excès dans la zone active donc $\Gamma > 0$.



REMARQUE. — Les profils aux instants t et $t + T/2$ sont symétriques par rapport à un axe passant par le milieu de la structure.

FIGURE 38 Cartes du champ électrique et de la densité des porteurs libres à différents instants pour une structure silicium 11 N 160

Les cartes du champ électrique dans cette structure sous les mêmes conditions de polarisation font apparaître une "uniformité" de l'amplitude du champ dans l'échantillon plus importante que dans le cas d'une polarisation statique (cf. figure 18).

L'évolution de la conductance hyperfréquence en fonction de l'amplitude crête de la tension appliquée calculée numériquement est représentée figure 39. Par comparaison avec les variations obtenues de façon analytique, on peut déterminer la valeur du terme correctif tenant compte du caractère "dynamique" de la charge d'espace et intervenant dans la relation II.23. On constate que dans le cas étudié Γ est voisin de 0.5

La comparaison des résultats obtenus avec ceux correspondants à la polarisation statique montre que les ordres de grandeurs de la variation de la conductance sont différents. En effet, pour une tension statique de 50V, la figure 20 fait apparaître un rapport g_M/g d'environ 30 à 10 GHz, tandis qu'une polarisation alternative de même fréquence et d'amplitude crête 50V crée une variation $g_M/g \approx 8$ pour la même structure.

Remarquons enfin qu'il a été montré [29] que la conductance hyperfréquence de l'échantillon variait très peu avec la fréquence (moins de 10% pour $5 \text{ GHz} < F < 25 \text{ GHz}$) dans le fonctionnement en polarisation alternative. Les effets du temps de transit n'interviennent que dans la mesure où il existe une charge d'espace relativement importante.

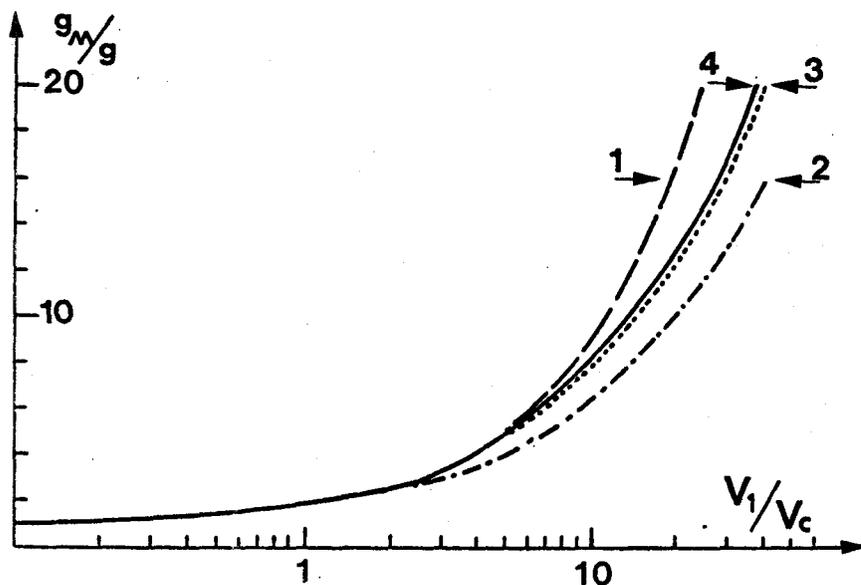


FIGURE 39 Evolution de la conductance hyperfréquence ($F = 10 \text{ GHz}$) en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation.

Structure silicium 11 N 160

1 : analytique $\Gamma = 0$, 2 : analytique $\Gamma = 1$, 3 : analytique $\Gamma = 0.5$

4 : numérique.

b) Echantillons "longs"

Nous allons maintenant envisager le cas où le temps de transit des porteurs est beaucoup plus important que la demi période du signal appliqué en étudiant des structures de 100 microns et plus de longueur de zone active. La figure 40 où la carte du champ électrique et la répartition des porteurs à un instant donné sont représentées dans une structure "longue" montre qu'il n'y a pratiquement pas de charge d'espace et que le champ électrique est uniforme dans la presque totalité de la zone active.

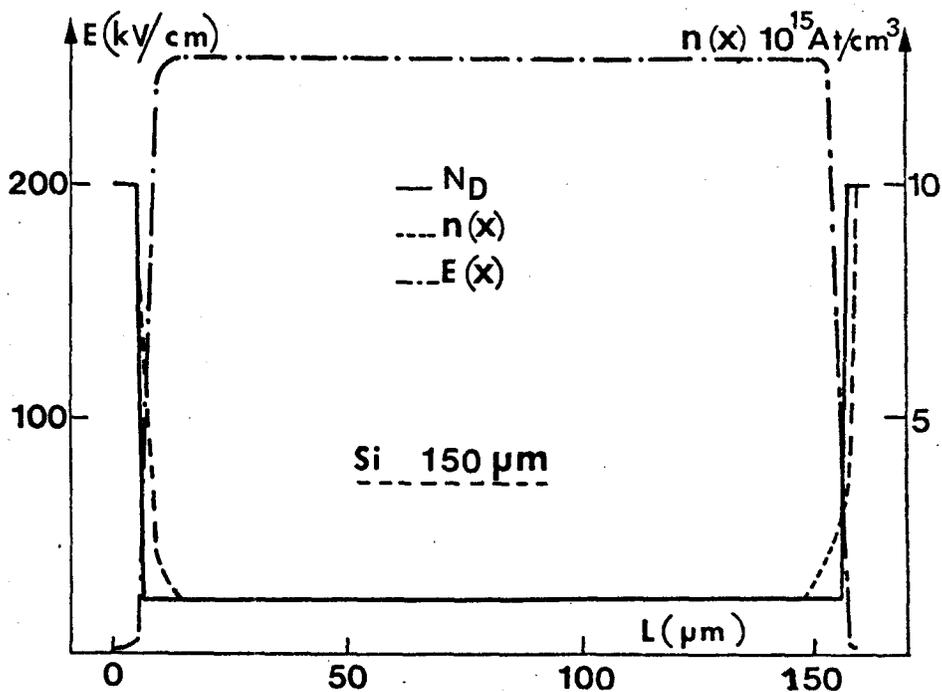


FIGURE 40 Carte du champ électrique et répartition des porteurs libres instantanées pour un échantillon "long".

La comparaison (figure 41) entre les évolutions des conductances statique et hyperfréquence en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation obtenues de façon analytique (avec $\Gamma = 0$) et numérique montre un accord satisfaisant. Nous avons donc pour les structures "longues" une variation de la conductance provoquée uniquement par le phénomène de limitation de la vitesse des porteurs libres.

Il reste maintenant à envisager la question suivante : les propriétés précédentes sont-elles profondément modifiées pour des semiconducteurs dont la loi $v(E)$ est non monotone, c'est-à-dire présentant une mobilité différentielle négative ?

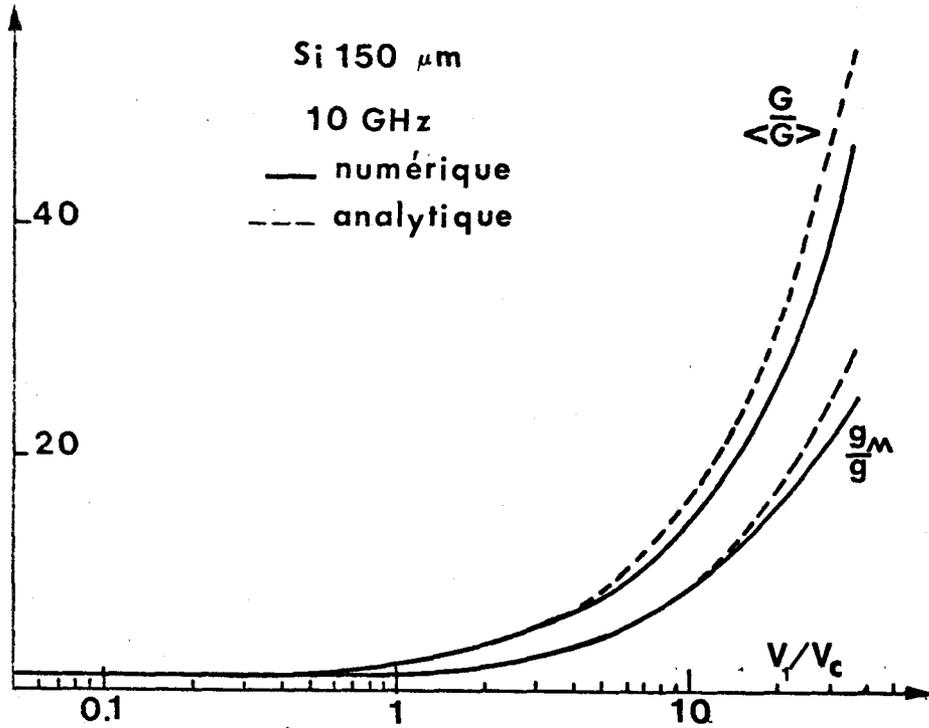


FIGURE 41 Evolution de la conductance hyperfréquence ($F = 10$ GHz) en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation pour une structure "longue".

II.2.2. Cas des semiconducteurs

à mobilité différentielle négative

Nous avons simulé numériquement deux types de composants réalisés en arséniure de gallium :

- l'un de longueur 14μ (échantillon court) dans lequel l'effet de charge d'espace n'est pas négligeable à la fréquence d'étude (10 GHz) ($0 < \Gamma < 1$)
- l'autre de longueur 100μ , où la contribution des charges excédentaires n'intervient que dans une très faible partie de la zone active ($\Gamma \rightarrow 0$).

Sur la figure 42, nous avons représenté les variations de la conductance hyperfréquence à 10 GHz en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation. Afin de mieux mettre en évidence l'effet de la mobilité différentielle négative nous avons tracé l'évolution de g obtenue de façon analytique mais en introduisant dans la relation $v(E)$ du silicium les grandeurs caractéristiques de l'arséniure de gallium c'est-à-dire $\mu = 5000 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $v_s = 8.10^6 \text{ cm/s}$.

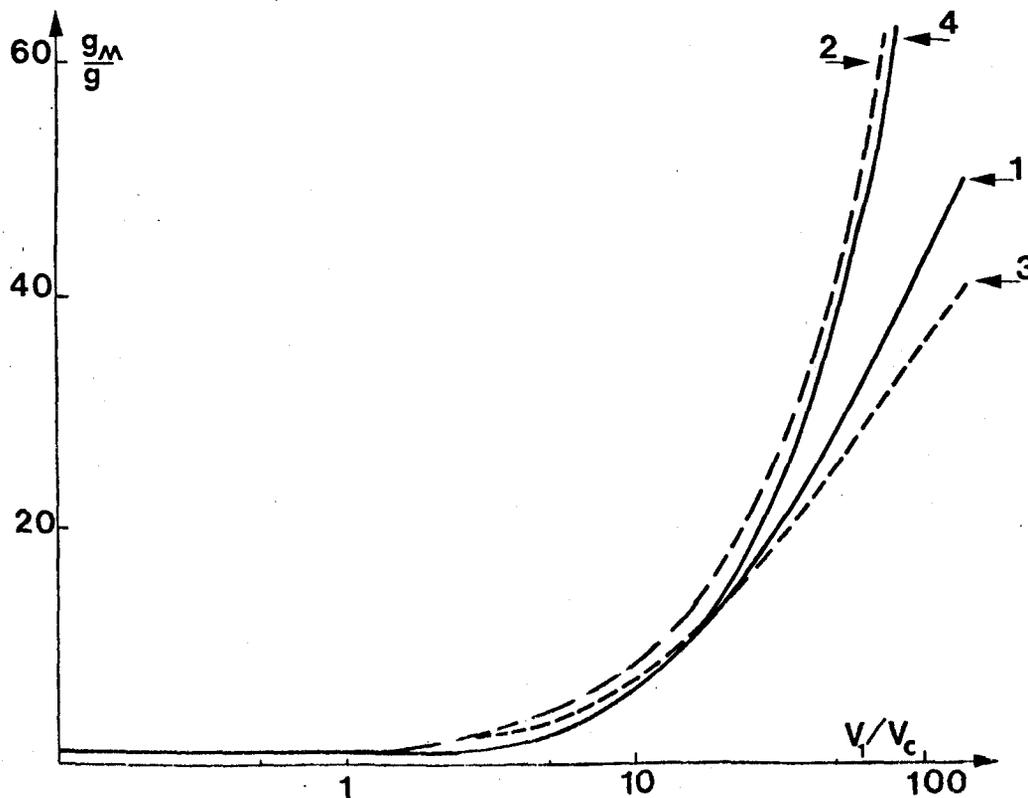


FIGURE 42 Evolution de la conductance hyperfréquence ($F = 10 \text{ GHz}$) en fonction de l'amplitude crête de la tension de polarisation

- 1 : structure GaAs, 14 μm , méthode numérique.
- 2 : ,, ,, ,, méthode analytique, $\Gamma = 0$.
- 3 : ,, ,, ,, méthode analytique, $\Gamma = 1$.
- 4 : structure GaAs, 100 μm , méthode numérique.

Plusieurs conclusions apparaissent :

- la valeur plus faible du "champ critique" ($E_c = v_s / \mu$) permet d'obtenir des rapports g_M/g plus importants pour la même tension de polarisation que pour un composant au silicium

- l'effet de charge d'espace intervient de la même façon dans les deux types de semiconducteurs et la courbe relative à l'échantillon long confirme assez bien les résultats de la théorie analytique avec $\Gamma = 0$ pour les fortes valeurs de V_1/V_c
- la forme de la loi $v(E)$ du GaAs entraîne que la conductance hyperfréquence reste constante sur une plus grande gamme de valeurs V_1/V_c mais ensuite les variations sont plus rapides que dans le cas d'un composant au silicium
- enfin, l'effet le plus notable s'observe sur l'évolution de la capacité. En effet, il apparait une variation importante de la valeur de la capacité parallèle quelle que soit la longueur de l'échantillon considéré (courbes 3-4 figure 43), phénomène pratiquement inexistant avec des échantillons de silicium.

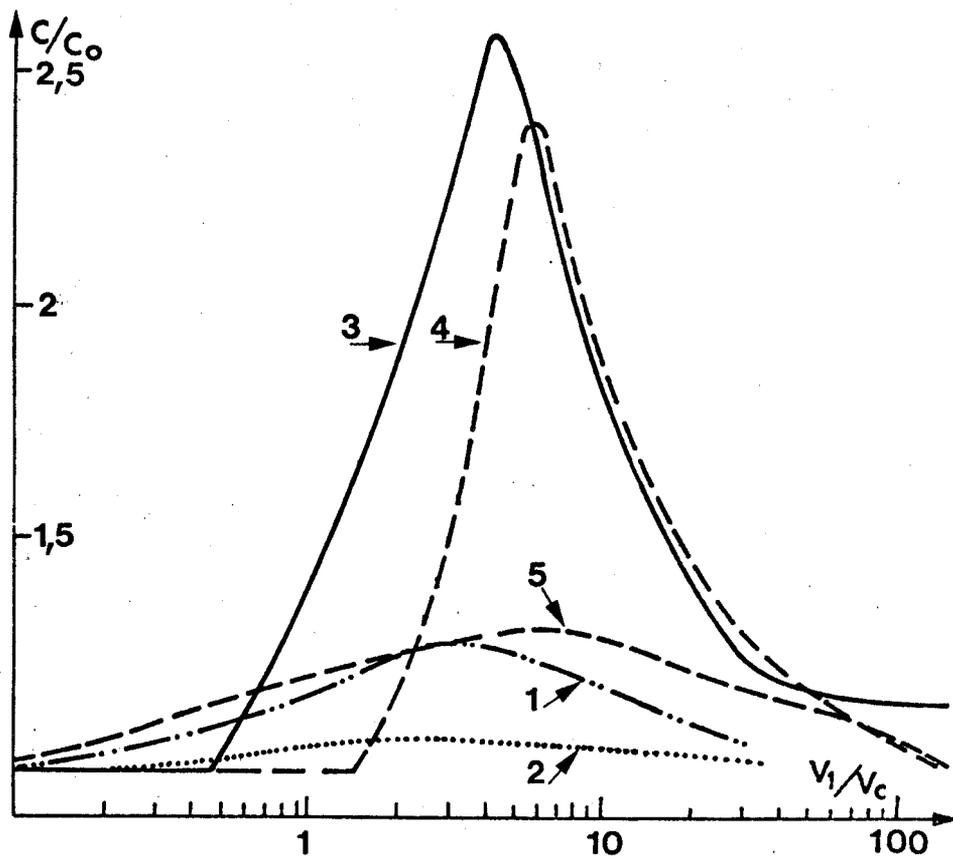


FIGURE 43 Variation de la capacité en fonction de l'amplitude cête de la tension de polarisation.

- 1 : Structure silicium, 11 μm , $C_0 = 0.1$ pf
- 2 : " " " 150 μm , $C_0 = 0.1$ pf
- 3 : Structure Arseniure de Gallium, 14 μm , $C_0 = 0.07$ pf
- 4 : " " " 100 μm , $C_0 = 0.1$ pf
- 5 : " " " " avec loi $v(E)$ uniforme.

Cependant, les structures "longues" présentent une carte de champ électrique et une répartition des porteurs libres (figure 44) semblables au cas du silicium.

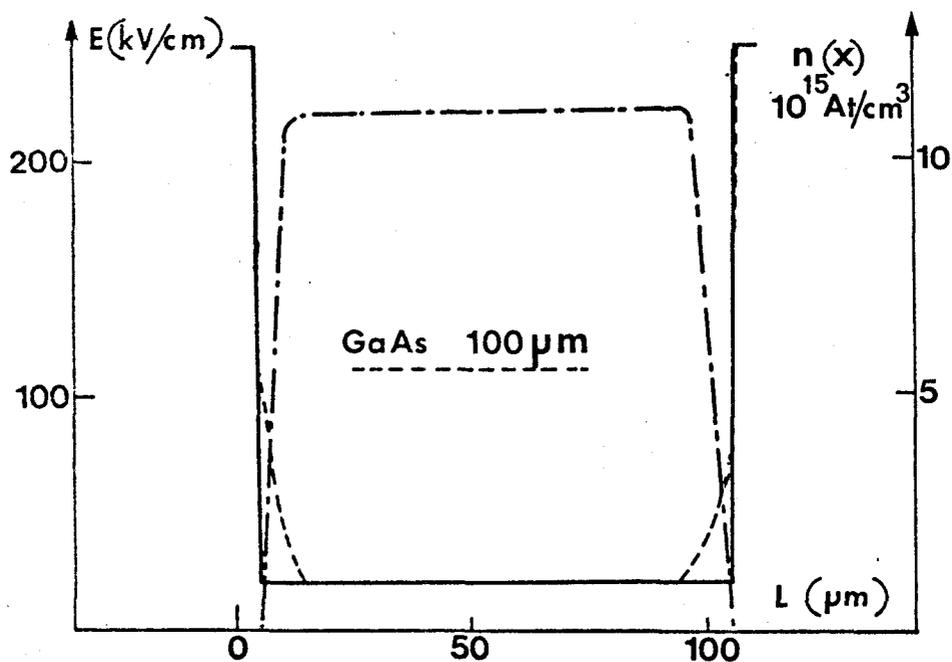


FIGURE 44 Carte du champ électrique et répartition des porteurs libres dans une structure longue GaAs

II.2.3. Conclusion

Les études analytique et numérique précédentes ont permis de montrer qu'une structure semiconductrice unipolaire soumise à une tension hyperfréquence importante pouvait s'assimiler à une conductance en parallèle sur une capacité.

Les valeurs prises par la conductance diminuent au fur et à mesure que la tension appliquée et en conséquence la puissance absorbée augmente. On a pu mettre en évidence que pour les échantillons dont le temps de transit des porteurs dans la zone active est petit devant la demi période du signal de polarisation, la charge d'espace occupe la plus grande partie de la zone active, sa contri-

bution est totale, et la valeur minimale de la conductance est g_c : conductance différentielle de charge d'espace. Dans le cas contraire ($t_T > \frac{1}{2F}$), la charge d'espace est très localisée au niveau des transitions $N^+ N$ et $N N^+$ et son effet sur l'impédance hyperfréquence est négligeable.

Dans le cas où le semiconducteur utilisé présente une mobilité différentielle négative (GaAs, InP, $Ga_x In_{1-x} Sb$) on remarque que la capacité parallèle n'est pas constante, cependant pour les très grandes valeurs de la tension de polarisation, elle tend vers sa valeur initiale.

En conséquence, nous disposons d'un dispositif semiconducteur dont l'impédance hyperfréquence varie notablement en fonction de la puissance hyperfréquence qu'il absorbe. En l'insérant par exemple dans une ligne de transmission dont l'impédance caractéristique serait judicieusement choisie, nous pouvons espérer réaliser des limiteurs simples (ne nécessitant pas de dispositif de polarisation extérieur) et rapides (l'effet de limitation de vitesse est quasi instantané).

II.3. VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

L'étude des propriétés d'une structure $N^+ N N^+$ soumise à un champ hyperfréquence fort nécessite un dispositif de mesure dont la puissance hyperfréquence incidente est largement variable (100 mW-50 kW)

II.3.1. Description du banc de mesure

Le schéma synoptique général du banc de mesure est représenté figure 45. Il comporte les éléments principaux suivants :

- la source ① est un magnétron classique fonctionnant à 9.375 GHz, fournissant des impulsions de largeur θ donnée (1,75 μ s ou 2.25 μ s) avec une fréquence de répétition f_r faible (60 Hz ou 300 Hz). Avec cette source, nous pouvons donc appliquer sur l'échantillon à étudier une puissance crête importante P_c tout en gardant une puissance moyenne faible $\langle P \rangle$:

$$\langle P \rangle = P_c \cdot f_r \cdot \theta = P_c \cdot \eta$$

$$\text{avec } 1.10^{-4} < \eta < 6.10^{-4}$$

- un commutateur ② variable électriquement permet d'aiguiller sur une voie ou sur l'autre une partie plus ou moins importante de la puissance constante du magnétron. L'ensemble de ces deux composants (source plus commutateur) permet de disposer dans la branche de mesure d'une puissance crête comprise entre 2W et 100kW

Enfin, selon la valeur de la puissance de seuil de l'échantillon étudié, le dispositif limiteur peut se brancher soit directement à la sortie du commutateur soit à l'aide d'un coupleur ③ dont la valeur du couplage est choisie en fonction de la gamme de puissance à explorer

- l'ensemble du dispositif de mesure comprend tout d'abord un coupleur permettant la détermination de la puissance incidente ⑤. Un circulateur ⑥ permet ensuite la mesure du coefficient de réflexion présenté par le composant dans sa cellule de mesure ⑦ (comprenant les différents accords). La comparaison entre la puissance réfléchie peut se faire aisément grâce à un commutateur associé à un court-circuit ⑧. En dernier lieu, nous trouvons le dispositif de détection de l'impulsion hyperfréquence précédé par un atténuateur étalonné ⑨. Celui-ci permet une détermination directe en dB du coefficient de réflexion (indépendante de la loi de détection du dispositif utilisé).

L'évolution du rapport g_M/g en fonction de la puissance absorbée se déduit des variations du module du coefficient de réflexion. Connaissant les éléments parasites introduits par l'encapsulation, la valeur de g_M se mesure à l'analyseur de réseau et on détermine théoriquement le module du coefficient de réflexion en fonction du rapport g_M/g . Il devient alors aisé de comparer les valeurs théoriques et expérimentales du rapport g_M/g pour différentes puissances hyperfréquences appliquées sur la structure semiconductrice.

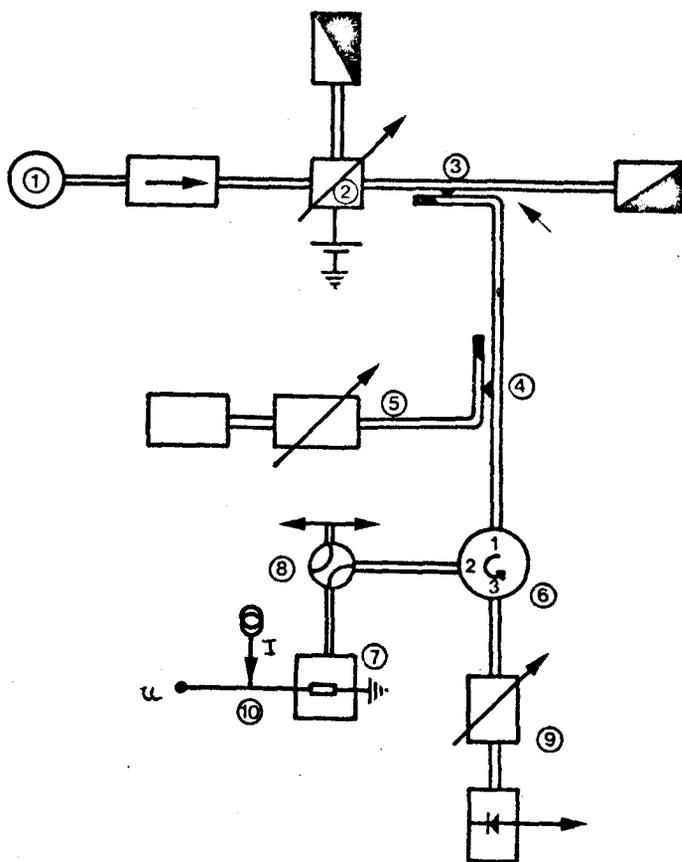


FIGURE 45 Schéma du banc de mesure.

Par ailleurs, l'étude théorique a montré que la conductance continue G variait elle aussi en fonction de la puissance absorbée. Afin de vérifier ce fait, nous appliquons sur l'échantillon un faible courant continu I et observons à l'oscilloscope la forme de la tension qui apparaît à ses bornes au cours de l'impulsion hyperfréquence. Nous obtenons un signal schématisé figure 46 et son étude permet d'obtenir simplement plusieurs résultats importants.

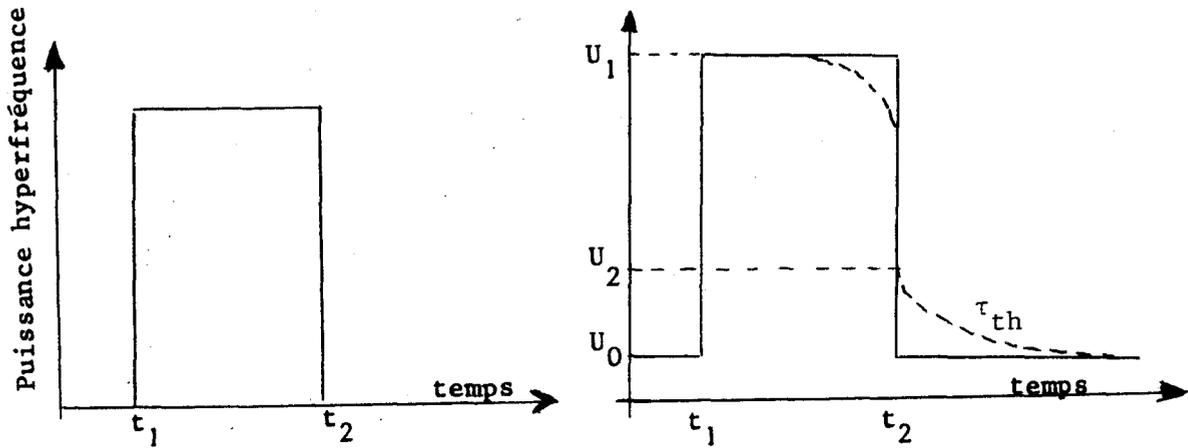


FIGURE 46

1°) le rapport I/U_0 donne la valeur de la conductance initiale de la structure donc g_M

2°) le rapport U_1/U_0 donne la valeur de $G/\langle G \rangle$ et l'évolution de la grandeur U_1 au cours de l'impulsion peut nous renseigner sur les variations de température du composant liées à l'absorption de puissance

3°) quand il y a un échauffement notable de la structure au cours de l'impulsion hyperfréquence, la valeur de U_2/U_0 relevée juste après l'application de l'impulsion nous permet de déterminer la variation de la résistance résultant de l'élévation de sa température et de déduire facilement la résistance thermique instantanée du composant *

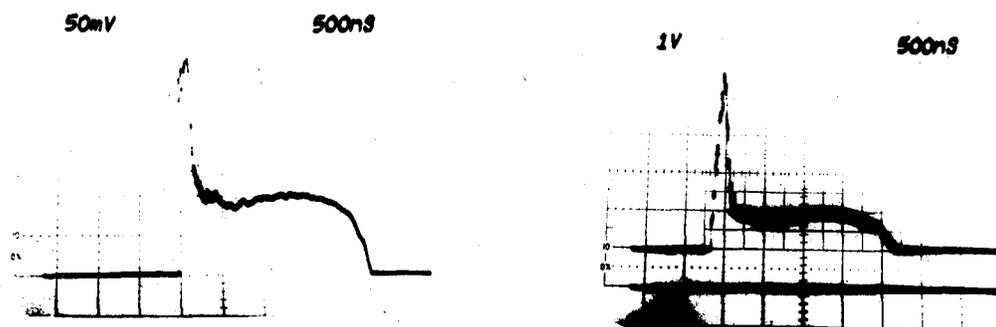
4°) la forme de la décroissance de la tension pour $t > t_2$ donne la constante de temps thermique du composant placé dans une cellule donnée

5°) en dernier lieu, l'évolution de U_0 , après l'interruption des impulsions hyperfréquences permet la détermination de l'échauffement moyen de la structure.

*Un étalonnage préalable permet d'obtenir la température du composant connaissant la valeur de sa conductance en champ faible g_M .

Il faut signaler que l'application de ce courant continu de valeur très faible (typiquement $I = 10 \text{ mA}$) a uniquement pour but d'obtenir tous les renseignements précédents. Les variations de la conductance hyperfréquence proviennent uniquement de la puissance hyperfréquence incidente. De ce fait, toute utilisation pratique du phénomène de la limitation de la vitesse des porteurs dans une structure semiconductrice unipolaire dans le but de réaliser des limiteurs hyperfréquences ne nécessite pas de polarisation extérieure.

Afin d'illustrer ces considérations, nous avons reproduit deux oscillogrammes très caractéristiques. Le premier cliché représente le signal appliqué sur une structure en silicium : ($L = 280\mu$ $\rho_N = 4\Omega\text{cm}$), c'est l'impulsion hyperfréquence obtenue à la sortie d'un limiteur classique à ferrite. Elle montre une puissance de fuite maximale de 4 kW et une puissance plateau à 700 W. Le second cliché illustre l'évolution temporelle de la tension aux bornes de l'échantillon parcouru par un courant $I = 20 \text{ mA}$. La tension sans puissance hyperfréquence $U_0 = 0.9\text{V}$ nous donne la conductance maximale $G = g_m = 2210^{-3} \Omega^{-1}$ ($R = 45\Omega$). La tension à la puissance hyperfréquence maximale $U = 6.8\text{V}$ permet d'évaluer la variation de conductance continue $g_m / \langle G \rangle = 7.6$ tandis que cette grandeur est égale à 2 pour la "puissance plateau". En dernier lieu, la comparaison de la tension avant et après l'impulsion hyperfréquence indique que l'échauffement du composant est négligeable dans ces conditions expérimentales.



1/ Signal hyperfréquence incident 2/ tension aux bornes de la structure.

II.3.2. Résultats expérimentaux

Comme dans le cas de la polarisation statique, nous avons étudié plusieurs échantillons de longueurs de zones actives très différentes ($10\mu < L < 280\mu$) réalisés en silicium.

Sur la figure 47 nous avons représenté l'évolution en fonction de la puissance absorbée de la conductance continue $\langle G \rangle$ et de la conductance hyperfréquence ($F = 9.375$ GHz) pour un échantillon de longueur 150μ et de résistivité 3.8Ω cm.

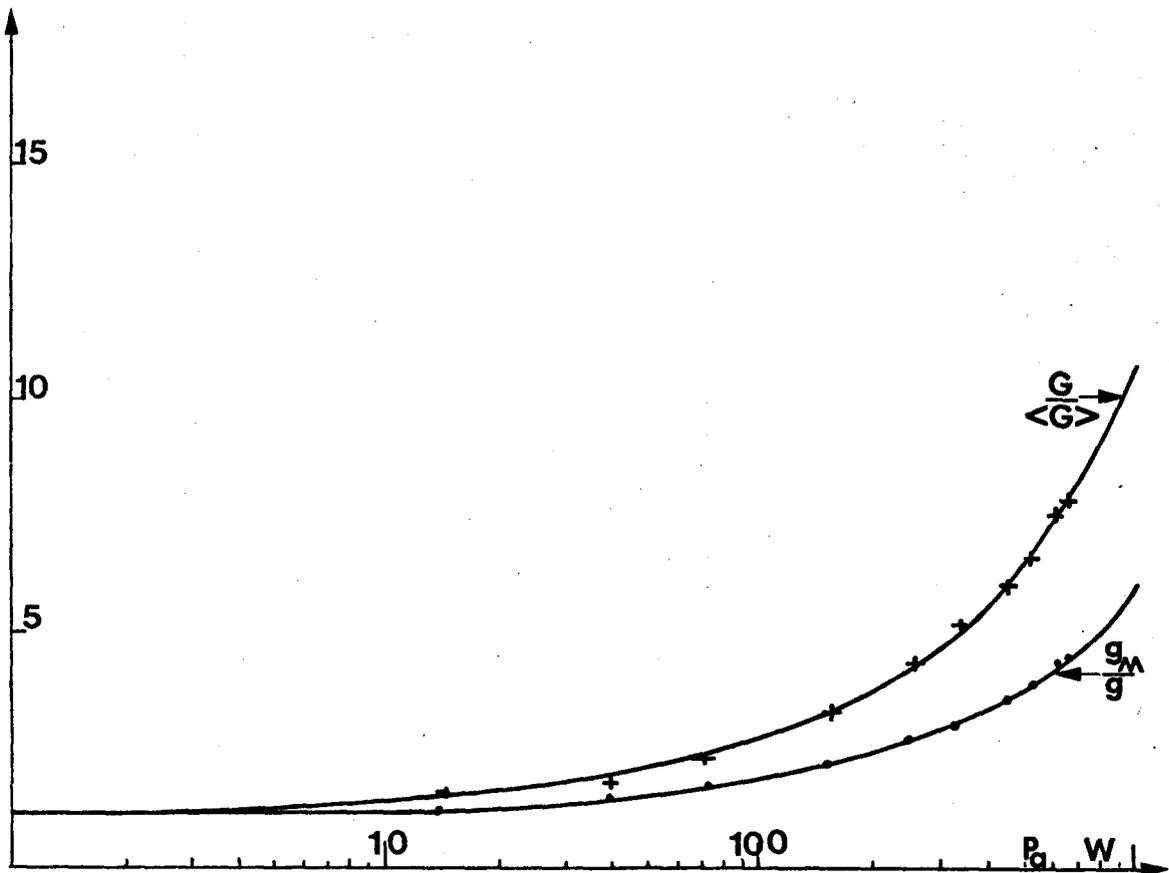


FIGURE 47 Valeurs expérimentales de la conductance continue et hyperfréquence ($F = 9.375$ GHz) fonction de la puissance absorbée. Structure silicium : 150 N 380.

+ : points expérimentaux, — : courbe numérique.

On peut remarquer un accord très satisfaisant entre les valeurs mesurées et les résultats donnés par la simulation numérique. En particulier, pour ce type de structure où l'effet de charge d'espace est négligeable, on peut aisément obtenir, à partir de la variation de la conductance statique, très facilement accessible à la mesure, la valeur de la conductance hyperfréquence puisque $g_M/g = \frac{1}{2} G/\langle G \rangle$.

Ce n'est plus le cas pour des structures plus courtes telles que le 11 N 160 dans lesquelles la contribution de la charge d'espace n'est plus négligeable. En effet, la figure 48 montre que les points expérimentaux sont en assez bon accord avec les résultats fournis par la simulation numérique mais s'éloignent nettement des courbes analytiques.

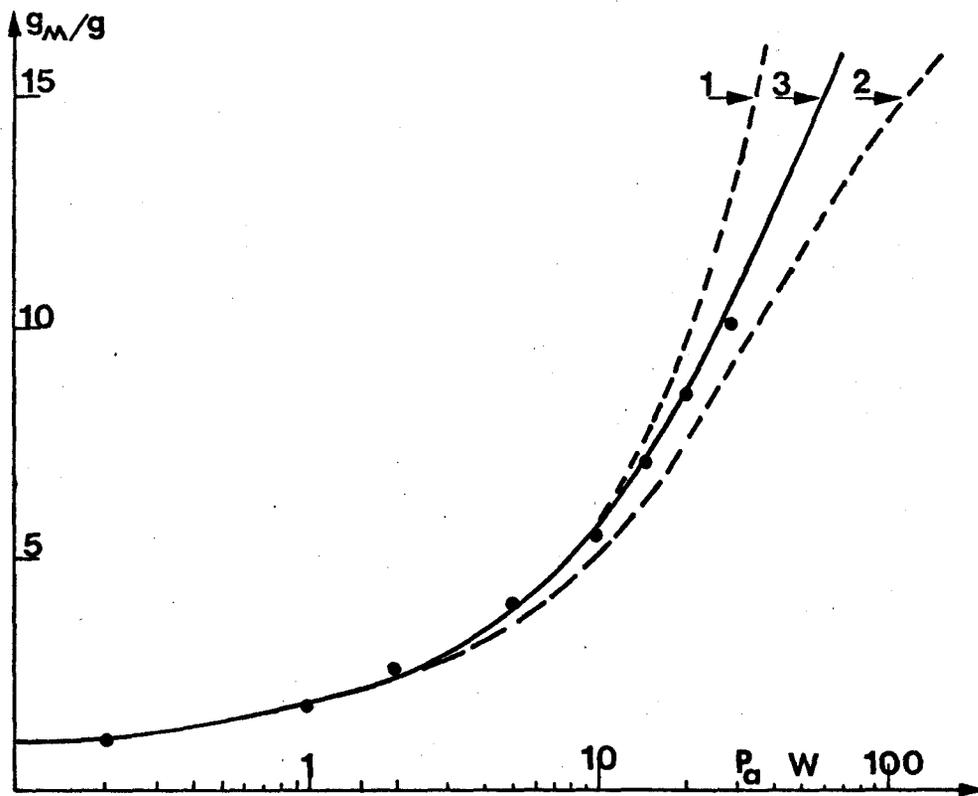


FIGURE 48 Valeurs expérimentales de la conductance hyperfréquence
($F = 9.375$ GHz) fonction de la puissance absorbée.

Echantillon silicium 11 N 160

- 1 - méthode analytique $\Gamma = 0$,
- 2 - méthode analytique $\Gamma = 1$
- 3 - méthode numérique
- points expérimentaux.

En conclusion, les quelques vérifications expérimentales décrites précédemment font apparaître que la simulation numérique donne des résultats très comparables aux valeurs mesurées expérimentalement, avec ou sans influence de la charge d'espace. L'évolution temporelle de la conductance continue montre que ces variations d'impédance sont rapides et nous allons étudier plus en détail cette propriété dans le chapitre suivant consacré au régime transitoire dans les structures semiconductrices unipolaires.

CHAPITRE III

ETUDE DES PROPRIETES D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$ SOUMISE A UN CHAMP TRANSITOIRE FORT

Ce chapitre est consacré à l'étude détaillée des phénomènes transitoires se produisant lors de l'application brutale d'une tension continue ou hyperfréquence et à la détermination des temps de commutation. Il s'agit en effet de la propriété la plus intéressante du dispositif envisagé qui doit être très rapide et il est donc important d'étudier particulièrement cette question.

Pour ce type d'étude, les méthodes analytiques sont insuffisantes et les évolutions temporelles de la tension aux bornes de la structure, du courant qui la traverse, du champ électrique et de la concentration des porteurs libres dans la zone active ne seront traités qu'à partir de la méthode de simulation numérique qui est particulièrement bien adaptée pour résoudre ce genre de problème.

Afin d'être le plus proche possible de la réalité, l'échantillon sera toujours associé à un circuit extérieur car son comportement transitoire est aussi fonction des caractéristiques (temps montée, impédance interne etc...) du générateur assurant la "polarisation".

La première partie de ce chapitre se compose essentiellement de la simulation des phénomènes transitoires liés aux deux types de polarisation :

- une "polarisation continue" où l'on associe à l'échantillon un générateur délivrant soit un échelon de tension, soit une impulsion de forme quelconque

BUS
LILLE

- une "polarisation alternative" lorsque l'échantillon se trouve dans un circuit hyperfréquence comprenant une charge uniquement résistive et un générateur de tension délivrant des impulsions hyperfréquences.

La seconde partie est consacrée à un essai de détermination expérimentale du temps de réponse de l'échantillon lorsqu'on lui applique un échelon de champ électrique. On utilise dans ce but une méthode de mesure par reflectométrie temporelle fort niveau. Ce procédé permet par ailleurs de mettre en évidence l'apparition du phénomène d'avalanche dans les structures unipolaires. Or, l'étude expérimentale de ce mécanisme est fondamentale pour la détermination de la tension maximale applicable : paramètre particulièrement important dans les utilisations pratiques que nous envisagerons ultérieurement.

III.1. RÉGIME TRANSITOIRE D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$

SOUmise À UN ÉCHELON DE TENSION

Afin d'évaluer l'ordre de grandeur du temps de réponse "intrinsèque" de la structure semiconductrice, nous allons simuler son comportement transitoire lorsque les conditions de polarisation sont quasi-idéales. L'application d'une impulsion de tension pratiquement en échelon permet de mettre en évidence les différents mécanismes qui déterminent le régime transitoire.

Dans ce paragraphe nous décrivons les résultats fournis par la simulation numérique du composant envisagé dans les chapitres précédents (Si 11 N 160). La polarisation est assurée par un générateur d'impédance interne faible (en particulier $R_g < R_o$: résistance initiale de la structure) qui délivre un échelon de tension d'amplitude variable ΔV et de temps de montée idéal : $t_m = 0.1 \mu s$. La représentation temporelle du courant traversant la structure (figure 49) possède des caractéristiques bien particulières.

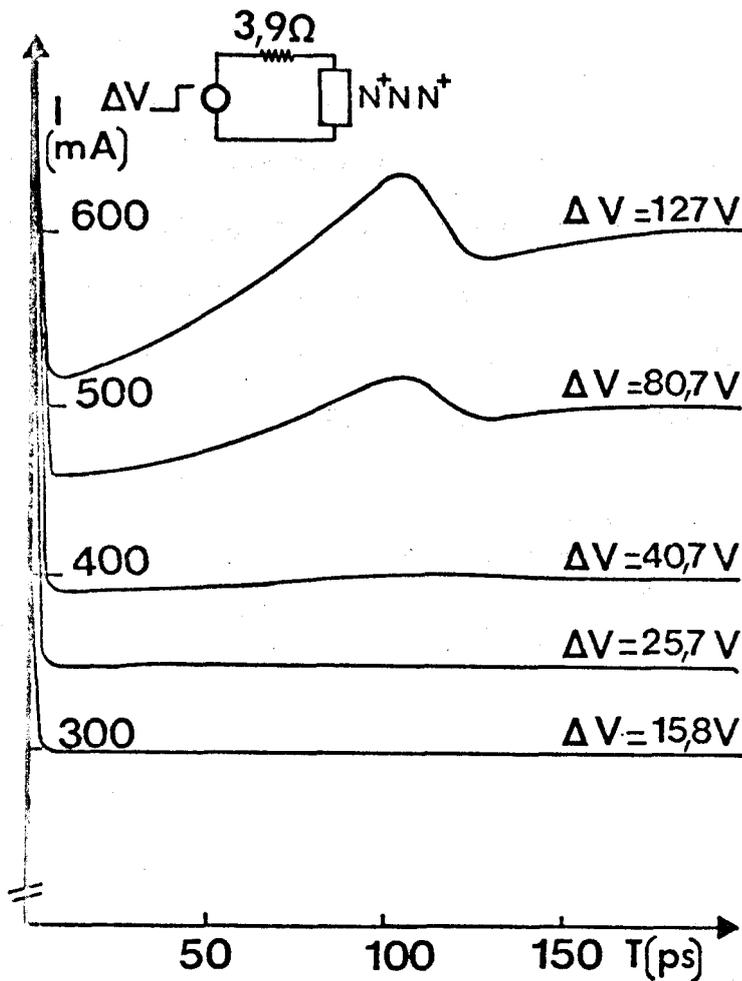


FIGURE 49 Evolution temporelle du courant traversant la structure semiconductrice pour différents échelons de tension du générateur.
Echantillon silicium 11 N 160

Tout d'abord, juste après la montée de la tension délivrée par le générateur, le courant présente des valeurs importantes et décroît très rapidement. Ce phénomène très bref, correspond à la charge de la capacité de l'échantillon à travers la résistance interne du générateur. Compte tenu des valeurs très faibles de ces deux grandeurs ($R_g = 3.9\Omega$, $C = 0.1$ pF dans l'exemple choisi), le courant de déplacement devient négligeable, environ 5 ps après l'instant initial. La valeur du courant observé est alors uniquement imposée par le phénomène de variation de la vitesse des porteurs en fonction de l'amplitude du champ électrique. En ce qui concerne l'évolution ultérieure de $I(t)$ deux cas distincts peuvent se présenter :

- la tension aux bornes du composant est insuffisante pour créer une charge d'espace notable, le régime stationnaire est atteint et le courant reste pratiquement constant comme le montrent les courbes $I(t)$ pour $\Delta V < 40V$
- les tensions sont plus importantes et il y a création d'une charge d'espace qui entraîne une augmentation de la valeur du courant pendant une durée voisine du temps de transit des porteurs (≈ 100 ps pour la structure choisie). Ensuite, après quelques oscillations amorties, les valeurs stationnaires sont atteintes en un temps environ double du temps de transit.

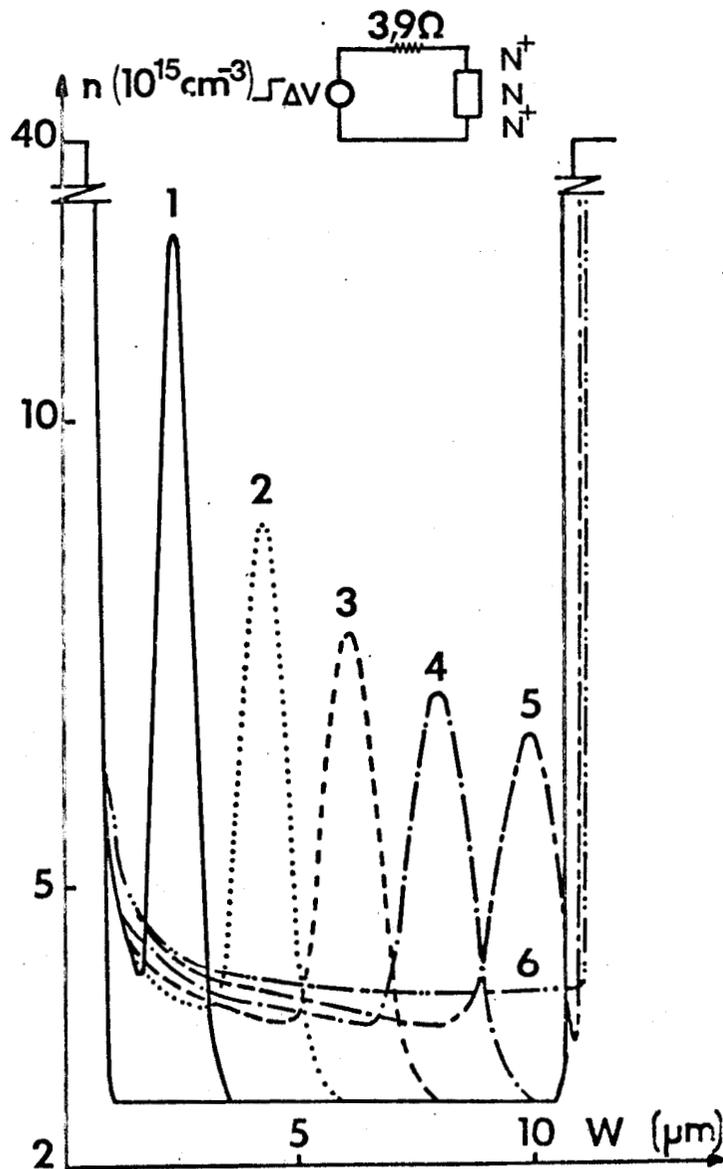


FIGURE 50 Evolution temporelle de la concentration des porteurs libres après l'apparition de l'échelon de tension.

Echantillon silicium 11 N 160. $\Delta V = 127 V$.

- 1) $t = 20$ ps. 2) $t = 40$ ps. 3) $t = 60$ ps. 4) $t = 80$ ps.
5) $t = 100$ ps. 6) $t = 200$ ps.

Afin de mieux comprendre l'évolution temporelle du courant traversant la structure lorsque la charge d'espace a un effet notable, nous avons représenté à différents instants la répartition des porteurs libres dans la zone active de la structure (figure 50) lorsque celle-ci est soumise à un échelon de tension d'amplitude importante : $\Delta V = 127V$. On note qu'un "paquet" d'électrons excédentaires se détache de la cathode et se propage en s'élargissant vers l'anode. Le temps de propagation correspond au temps de transit des porteurs dans la

zone active ($t_T = L/v_s \approx 100$ ps) et lorsque le "centre du paquet" atteint l'anode, le courant présente sa valeur maximale. Puis, il décroît jusqu'au moment où le "paquet" d'électrons a complètement été absorbé par l'anode, pour ensuite tendre vers sa valeur stationnaire lorsque la concentration des porteurs libres devient pratiquement uniforme dans toute la zone active. La forme de la caractéristique $I(V)$ à différents instants après l'application de l'échelon de tension (figure 51) montre que :

- pour des temps courts (≈ 10 ps) la valeur du courant n'est imposée que par la loi $v(E)$ du semiconducteur
- pour les temps intermédiaires, le phénomène de charge d'espace prend de plus en plus d'importance pour atteindre sa contribution stationnaire environ 200 ps après l'instant initial

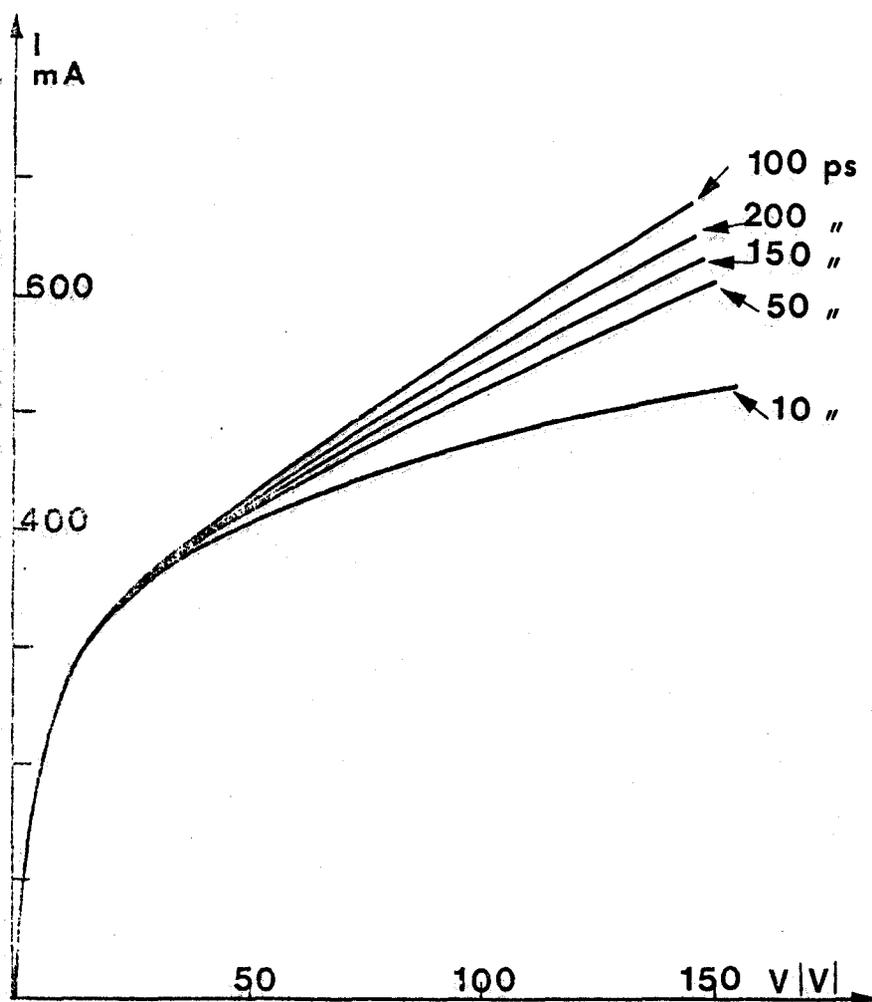


FIGURE 51 Caractéristiques $I(V)$ instantanées (numériques)
Structure Si 11 N 160

De cette étude sur un modèle très théorique (générateur idéal) on peut déduire deux conclusions importantes. D'une part, le phénomène de limitation de vitesse intervient dès que la tension est appliquée et ses effets précèdent ceux créés par la charge d'espace, en conséquence, dans toute utilisation pratique où ces deux mécanismes seront présents, le composant présentera des performances meilleures au temps très court que pendant le régime stationnaire. D'autre part, toute vérification expérimentale nécessitera un dispositif capable de mesurer la caractéristique $I(V)$ à quelques picosecondes après l'application d'un échelon de temps de montée rapide ; c'est en pratique une condition très difficile à réaliser comme nous le verrons dans le paragraphe consacré aux vérifications expérimentales.

Sur la figure 52 nous avons représenté l'évolution temporelle du courant pour deux structures ayant les mêmes dimensions géométriques ($L \approx 18 \mu\text{m}$, $S = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$) mais des résistivités différentes ($\rho_N = 1 \Omega \text{ cm}$, $\rho_N = 10 \Omega \text{ cm}$) polarisées à l'aide d'un générateur d'impédance interne 50Ω délivrant un échelon de tension de temps de montée égal à 1 picoseconde. La comparaison avec le cas précédent (figure 49) permet de faire les remarques suivantes :

- la charge de la capacité de l'échantillon est plus longue à se réaliser (augmentation de la résistance interne du générateur)
- le temps d'établissement de la charge d'espace est, lui aussi, plus long (augmentation de la longueur de la zone active)

La forme des courbes relatives aux deux résistivités différentes permet de conclure : en premier lieu, que la variation de l'amplitude du courant autour de sa valeur stationnaire est proportionnelle à l'importance de la charge d'espace ($n(x) > N_D(x)$) et en second lieu, que la durée du régime transitoire ne dépend pas de l'importance de cette dernière quand elle existe, mais uniquement de la valeur du temps de transit.

Maintenant que nous avons caractérisé le temps de réponse de l'échantillon à une montée de la tension de polarisation, il reste à déterminer comment et avec quelle rapidité le composant retrouve son état initial lorsque la tension de polarisation disparaît.

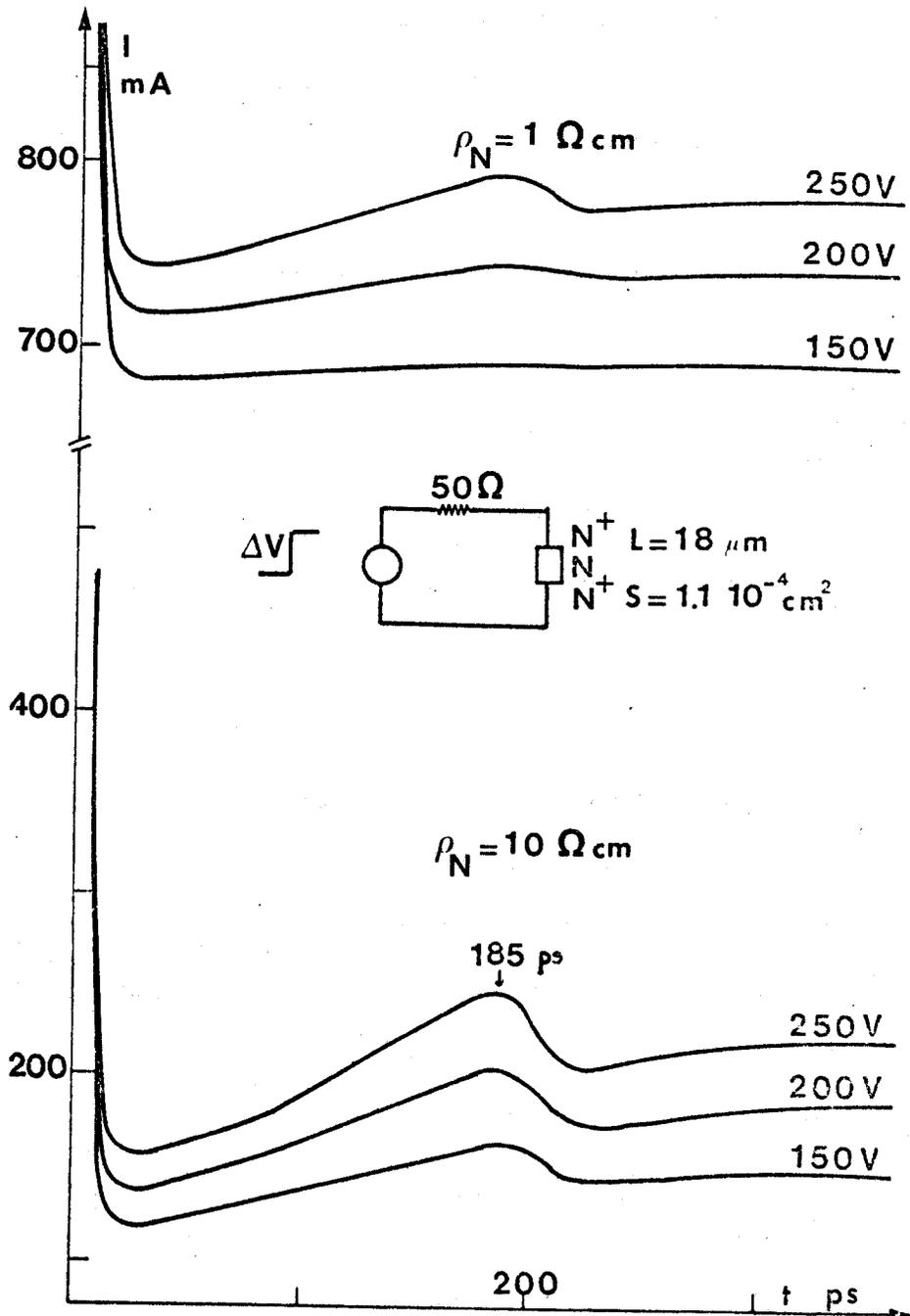


FIGURE 52 Evolution temporelle du courant traversant deux structures en silicium différentes pour plusieurs échelons de tension délivrés par le générateur.



III.2. RÉGIME TRANSITOIRE D'UNE STRUCTURE N⁺ N N⁺ SOUMISE À UNE DIMINUTION BRUTALE DE LA TENSION APPLIQUÉE

(échelon négatif)

Afin de caractériser complètement le régime transitoire du composant, il faut aussi déterminer de quelle manière la structure retrouve son état d'équilibre à la fin de l'impulsion. Dans ce but, nous allons décrire les résultats obtenus à partir de la simulation numérique :

- dans l'hypothèse d'une impulsion de tension quasi-idéale
- dans l'hypothèse d'une impulsion de tension réelle possédant des temps de montée et de descente réalisables actuellement. Enfin, pour ce dernier type de polarisation, nous envisagerons : d'une part, l'influence des éléments parasites présentés par les fils de connections et l'encapsulation, d'autre part, le comportement d'un semiconducteur possédant une mobilité différentielle négative.

III.2.1. Impulsion de tension quasi-idéale

Nous envisageons dans ce paragraphe le régime transitoire de la structure type 11 N 160 (où l'effet de charge d'espace est notable pour les fortes tensions appliquées) soumise à une impulsion d'amplitude ΔV variable, (de durée 300 ps, dont les temps de montée et de descente sont égaux (1 picoseconde)) délivrée par un générateur d'impédance interne 50Ω . L'évolution temporelle du courant traversant la structure est représentée figure 53 dans deux cas différents : le premier, correspond à une impulsion d'amplitude ($\Delta V = 30$ V) insuffisante pour créer une charge d'espace, le second correspond à une amplitude beaucoup plus élevée ($\Delta V = 155$ V). On peut remarquer que dans les deux hypothèses envisagées, il apparaît un courant de décharge en fin d'impulsion dont la durée ne dépasse pas, même dans le cas le plus défavorable ($\Delta V = 155$ V) quelques dizaines de picosecondes.

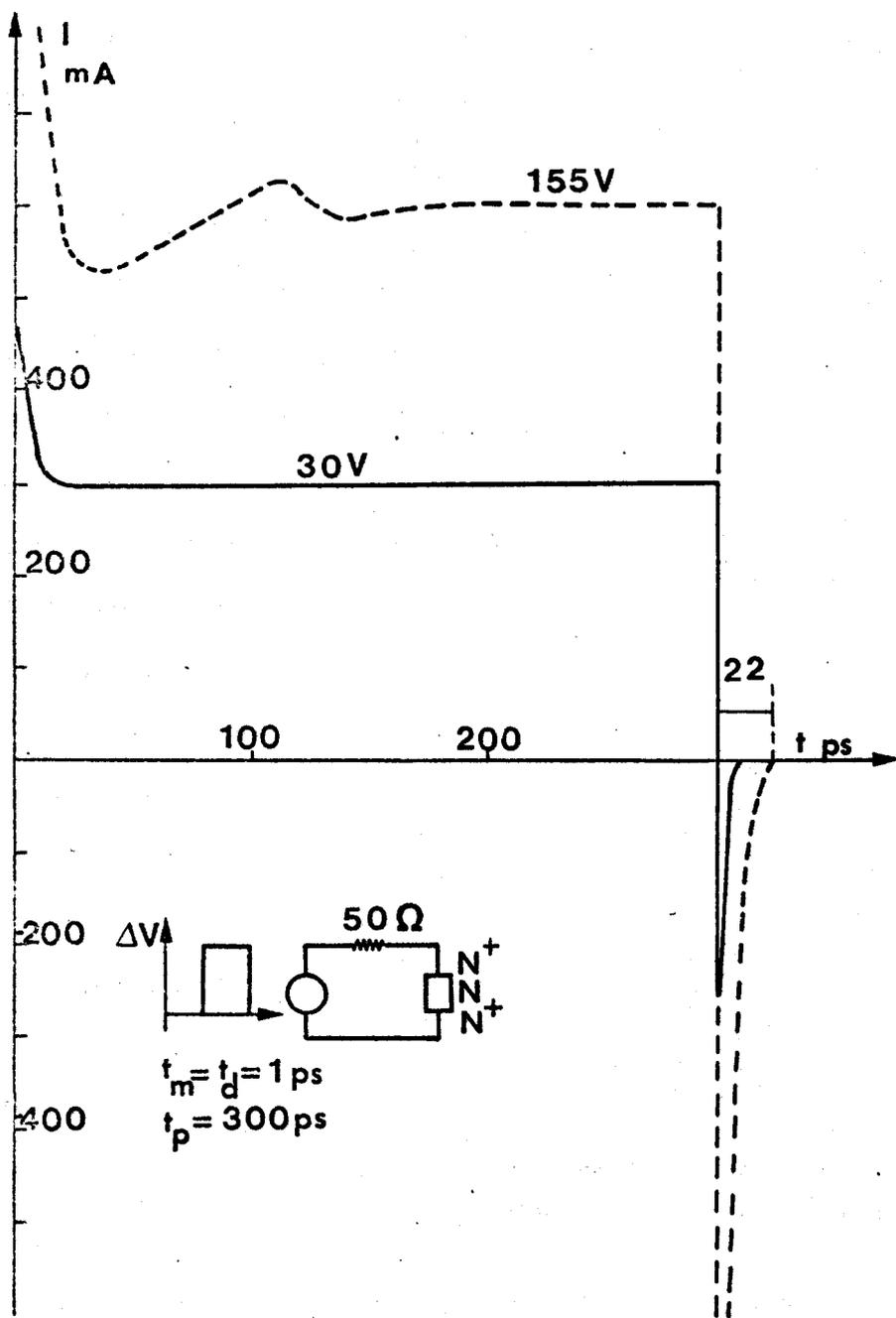


FIGURE 53 Evolution temporelle du courant traversant la structure $N^+ N^+ N^+$ (11 N 160) pour des impulsions de tension "idéales" d'amplitude différente.

On peut donc conclure que le composant est extrêmement rapide, en effet le phénomène de limitation de vitesse est quasi-instantané et le phénomène de charge d'espace dans une structure unipolaire se traduit par des temps de recouvrement beaucoup plus faibles que dans le cas d'injection de porteurs minoritaires (diodes). On peut donc se demander si ces phénomènes restent encore perceptibles quand l'impulsion envisagée possède des caractéristiques plus proches des possibilités expérimentales actuelles.

III.2.2. Impulsion de tension "réelle"

Afin de simuler au mieux les conditions expérimentales que nous décrirons ultérieurement, nous envisageons dorénavant une impulsion dont les caractéristiques sont les suivantes : temps de montée 100 ps, temps de plateau 300 ps, temps de descente 100 ps.

Nous représentons figure 54 l'évolution temporelle du courant pour plusieurs amplitudes de l'impulsion de tension. Les différences par rapport au cas idéal sont les suivantes :

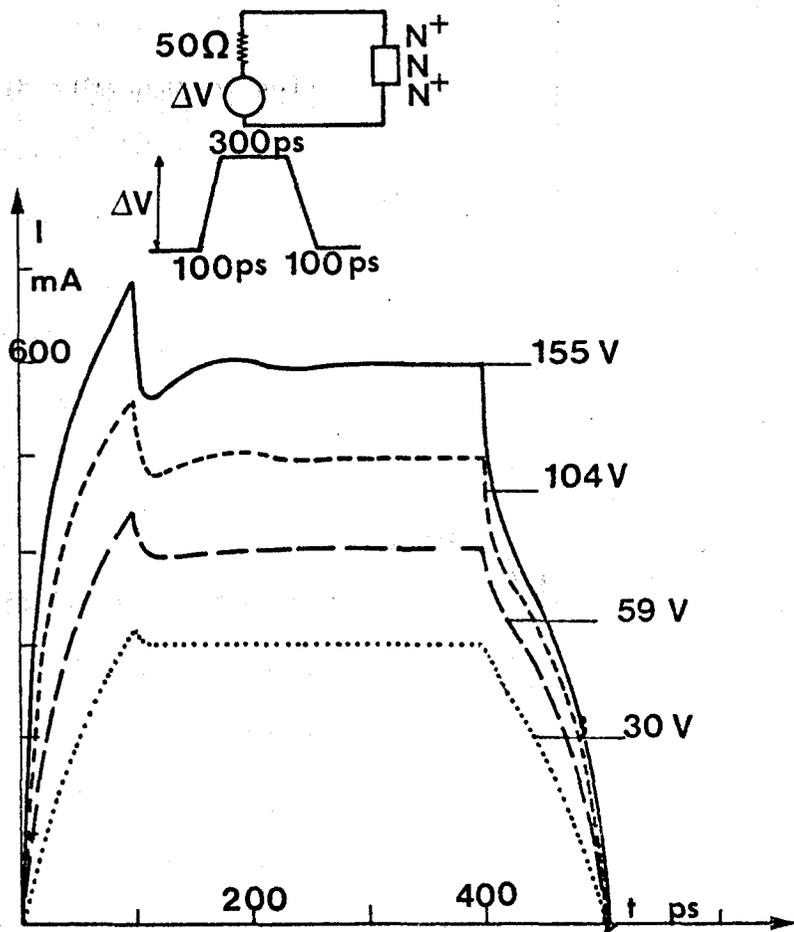


FIGURE 54 Evolution temporelle du courant traversant la structure $N^+ N N^+$ (11 N 160) pour des impulsions de tension "réelles" d'amplitude différente.

autour de sa valeur stationnaire et les temps mis en jeu sont toujours directement proportionnels au temps de transit.

- la quasi disparition du courant initial correspondant à la charge de la capacité de l'échantillon. En effet, la rapidité de ce mécanisme est telle qu'il est masqué par le temps de montée du signal de polarisation
- pour la même raison, le courant de décharge a pratiquement disparu et ce n'est que pour les amplitudes les plus fortes qu'il apparait pendant quelques picosecondes
- enfin, le phénomène de charge d'espace provoque toujours une "ondulation" du courant

A titre d'exemple, nous avons représenté figure 55 l'établissement du champ électrique et de la charge d'espace pendant la montée d'une tension de polarisation forte et l'évolution de ces deux grandeurs pendant la descente du signal appliqué (figure 56).

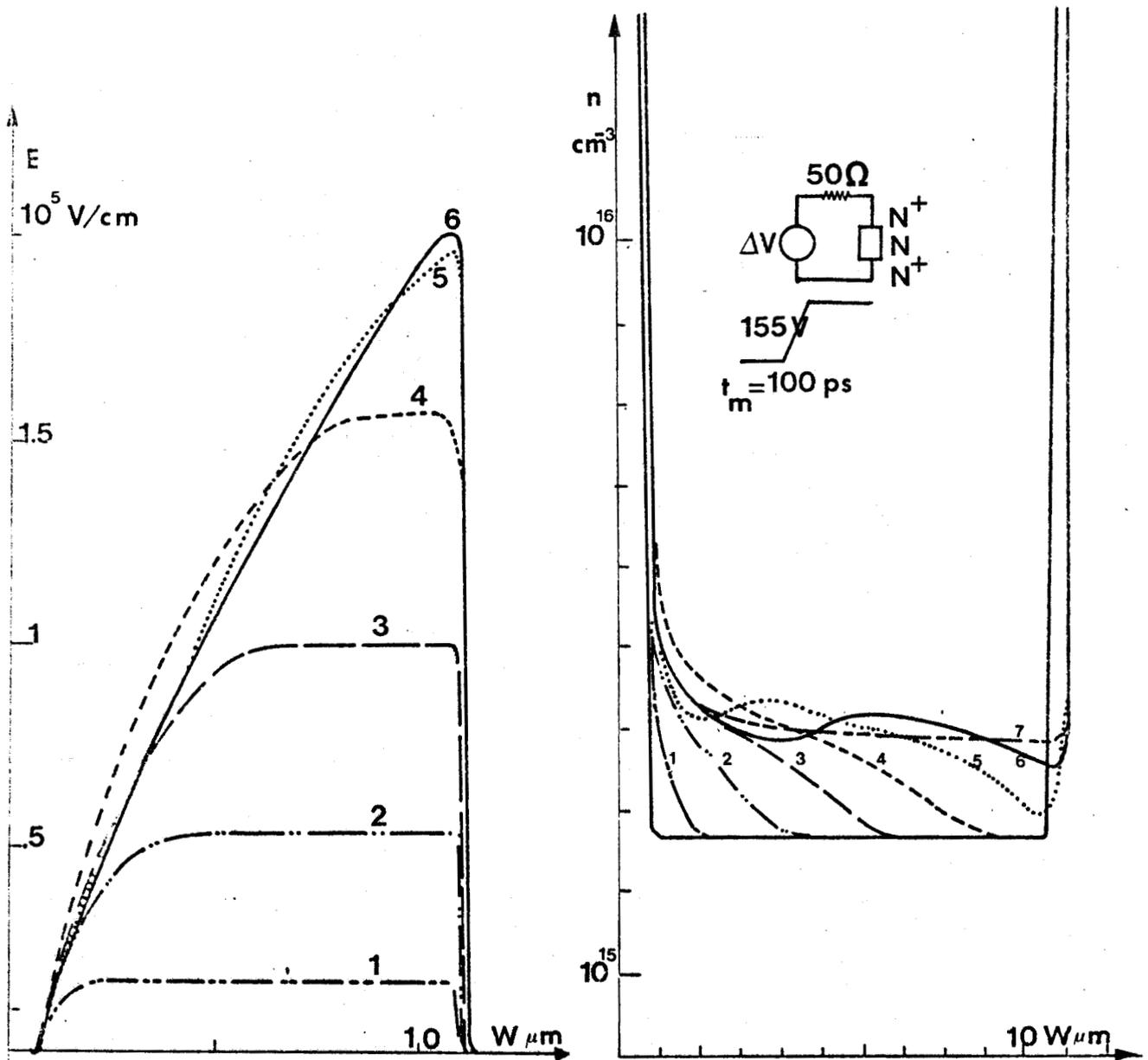


FIGURE 55 Cartes du champ électrique et répartition des porteurs libres pendant le temps de montée de l'impulsion de tension (structure Si 11 N 160)

1 : $t = 20 \text{ ps}$, 2 : $t = 50 \text{ ps}$, 3 : $t = 75 \text{ ps}$, 4 : $t = 100 \text{ ps}$
5 : $t = 150 \text{ ps}$, 7 : $t = 400 \text{ ps}$ (état stationnaire)

On peut remarquer par comparaison avec le cas idéal (figure 50) que la montée "progressive" de la tension de polarisation ne provoque pratiquement plus l'apparition d'un paquet d'électrons se déplaçant de la cathode à l'anode.



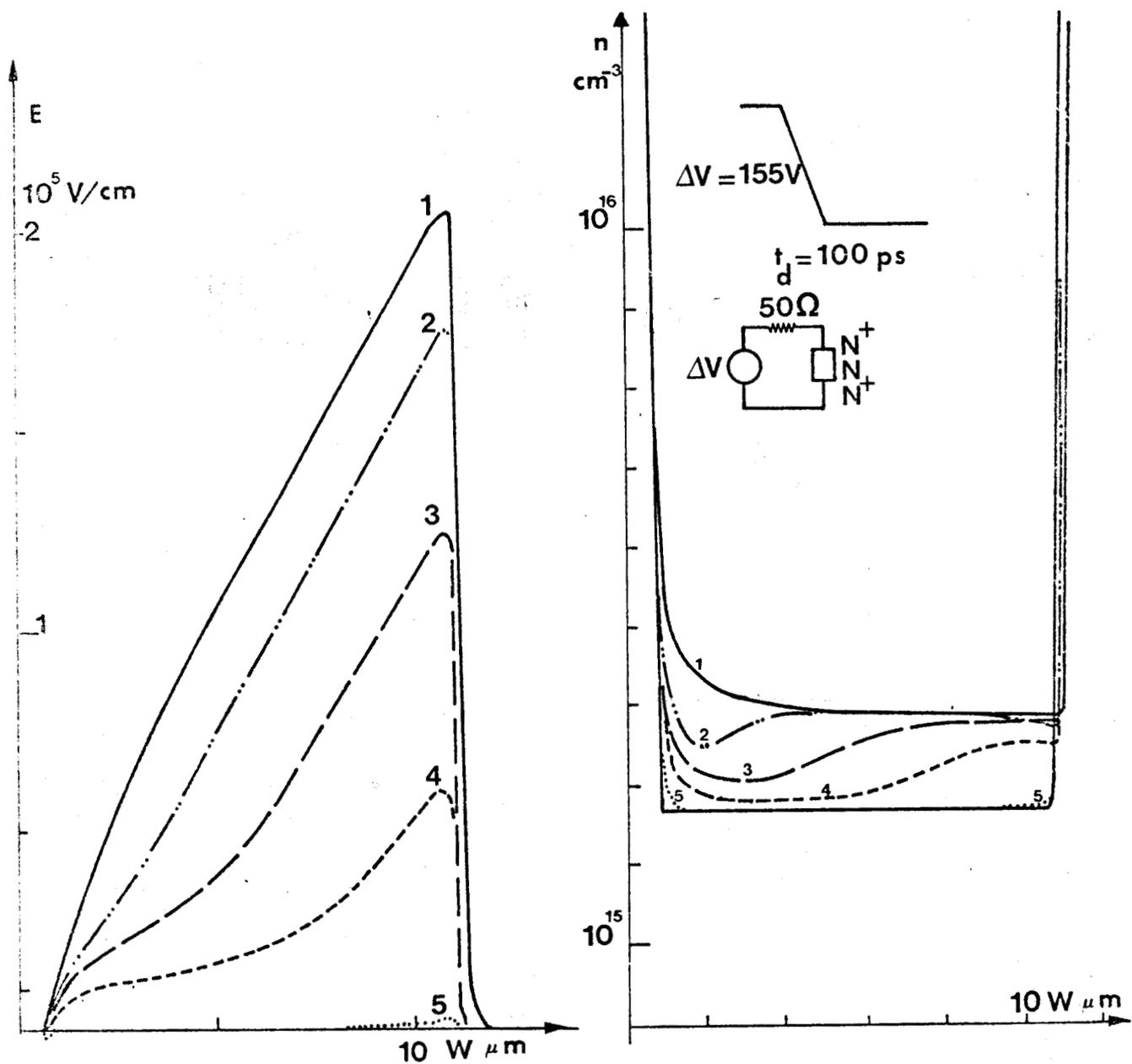


FIGURE 56 Cartes du champ électrique et répartition des porteurs libres pendant le temps de descente de l'impulsion de tension (structure Si 11 N 160)

1 : $t = 400 \text{ ps}$, 2 : $t = 425 \text{ ps}$, 3 : $t = 450 \text{ ps}$,
 4 : $t = 475 \text{ ps}$, 5 : $t = 500 \text{ ps}$

L'étude du régime transitoire pendant la descente de la tension appliquée met en évidence que le temps de recouvrement de l'échantillon n'intervient pas. En effet, lorsque la tension du générateur est redevenue nulle, le champ électrique et la charge d'espace dans la zone active du composant sont alors quasiment inexistantes.

En conclusion, la simulation du régime transitoire d'une structure semiconductrice unipolaire montre que son temps de réponse intrinsèque est inférieur aux temps de commutation actuellement réalisables. Il faut aussi noter que pour des tensions de polarisation ne créant pas de phénomène de charge d'espace, les temps mis en oeuvre sont uniquement fonction des mécanismes de transferts intravallées et intervallées et permettent d'obtenir des composants dont les temps de réponse théoriques sont de l'ordre de la picoseconde. Ces différentes conclusions concernent la structure semiconductrice seule, nous allons maintenant étudier les perturbations que sont susceptibles d'apporter les différents éléments parasites créés par l'encapsulation de la pastille semiconductrice.

III.2.3. Influence des éléments parasites de l'encapsulation

Les dimensions géométriques des structures semiconductrices utilisées dans le fonctionnement en modulateur sont telles que ces structures sont insérées dans un boîtier hyperfréquence. On obtient ainsi une manipulation beaucoup plus aisée, mais il en résulte que des éléments (généralement uniquement réactifs) sont associés en série ou en parallèle au dipole constitué par le composant et sont susceptibles de perturber l'établissement du régime transitoire. Pour étudier en première approximation l'influence de ces phénomènes nous avons rajouté dans le circuit de polarisation une self série (fils de connections) et une capacité parallèle (capacité du boîtier).

L'examen de l'évolution de la tension aux bornes de la structure semiconductrice avec et sans encapsulation (figure 57) montre que la présence de cette dernière entraîne un retard de l'ordre de 30 picoseconde sur le temps d'établissement de la tension.

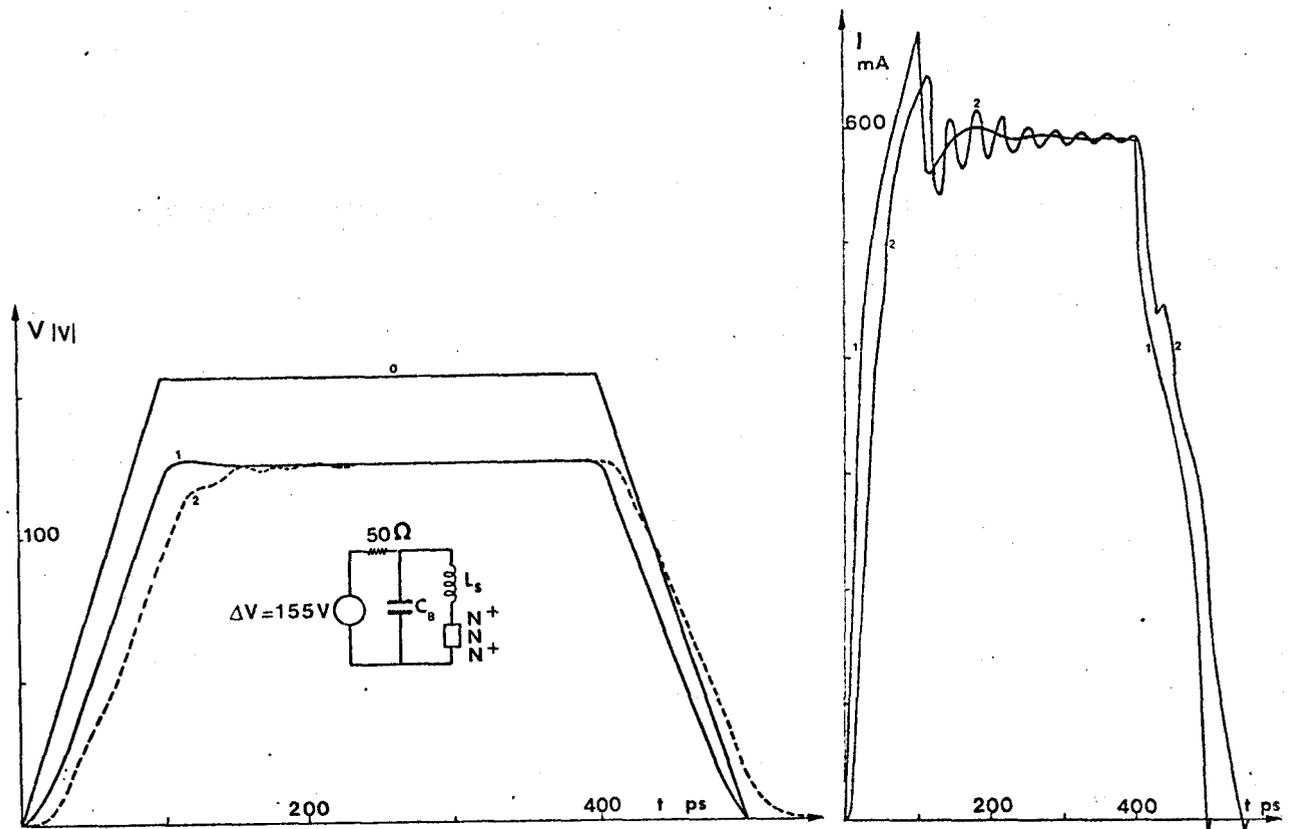


FIGURE 57 Influence de l'encapsulation sur la tension et le courant aux bornes de l'échantillon Si 11 N 160
0 : tension délivrée par le générateur. 1 : structure seule
2 : structure + encapsulation ($L_s = 0.4 \text{ nH}$, $C_B = 0.4 \text{ pf}$)

Par contre, l'évolution du courant (figure 57) fait apparaître des oscillations autour de l'état stationnaire. La période de ce phénomène ($\approx 40 \text{ ps}$) correspond à une résonance entre la self des fils de connections et les capacités du boîtier et de la structure placées en série. La résistance de l'échantillon (importante pour la tension envisagée) contribue à l'amortissement des oscillations. Nous voyons donc que la rapidité des différents mécanismes intervenant dans la structure nécessite l'utilisation d'un boîtier hyperfréquence performant (sa fréquence de coupure doit être très grande). Une solution plus séduisante encore consiste à intégrer la structure directement dans la ligne hyperfréquence (microstrip, microbande etc...).

III.2.4. Cas des semiconducteurs présentant une mobilité différentielle négative

Une question importante reste à élucider, elle concerne le régime transitoire des structures $N^+ N N^+$ réalisées en semiconducteurs dont la loi $v(E)$ présente une mobilité différentielle négative et qui peuvent donc être l'objet d'instabilités. Dans ce but, nous avons étudié le régime transitoire d'un composant en arséniure de gallium (d'environ $4,5 \mu m$ de zone active et de résistivité $1,25 \Omega cm$ ($N_D = 10^{15} cm^{-3}$)) soumis à une impulsion de tension dont les caractéristiques sont celles des exemples précédents.

Les évolutions temporelles du courant traversant la structure pour différentes valeurs de l'amplitude de l'impulsion sont illustrées figure 58. Si on les compare avec celles obtenues dans le cas du silicium (représentées figure 54) nous pouvons faire les remarques suivantes :

- pour les faibles valeurs ($\Delta V < 15V$) et les très fortes valeurs ($\Delta V > 30V$) de l'amplitude de l'impulsion de tension, le comportement est quasiment identique pour les deux semiconducteurs (effet de variation de mobilité pour $\Delta V < 15V$ et effet de variation de mobilité associé au phénomène de charge d'espace pour $\Delta V > 30V$)
- pour les amplitudes intermédiaires ($15V < \Delta V < 30V$) il apparaît dans le cas de l'arséniure de gallium une variation périodique du courant pendant toute la durée de l'impulsion. Ce nouveau phénomène provient de l'apparition et de la propagation de domaines et correspond à un fonctionnement "instable" de la structure. Ceci apparaît clairement figure 59 où nous avons représenté à différents instants l'évolution du champ électrique et la répartition des porteurs libres dans la zone active pour une impulsion d'amplitude $20V$.

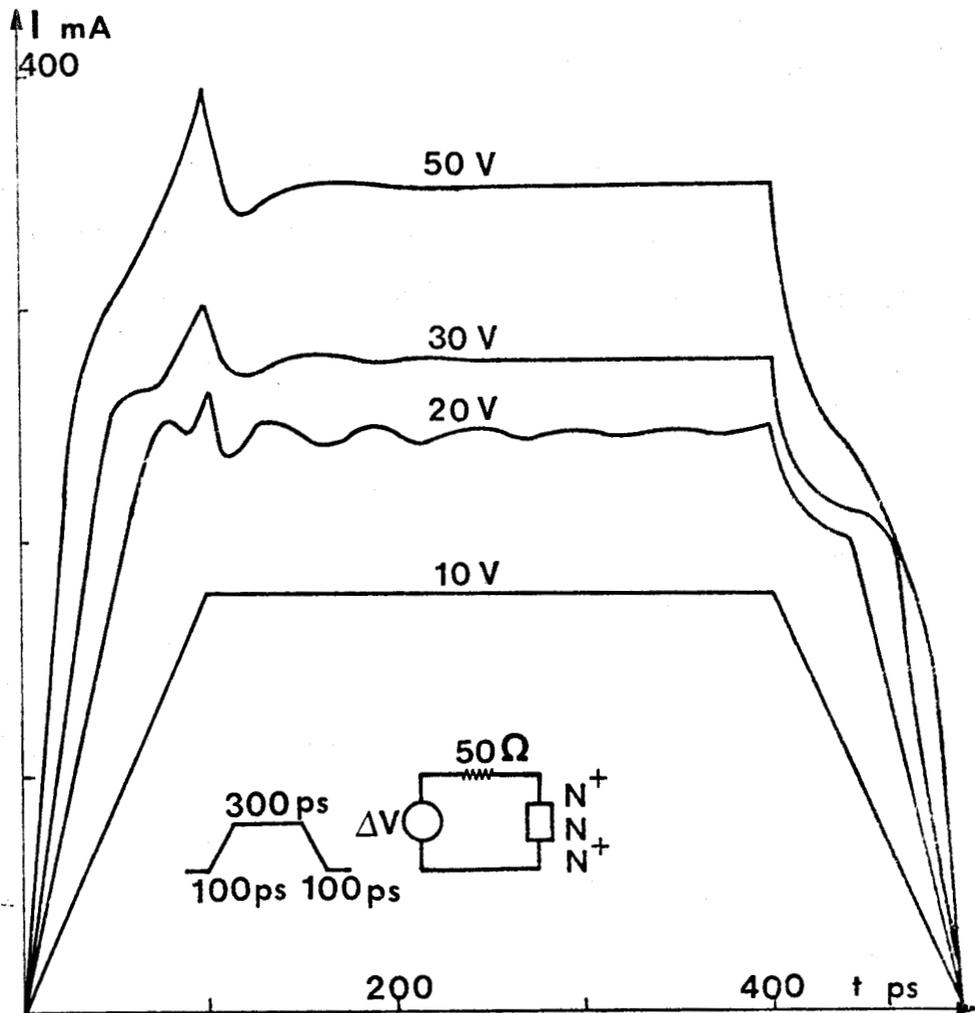


FIGURE 58 Evolutions temporelle du courant traversant la structure (GaAs 4.5 μm) pour différentes amplitudes de l'impulsion de tension délivrée par le générateur.

On peut par ailleurs comparer ces résultats à ceux obtenus en régime stationnaire sur le même échantillon. On remarque (tableau VI) que c'est justement pour des tensions de valeurs comprises entre 14 et 30 V que la conductance devient négative alors qu'elle reste positive quelle que soit la fréquence pour des tensions plus élevées.



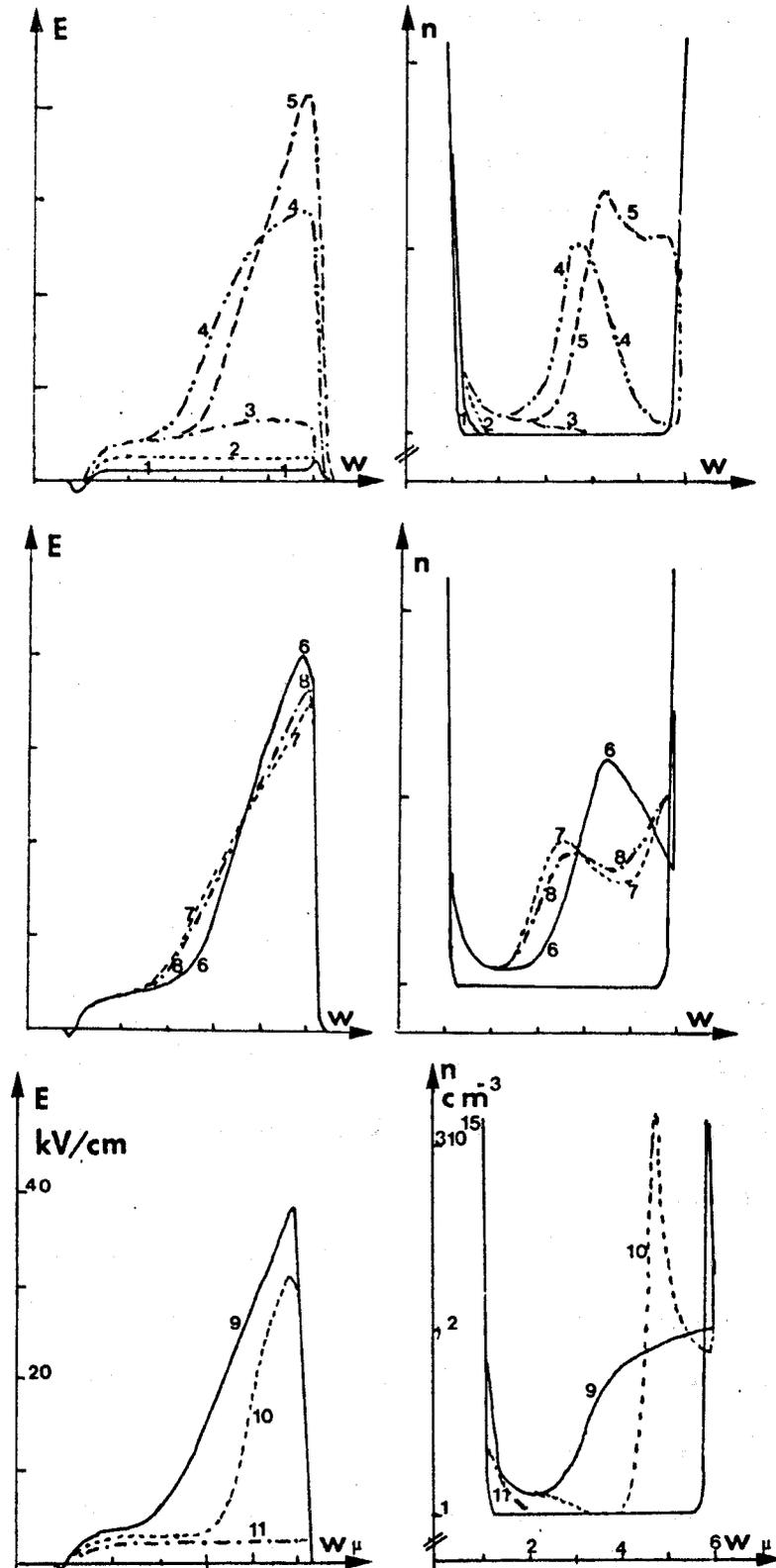


FIGURE 59 Cartes du champ électrique et répartition des porteurs libres à différents instants (GaAs $14 \mu\text{m}$, $\Delta V = 20 \text{ V}$)
 1) 25 ps, 2) 50 ps, 3) 75 ps, 4) 100 ps, 5) 125 ps
 6) 150 ps, 7) 175 ps, 8) 200ps, 9) 400 ps,
 10) 425 ps, 11) 450 ps.



ΔV	13 V	13.5 V	20 V	30 V	50 V
V_e	1.72 V	2.06 V	7.8 V	16.3 V	3.26 V
5 GHz	+	-	+	+	+
10 GHz	+	-	+	-	+
15 GHz	+	-	-	-	+
20 GHz	+	-	-	+	+
25 GHz	+	-	+	-	+

TABLEAU VI

Signe de la conductance de l'échantillon à diverses fréquences

En conclusion, les structures réalisées à partir d'un semiconducteur présentant une mobilité différentielle négative peuvent présenter, sans risque d'instabilité, une conductance hyperfréquence très faible et donner lieu ainsi dans un fonctionnement en modulateur à des contrastes de conductance particulièrement importants :

- d'une part, lorsque la tension appliquée crée un champ électrique dans la zone active très voisin du champ de pic (≈ 4 kV/cm pour le GaAs). Dans ce cas, la puissance de polarisation nécessaire est faible (400 mW pour le composant envisagé)
- d'autre part, lorsque la tension appliquée beaucoup plus grande se traduit par des champs électriques beaucoup plus élevés que le champ de pic. Mais il est alors nécessaire d'utiliser des puissances de polarisation beaucoup plus importantes (11,3 W dans l'exemple choisi).

Remarquons qu'il est toujours possible d'utiliser des tensions de polarisation intermédiaires ; il faut alors choisir avec soin les caractéristiques des circuits utilisés pour éviter la mise en oscillation du dispositif.

III.3. RÉGIME TRANSITOIRE D'UNE STRUCTURE $N^+ N N^+$

SOUMISE À UNE IMPULSION DE TENSION HYPERFRÉQUENCE

Nous avons vu dans le chapitre II qu'il est possible de faire varier la conductance hyperfréquence d'une structure $N^+ N N^+$ en lui appliquant une puissance hyperfréquence, nous allons maintenant étudier le régime transitoire de ce mode de fonctionnement. Afin de mettre en évidence le temps de réponse intrinsèque du composant dans ces conditions, nous supposons que le générateur utilisé délivre une impulsion hyperfréquence idéale c'est-à-dire de la forme :

$$V(t) = 0 \text{ pour } t < 0$$

$$V(t) = V_1 \cos 2\pi Ft \text{ pour } t > 0$$

avec $F = 10 \text{ GHz}$ et un temps de montée de 0.1 ps

En conséquence, l'évolution temporelle de la puissance absorbée par le composant permet la détermination de l'évolution de sa conductance.

III.3.1. Etude de la puissance de "fuite"

Envisageons la structure placée en série entre le générateur et une charge uniquement résistive (figure 60). La puissance transmise à la charge est dans ce cas particulier déterminée par le courant traversant l'échantillon semi-conducteur ($P_s(t) = R_g i^2(t)$) et il en découle que l'évolution temporelle de la puissance reçue par la charge dépend essentiellement de l'évolution temporelle de ce courant $i(t)$; donc de la rapidité de l'évolution de la conductance de l'échantillon. La figure 60 représente les variations en fonction du temps de la puissance délivrée par le générateur et de la puissance transmise dans le cas d'un échantillon silicium 11 N 160.

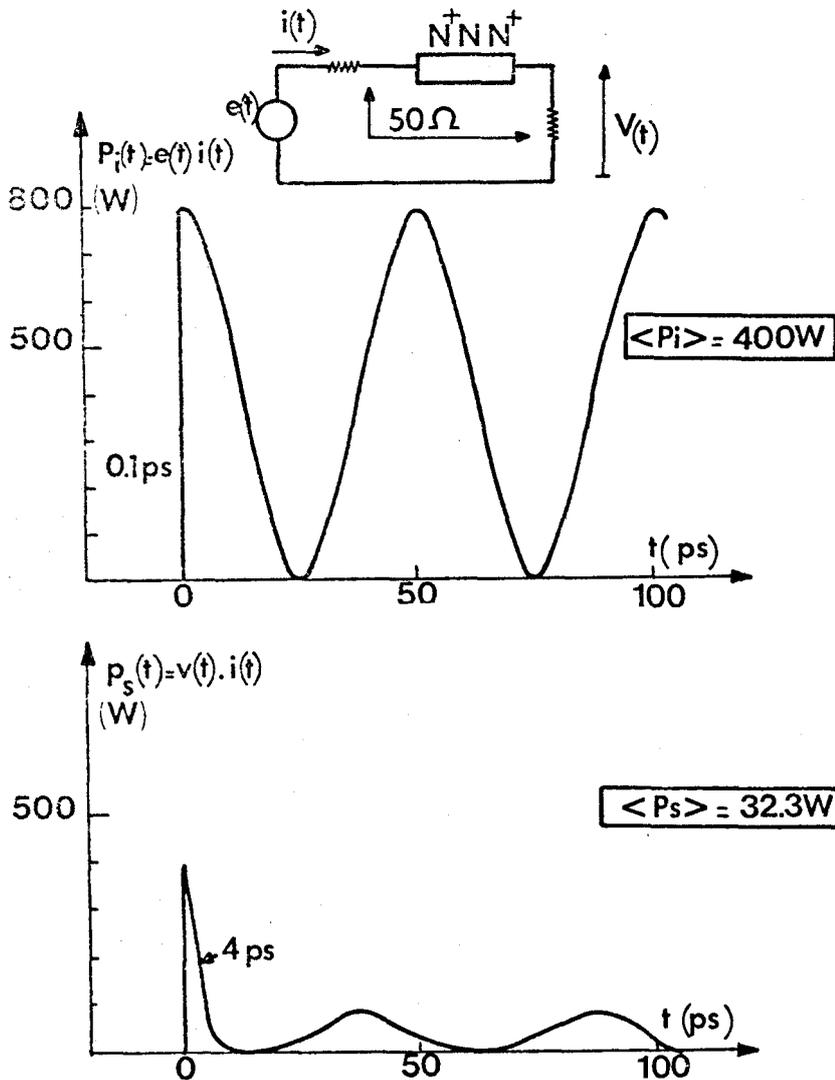


FIGURE 60 Evolution temporelle de la puissance incidente et de la puissance transmise.
 limiteur "transmission" ($F = 10 \text{ GHz}$) structure 11 N 160

On remarque une "fuite" de puissance très brève correspondant à la charge de la capacité du composant. Ensuite, au fur et à mesure que la tension aux bornes de la structure croît, le phénomène de saturation de la vitesse apparait, il limite le courant $i(t)$ et par conséquent la puissance reçue par la charge. Enfin, si la charge d'espace influence notablement la valeur du contraste de conductance, le régime stationnaire sera atteint lorsque celle-ci sera complètement établie,

c'est-à-dire au cours de la deuxième demi-période comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

En résumé, la figure 60 montre une puissance de fuite très faible, mais compte tenu du caractère "idéal" de l'impulsion hyperfréquence on peut raisonnablement admettre qu'elle est inexistante. En effet, si nous avons considéré une impulsion de la forme $V(t) = V_1 \sin 2\pi Ft$ à la même fréquence $F = 10 \text{ GHz}$,

la "pic" de puissance disparaît entièrement, la charge de l'échantillon s'effectuant au fur et à mesure que la tension croît à ses bornes.

III.3.2. Etude de l'établissement de la charge d'espace

Afin d'étudier les régimes transitoires de la charge d'espace et du champ électrique, nous avons simulé le comportement d'un échantillon d'arséniure de gallium ($L \approx 14 \mu\text{m}$) soumis à une tension de la forme :

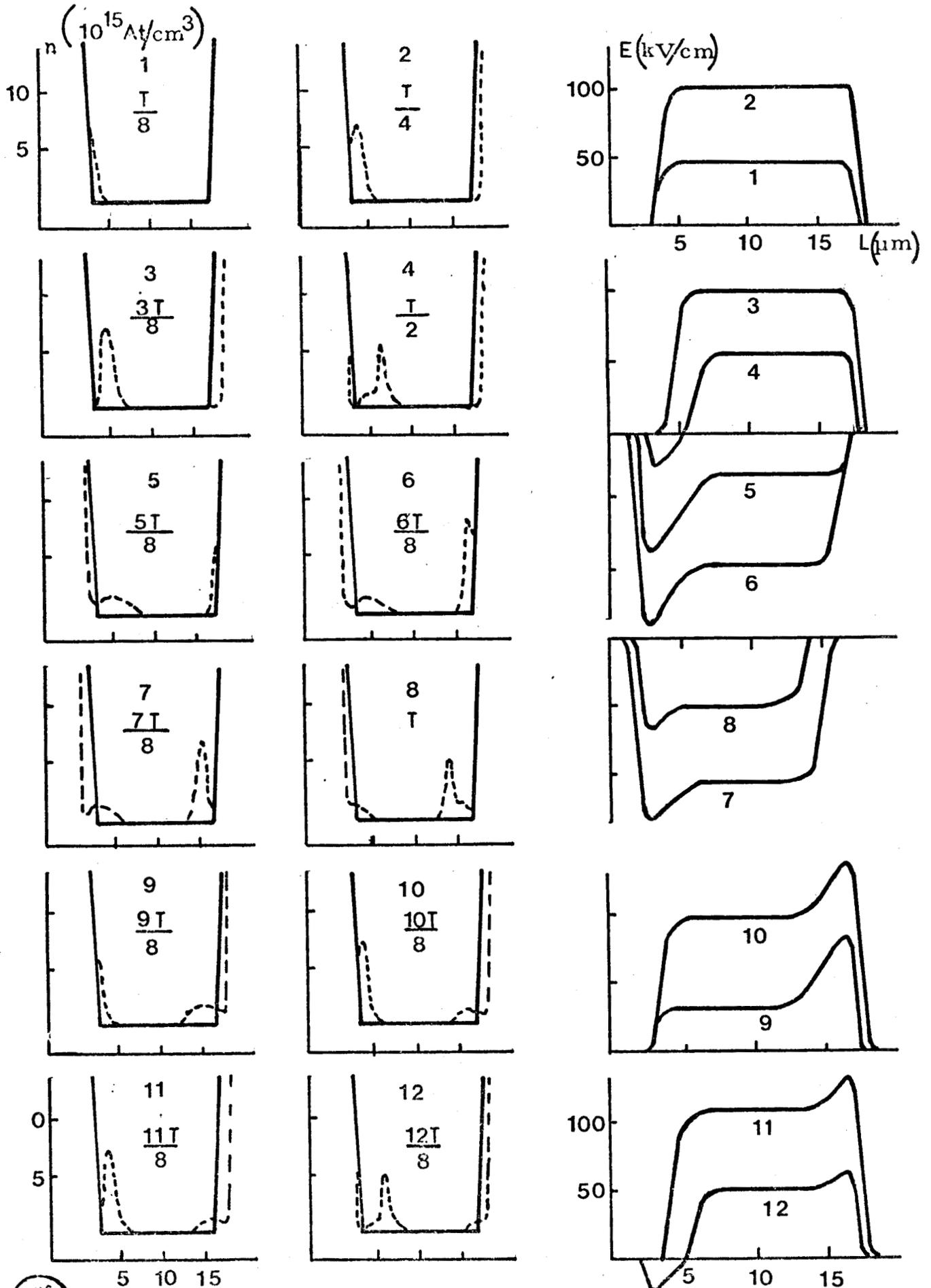
$$V(t) = 0 \quad t < 0$$

$$V(t) = V_1 \sin 2\pi Ft \quad t > 0 \text{ avec } F = 10 \text{ GHz}$$

Dans ces conditions nous pouvons mettre en évidence l'établissement de la charge d'espace et étudier l'influence de la mobilité différentielle négative lorsque le composant est soumis à une impulsion hyperfréquence.

La figure 61 représente la carte du champ électrique et la répartition des porteurs libres tous les 12.5 picosecondes après l'instant initial. On peut y observer deux mécanismes importants .

En premier lieu, pendant la première demi-période, apparaît et commence à se propager une charge d'espace près de la cathode. Pendant la demi-période suivante (la tension aux bornes du composant est alors inversée) cette charge d'espace disparaît presque complètement tandis que simultanément une autre accumulation de charges excédentaires apparaît à la "nouvelle cathode". La simulation pendant les temps ultérieurs montre que le régime stationnaire est atteint dès la fin de la première période. Il est caractérisé par l'apparition et la disparition périodiques d'une charge d'espace près de chaque transition $N^+ N$, ce qui entraîne une non uniformité du champ électrique dans ces zones.



BHS
LILLE

FIGURE 61 Cartes du champ électrique et répartitions des porteurs libres à différents instants. Impulsion hyperfréquence (10 GHz)
Structure GaAs 14 μm

En second lieu, bien que le semiconducteur envisagé soit de l'arséniure de gallium, tant que les valeurs respectives du temps de transit et de la fréquence de signal ne permettent pas à la charge d'espace de s'établir dans toute la zone active ($\Gamma \neq 1$) il n'y aura pas d'instabilités comme dans le cas d'une polarisation statique.

En conclusion, le temps de réponse d'une structure semi-conductrice unipolaire dépend essentiellement de trois mécanismes :

- la charge de la capacité de l'échantillon ; dans la pratique, ce phénomène intervient peu compte tenu des valeurs très faibles de capacité mises en oeuvre
- la variation de la mobilité des porteurs libres qui fera évoluer la valeur de la conductance hyperfréquence de la structure de sa valeur initiale $g = g_m$ à une valeur voisine de $\frac{4}{\pi} g_m \frac{V_c}{V_1}$ (cf. chapitre II)
- enfin, la charge d'espace (si elle existe, $\Gamma \neq 0$) qui imposera après une période du signal incident, la valeur de la conductance en régime stationnaire $(\Gamma g_c + \frac{4}{\pi} g_m \frac{V_c}{V_1})$

Nous allons maintenant envisager dans quelle mesure des vérifications expérimentales peuvent être effectuées compte tenu de la rapidité de l'établissement des différents phénomènes considérés.

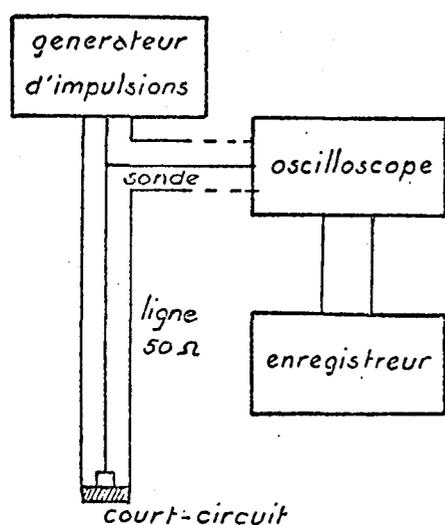
III.4. VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

Cette étude des propriétés transitoires des structures $N^+ N N^+$ a été effectuée en collaboration avec l'équipe du Professeur GROUBERT du Centre d'Etudes Electroniques du Solide, dans le cadre de l'A.T.P. "Dispositifs Electroniques", et un grand nombre de résultats expérimentaux ont été obtenus dans ce laboratoire.

III.4.1. Principe et dispositif de mesure

La méthode utilisée est une méthode de réflectométrie dans le domaine des temps inférieurs à la nanoseconde. Elle permet de tracer les caractéristiques I(V) instantanées du composant très peu de temps après l'application de la tension de polarisation.

Le principe de mesure consiste à créer une impulsion qui se propage dans une ligne généralement d'impédance caractéristique égale à 50Ω . Si l'impédance de charge située dans la ligne est précisément égale à cette valeur, il n'y a pas de réflexion ; dans le cas contraire, il apparaît une impulsion réfléchie qui s'ajoute algébriquement à l'impulsion incidente.



La figure 62 représente schématiquement le montage expérimental utilisé, ainsi qu'un oscillogramme typique. L'échantillon à étudier est monté à l'extrémité d'une ligne à air coaxiale juste devant le court-circuit. En utilisant un générateur d'impulsions à relais mouillés au mercure associé à une sonde de tension de grande bande passante, on obtient un montage délivrant des impulsions d'amplitude variable et de temps de montée faible (≈ 100 ps). Si V_i et V_r sont les amplitudes algébriques respectives des impulsions incidente et réfléchie on a :

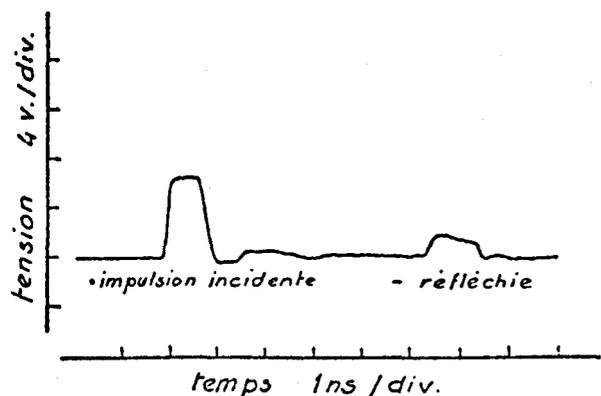


FIGURE 62 Montage expérimental et oscillogramme typique en T. D. R. /34/

- résistance de l'échantillon $R = Z_c \frac{V_i + V_r}{V_i - V_r}$

- tension aux bornes $V = V_i + V_r$

- Courant à travers l'échantillon $I = \frac{1}{Z_c} (V_i - V_r)$

Les avantages de la méthode sont les suivants :

- le montage utilisé est simple
- la valeur du courant se déduit directement de la lecture des tensions
- la résistance de l'échantillon est obtenue par comparaison avec l'impédance caractéristique d'une ligne à air qui est une référence stable

III.4.2. Temps de réponse d'une structure N⁺ N N⁺

Nous avons reporté figure 63 les caractéristiques courant-tension à trois instants d'échantillonnage différents (150 ps, 300 ps, 500 ps) relatives à la structure 11 N 160. Les formes des courbes obtenues sont très particulières suivant l'instant considéré.

- à $t = 150$ ps, on retrouve la forme de la caractéristique $I(V)$ classique qui fait apparaître le phénomène de limitation de vitesse associé au phénomène de charge d'espace et ceci jusqu'à des tensions très élevées (120 V). Ce résultat confirme que 150 ps après l'application de l'impulsion de polarisation la structure a atteint son état stationnaire. Par contre, pour mesurer le temps d'établissement de la charge d'espace dans la zone active, il faut disposer d'impulsions de temps de montée encore plus brefs (de l'ordre de 10 à 20 ps) qui ne sont pas encore réalisables à l'heure actuelle

- si l'on envisage maintenant des instants d'échantillonnage plus tardifs (300 ps, 500 ps) la caractéristique I(V) reste identique jusqu'à environ 70 V, mais devient nettement différente pour des tensions supérieures et nous nous proposons d'étudier plus en détail ce phénomène.

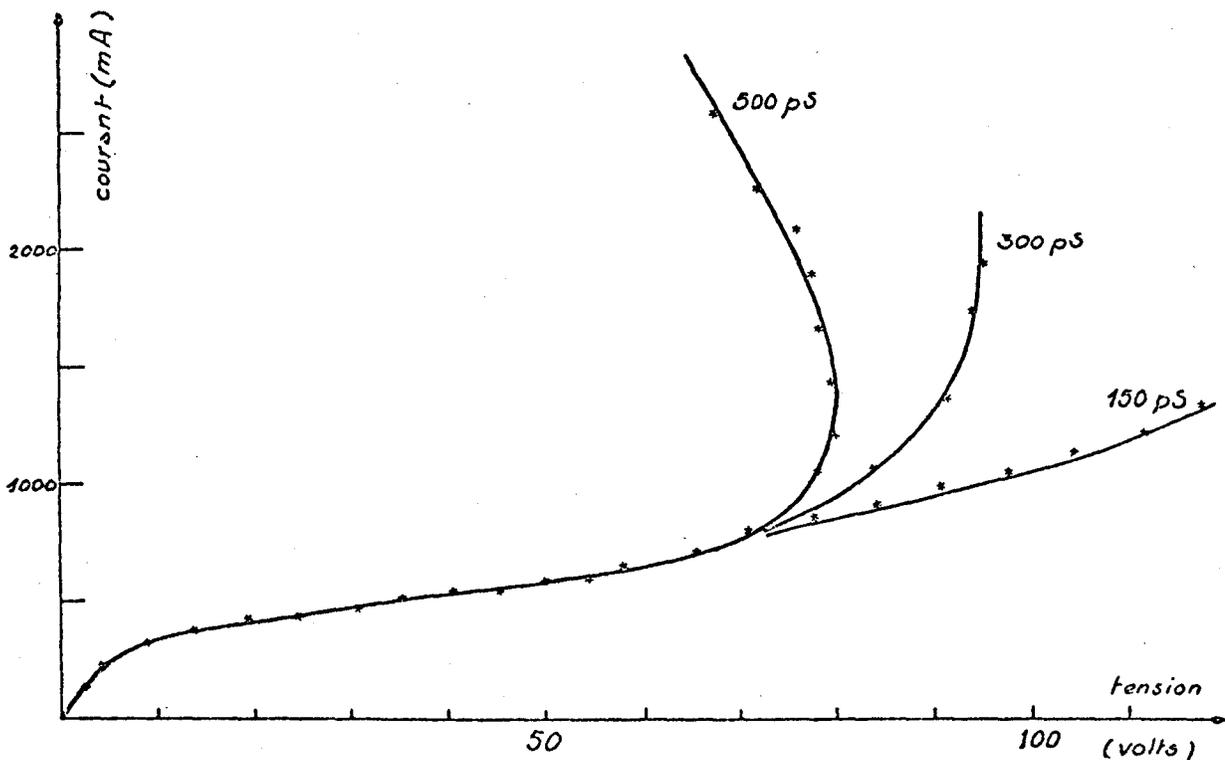


FIGURE 63 Caractéristiques expérimentales courant-tension à différents instants. Structure Si 11 N 160 /34/

III.4.3. Effet d'avalanche, tension maximale

Nous avons reporté figure 64 la caractéristique I(V) instantanée d'une structure de silicium de longueur 7 μm . Pour des tensions supérieures à 45 V, la forme de la courbe évolue en fonction du temps pour ensuite se stabiliser au delà de deux nanosecondes.

Deux remarques importantes peuvent être effectuées :

- d'une part, l'apparition dans la caractéristique courant-tension d'une zone présentant une résistance négative

- d'autre part, la tension aux bornes du composant en régime statique ($t > 2 \text{ ns}$) ne peut dépasser une valeur maximale V_M et ce fait peut se révéler fondamental au niveau des applications.

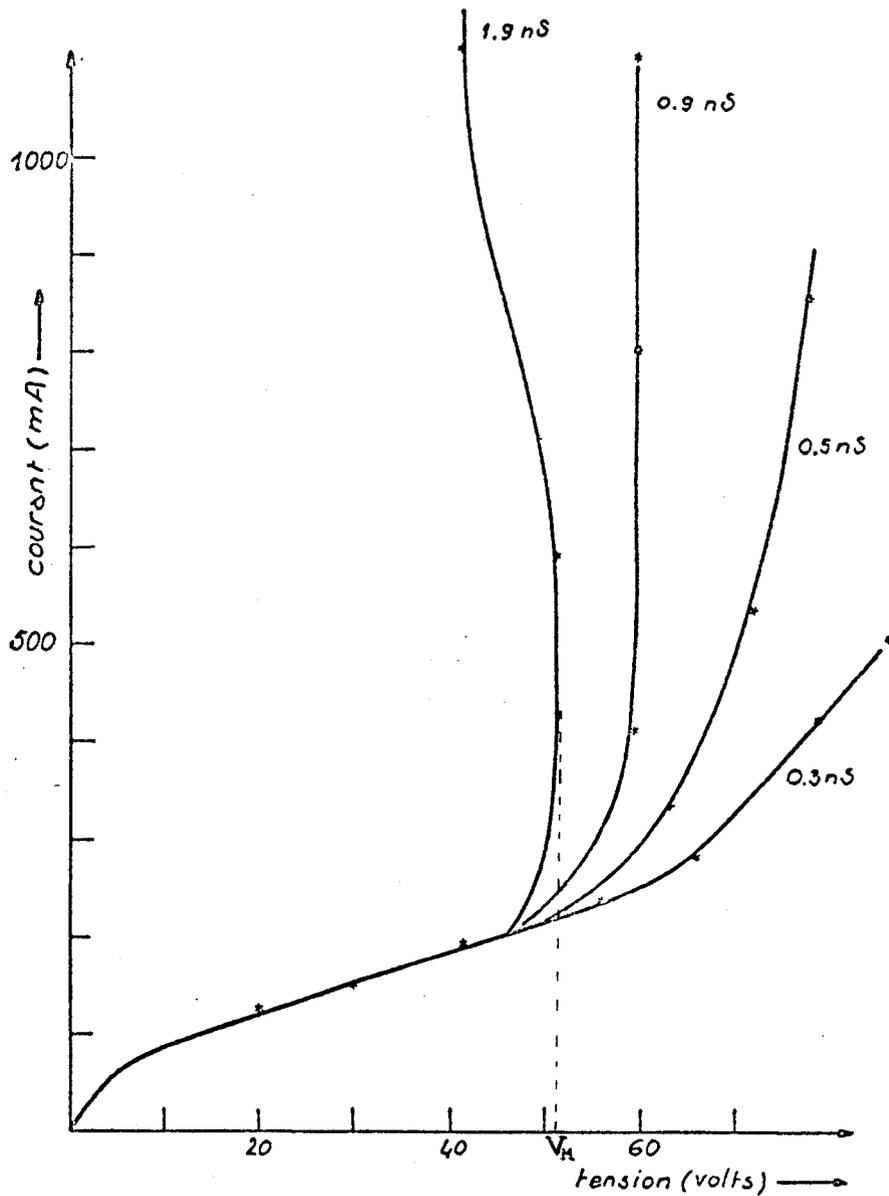


FIGURE 64 Caractéristiques expérimentales courant-tension à différents instants. Structure planar Si $7 \mu\text{m}$ (405 A)/34/

Nous allons donc étudier de façon qualitative ce phénomène en supposant qu'il est dû au mécanisme de l'avalanche comme le suggèrent certains travaux [30], [31].

Dans ce but, nous appliquons les équations fondamentales du régime statique en tenant compte de la génération par avalanche mais en négligeant les courants de diffusion et de déplacement ainsi que le phénomène de recombinaison. Nous avons donc :

$$J_a = q \cdot n \cdot v_n + q \cdot p \cdot v_p$$

$$\frac{\epsilon}{q} \frac{dE}{dx} = n - N_D - p \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{dJ_n}{dx} = \frac{dJ_p}{dx} = J_n + J_p$$

- J_a densité de courant qui traverse la structure en régime d'avalanche
- n, p concentration d'électrons et de trous à l'abscisse x
- J_n, J_p sont les densités de courant correspondantes quand les porteurs se déplacent à leur vitesse limite v_n et v_p que nous supposerons identiques $v_n = v_p = v_s$
- $\alpha = \alpha_\infty \exp(-b_n/E)$, $\beta = \beta_\infty \exp(-b_p/E)$ sont respectivement les taux d'ionisation des électrons et des trous en fonction du champ électrique (pour le silicium $\alpha_\infty = 7.0310^5 \text{ cm}^{-1}$, $b_n = 1.2310^6 \text{ V/cm}$, $\beta_\infty = 1.58210^6 \text{ cm}^{-1}$, $b_p = 2.03610^6 \text{ V/cm}$ [32]).

Le calcul de la tension à partir de laquelle le phénomène de génération devient décelable peut s'effectuer simplement car on suppose que le courant J_a est très peu différent de J : courant sans multiplication de porteurs (par exemple $M = J_a/J = 1.01$). Dans ces conditions, les porteurs générés dans la zone active modifient très peu la répartition du champ électrique. Les champs nécessaires à l'ionisation étant très supérieurs à E_c , l'étude précédente (chapitre I) a montré que dans ce cas l'amplitude du champ électrique est une fonction linéaire de l'abscisse (présence d'une charge d'espace).

Dans ces conditions, le terme de génération peut s'écrire :

$$\int_0^L g \, dx = \int_0^L (n\alpha + p \cdot \beta) \, dx = \frac{J_a - J}{q v_s} \quad (\text{II.29})$$

De plus, les conditions aux limites imposées par les deux transitions $N^+ N$ sont :

$$\text{pour } x = 0, E = 0 \quad \text{pour } x = L, p = 0 \quad (\text{II.30})$$

Il en résulte que :

$$\int_0^L g \, dx = \frac{J_a}{q v_s} \left(1 - \frac{1}{M}\right) \quad (\text{II.31})$$

Le deuxième membre de la relation précédente peut s'exprimer uniquement en fonction des taux d'ionisation selon la relation classique :

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^L \alpha \exp \left[- \int_0^L (\alpha - \beta) \, dx' \right] dx \quad (\text{II.32})$$

Cependant, dans notre cas et contrairement aux diodes à avalanche, la multiplication est très faible et l'expression précédente peut se simplifier :

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^L \alpha \, dx \quad (\text{II.33})$$

Compte tenu de la variation linéaire du champ dans la zone active et des conditions aux limites :

$$1 - \frac{1}{M} = \frac{L}{E_M} \int_0^{E_M} \alpha \, dE \quad (\text{II.34})$$

En utilisant l'expression de α donnée relation II.8, il a été montré [33] que :

$$1 - \frac{1}{M} = \frac{L E_M \alpha(E_M)}{b_n} \quad (\text{II.35})$$

A partir de la relation précédente, on peut donc calculer la multiplication des porteurs qui intervient quand le champ maximum de la structure est E_M et pour une longueur de zone active donnée. A titre d'exemple, nous avons tracé figure 65 l'évolution de ce paramètre pour deux taux de multiplication correspondant à une création de 1% et 10% de porteurs dans la zone active. A partir de ce résultat, il est aisé, (compte tenu des hypothèses faites sur la forme de la carte du champ électrique) de calculer les tensions aux bornes de l'échantillon correspondant aux mêmes taux de multiplication.

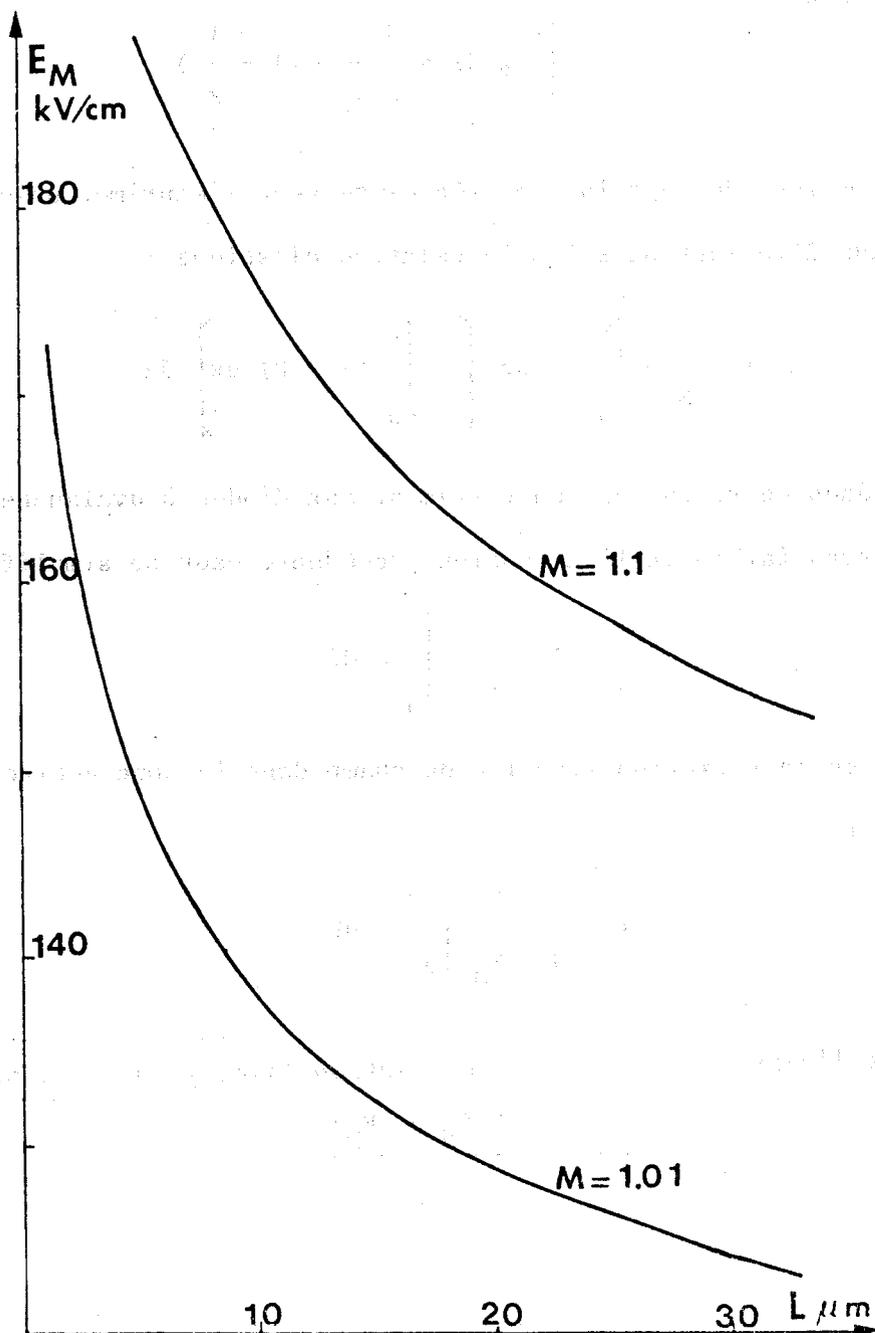


FIGURE 65 Champ électrique maximum en fonction de la longueur de la zone active de la structure.

La figure 66 représente l'évolution de ces tensions en fonction de la longueur de la zone active. Il nous est apparu judicieux de comparer les valeurs obtenues aux tensions maximales observées expérimentalement pour les échantillons 11 N 160 et 405 A. Cette comparaison est effectuée figure 66 où l'on peut constater que les tensions maximales sont très voisines des tensions calculées pour $M = 1.01$ et $M = 1.1$, c'est-à-dire lorsque le phénomène d'avalanche commence à apparaître. Cette constatation montre qu'il doit très probablement être possible d'interpréter les différences observées entre les caractéristiques relevées pour $t = 150$ ps et $t = 1.9$ ns à partir du phénomène d'avalanche. Cette interprétation est d'ailleurs confirmée par des mesures effectuées sur la structure 11 N 160 à la température de l'azote liquide.

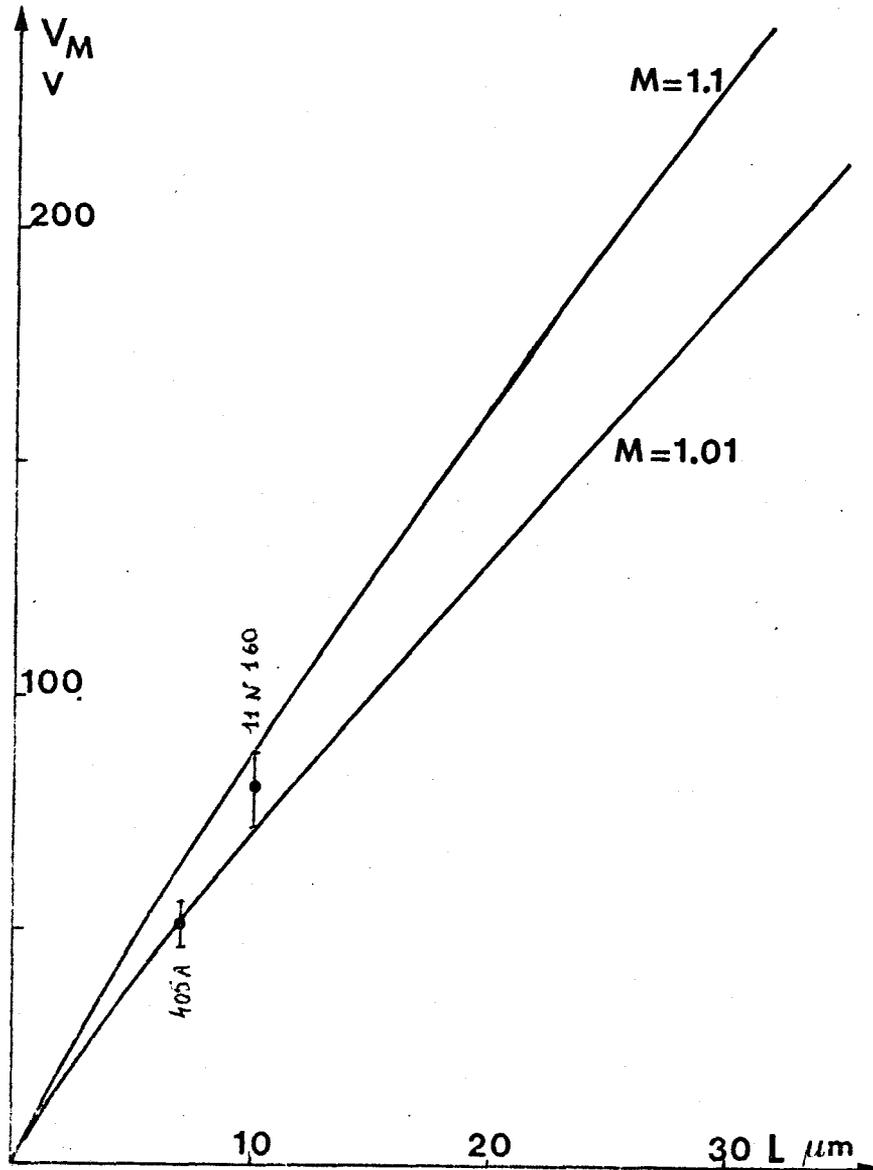


FIGURE 66 Evolution en fonction de la longueur de la zone active de la tension de polarisation correspondant à différents taux de multiplication. Comparaison avec les valeurs expérimentales de la tension de polarisation maximale.

Sur la figure 67 les nouvelles caractéristiques courant-tension sont comparées à celles obtenues à la température ambiante. L'évolution du courant à 150 ps de l'instant initial confirme les conclusions de l'étude en température ($I_s \uparrow$ et $g_c \downarrow$ quand $T \downarrow$) mais le fait le plus saillant réside en la diminution notable de V_M (60 V à 77°K, 80 V à 300°K). Ce résultat en est accord avec les propriétés de la multiplication par avalanche ; en effet à champ électrique constant les coefficients d'ionisation croissent quand la température diminue, par conséquent, pour un même facteur de multiplication M , le champ E_M donc la tension V_M sont plus faibles à basses températures.

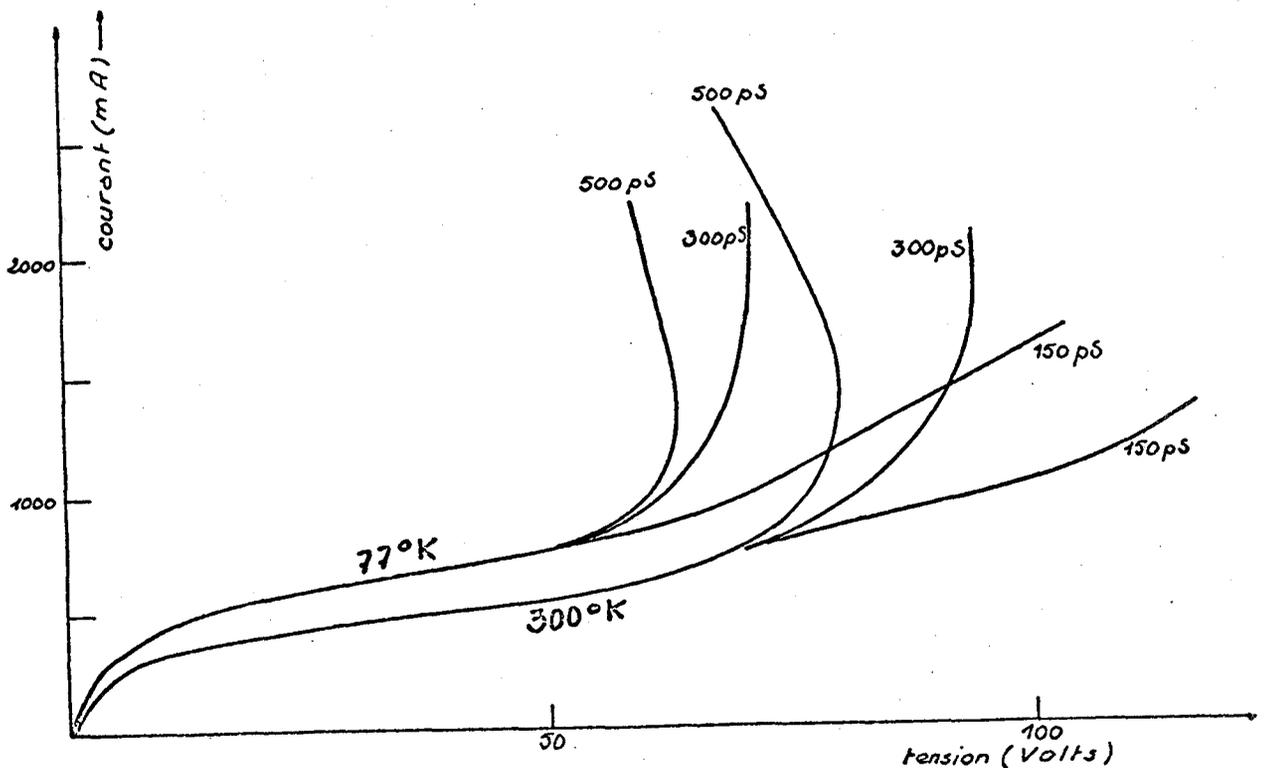


FIGURE 67 Caractéristiques expérimentales courant-tension à différents instants pour deux températures (11 N 160) /34/

Nous venons ainsi de montrer que la tension maximale de fonctionnement d'une structure $N^+ N N^+$ est déterminée essentiellement par le phénomène d'avalanche et elle peut s'estimer en calculant les tensions correspondant à des taux de multiplication légèrement supérieurs à 1 (figure 66).

Au delà de cette tension, le facteur de multiplication croît et plusieurs études ont montré [30], [34] que la réaction de charge d'espace provoque à tension appliquée constante une augmentation du phénomène de multiplication par avalanche, ce qui explique la présence d'une zone à résistance négative dans la caractéristique $I(V)$ statique.

D'un point de vue pratique, dans le fonctionnement en modulateur où la structure semiconductrice est soumise à une polarisation statique, la tension V_M sera la tension maximale de fonctionnement car au delà il y a apparition d'une "avalanche filamentaire" et le plus souvent destruction du composant. Dans le fonctionnement en limiteur, caractérisé par une polarisation alternative, il peut cependant être possible de dépasser V_M dans la mesure où la période du champ hyperfréquence reste inférieure au temps d'établissement de l'avalanche *.

*

A titre d'exemple, si l'on considère la structure 11 N 160, les caractéristiques courant-tension instantanées (figure 63), montrent que cette condition est remplie si $F > 3$ GHz.

CONCLUSION

Dans cette deuxième partie, nous avons montré théoriquement et expérimentalement que l'application d'une tension continue ou hyperfréquence permet de faire varier notablement la conductance hyperfréquence d'une structure semiconductrice unipolaire.

Nous avons pu mettre en évidence le rôle et la contribution des trois mécanismes physiques fondamentaux :

- l'évolution de la mobilité des porteurs libres en fonction de l'amplitude du champ électrique
- la présence d'une charge d'espace quand les conditions de polarisation entraînent un excédent de porteurs libres dans la zone active
- le temps de transit des porteurs dans la zone active

La simulation numérique et les vérifications expérimentales ont permis de vérifier l'extrême rapidité de ces variations de conductance.

Nous allons maintenant envisager les applications possibles de cette étude à la conception et à la réalisation de modulateurs et limiteurs hyperfréquences.

CHAPITRE I

MODULATEURS HYPERFREQUENCES

Nous nous proposons dans ce chapitre de concevoir et de réaliser pratiquement des modulateurs en utilisant les propriétés hyperfréquences des structures semiconductrices unipolaires. Plusieurs circuits peuvent être employés pour obtenir une variation d'atténuation à partir de l'évolution de l'impédance résultant de l'application d'une tension continue.

En général, le composant est placé soit en série soit en parallèle dans la ligne de transmission reliant le générateur au récepteur dont les impédances sont supposées résistives et adaptées (c'est-à-dire identiques à l'impédance caractéristique de la ligne) ; c'est le fonctionnement en transmission. On peut également associer le composant à un circulateur ; on obtient alors un autre type de fonctionnement que nous appellerons "en réflexion".

Nous nous intéressons tout d'abord aux lois générales reliant les caractéristiques de l'échantillon semiconducteur (conductance sans polarisation : g_M , conductance avec polarisation g , capacité C) et celles du circuit hyperfréquence (impédance Z_g) aux performances susceptibles d'être obtenues en modulation (atténuation maximale α_M , pertes d'insertion α_{\min} etc...). Ensuite, nous reportons quelques résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec différentes structures semiconductrices.

I.1. LOIS GÉNÉRALES

I.1.1. Calcul des atténuations

Les études théoriques et expérimentales précédentes ont montré qu'une structure $N^+ N N^+$ soumise à une tension de polarisation variable peut se représenter par une conductance variable en parallèle sur une capacité de valeur pratiquement constante. Généralement, dans un large domaine de fréquences, la contribution de cette capacité est faible quand la tension de polarisation est nulle ($g = g_M \gg C \omega$). Cependant, pour les fortes polarisations la conductance peut devenir très faible et dans ce cas l'influence de la capacité de l'échantillon peut être prépondérante. C'est pourquoi, dans la plupart des cas, en parallèle sur l'échantillon, on place un accord qui permet de minimiser les effets de la capacité de la structure.

a) Modulateur "transmission série"

Le schéma de principe du fonctionnement "transmission série" est représenté figure 68.

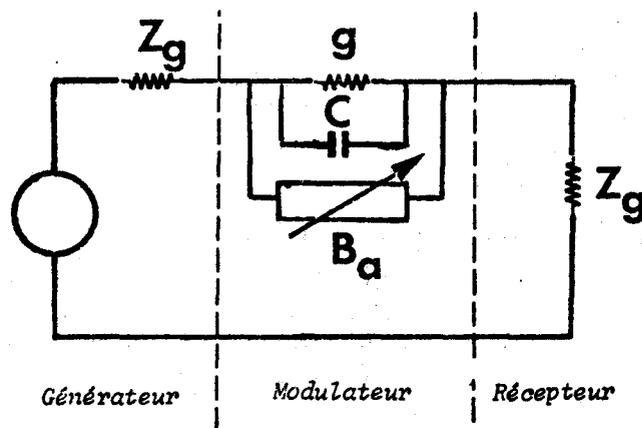


FIGURE 68 Schéma du modulateur transmission série ' T_s '

Le modulateur, constitué de la structure semiconductrice et de son accord parallèle (B_a), est placé en série dans la ligne de transmission entre le générateur et le récepteur supposés résistifs et adaptés.

Soient P_1 la puissance délivrée par le générateur au récepteur sans le modulateur et P_2 la puissance reçue par la charge en présence du modulateur. L'atténuation présentée par ce dernier est égale au rapport P_1/P_2 que nous exprimerons en dB :

$$\alpha(\text{dB}) = 10 \log \frac{P_1}{P_2} \quad (\text{III.1})$$

Un calcul simple permet d'exprimer α :

$$\alpha(\text{dB}) = 10 \log \left[\left(1 + \frac{g}{2 Z_g (g^2 + (b + B_a)^2)} \right)^2 + \left(\frac{b + B_a}{2 Z_g (g^2 + (b + B_a)^2)} \right)^2 \right] \quad (\text{III.2})$$

La susceptance de la structure b étant pratiquement constante, l'atténuation sera la plus importante quand l'accord est réalisé c'est-à-dire $b + B_a = 0$, elle devient alors :

$$\alpha(\text{dB}) = 20 \log \left(1 + \frac{1}{2g \cdot Z_g} \right) \quad (\text{III.3})$$

A tension de polarisation faible ou nulle, la conductance hyperfréquence est maximale et égale à la conductance "naturelle" du composant $g = g_M = q N_D \mu S/L$. Dans ces conditions l'atténuation est minimale et elle représente les pertes d'insertion du dispositif :

$$\alpha_{\min} (\text{dB}) = 20 \log \left(1 + \frac{1}{2 Z_g g_M} \right) \quad (\text{III.4})$$

Pour des tensions de polarisation fortes, la conductance hyperfréquence est faible et l'atténuation devient importante. A partir de la relation (III.4), nous obtenons la valeur de l'impédance caractéristique Z_g permettant d'obtenir une valeur donnée des pertes d'insertion.

En la substituant dans la relation (III.3) on trouve :

$$\alpha_{\text{MAX}} = 20 \log \left[1 + \frac{g_M}{g} \left(10^{\alpha_{\text{min}}(\text{dB})/20} - 1 \right) \right] \quad (\text{III.5})$$

L'équation (III.5) est très importante car elle montre que la relation entre l'atténuation maximale α_{MAX} et les pertes d'insertion α_{min} n'est fonction que du rapport g_M/g .

b) Modulateur "transmission parallèle"

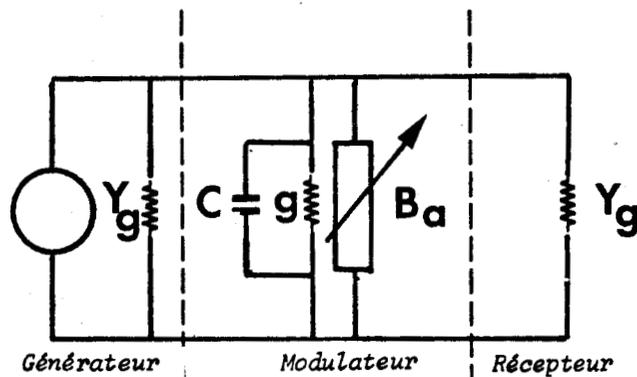


FIGURE 69 Schéma du modulateur transmission parallèle ' T_p '

Dans ce cas, la structure semiconductrice et son dispositif d'accord sont placés en parallèle sur le récepteur et le schéma de principe du montage est représenté ci-dessus (fig 69). Dans ces conditions, l'atténuation s'exprime par la relation :

$$\alpha(\text{dB}) = 10 \log \left[\left(1 + \frac{g Z_g}{2} \right)^2 + \left(\frac{(b + B_a) Z_g}{2} \right)^2 \right] \quad (\text{III.6})$$

L'accord étant réalisé ($b + B_a = 0$) nous obtenons :

- à tension de polarisation faible ou nulle, l'atténuation maximale

$$\alpha_{\text{MAX}} = 20 \log \left(1 + \frac{g_M Z_g}{2} \right) \quad (\text{III.7})$$

- à tension de polarisation importante, les pertes d'insertion

$$\alpha_{\min} = 20 \log \left(1 + \frac{g Z_g}{2} \right) \quad (\text{III.8})$$

A l'aide des relations précédentes, il est facile de relier l'atténuation maximale et les pertes d'insertion :

$$\alpha_{\text{MAX}} = 20 \log \left[1 + \frac{g_M}{g} \left(10^{\alpha_{\min}(\text{dB})/20} - 1 \right) \right] \quad (\text{III.9})$$

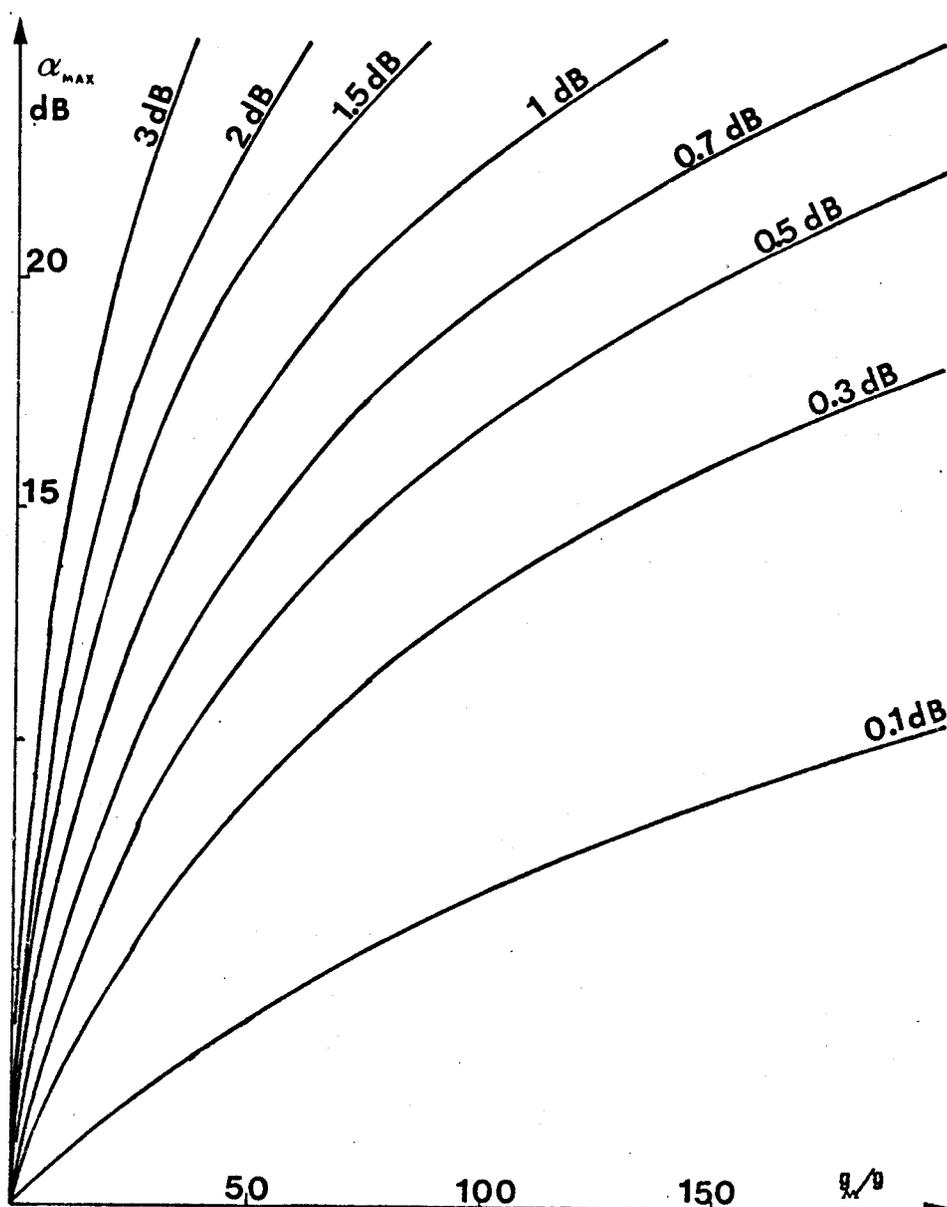


FIGURE 70 Evolution de l'atténuation maximale en fonction du rapport g_M/g pour différentes pertes d'insertion. Modulateurs ' T_s ' et ' T_p '



On remarque que les relations III.5 et III.9 sont identiques. Ainsi, l'atténuation maximale obtenue en utilisant un composant caractérisé par un rapport g_M/g donné dépend des pertes d'insertion par une relation indépendante du type de montage. Pour une valeur de α_{\min} donnée, α_{\max} est d'autant plus élevé que le rapport g_M/g est grand. En conséquence, l'obtention d'atténuations maximales importantes associées à des pertes d'insertion faibles nécessite l'emploi de structures semiconductrices présentant un contraste de conductance le plus important possible. Cette remarque est illustrée figure 70 où nous avons représenté l'évolution de l'atténuation maximale en fonction du rapport g_M/g pour différentes valeurs des pertes d'insertion.

La figure 71 représente l'évolution de la valeur de l'impédance caractéristique de la ligne de transmission pour différentes valeurs des pertes d'insertion, en fonction d'une part de la conductance maximale pour le montage série, et d'autre part de la conductance minimale pour le montage parallèle. A titre d'exemple : supposons que nous disposions d'une structure de résistance initiale 10Ω et présentant un rapport $g_M/g = 50$. Si nous désirons des pertes d'insertion de 0.5 dB, l'atténuation maximale sera de 12 dB et pour cela il faudra placer l'échantillon dans une ligne de $Z_g = 80\Omega$ pour le montage série et $Z_g = 60\Omega$ pour le montage parallèle.

Cet exemple montre que le montage en transmission nécessite des échantillons caractérisés par des rapports g_M/g importants pour obtenir des atténuations notables tout en ayant des pertes d'insertion faibles. Nous allons maintenant envisager un autre type de fonctionnement présentant pour un même rapport g_M/g des performances plus intéressantes.

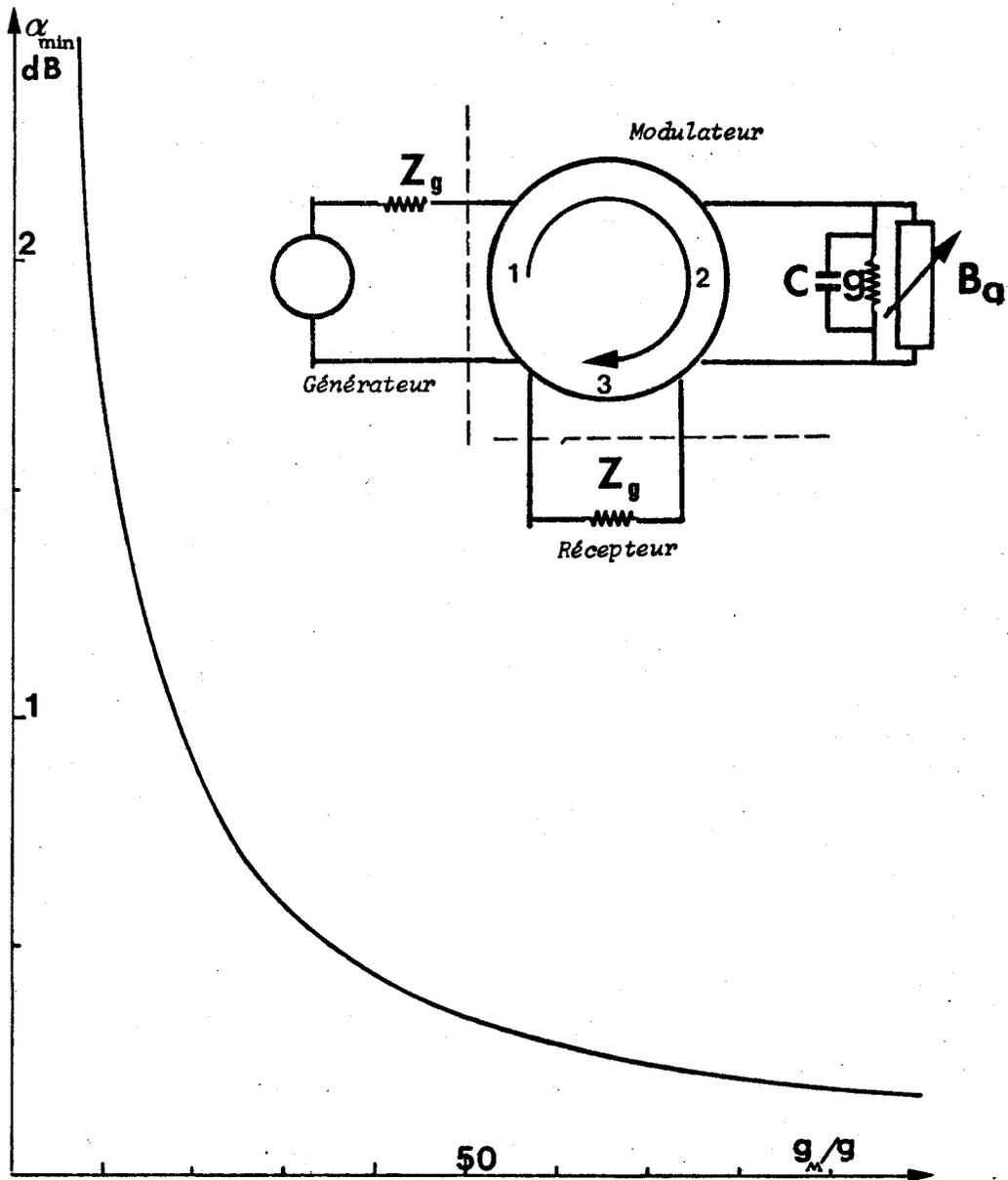


FIGURE 72 Schéma du modulateur en réflexion 'R'
Evolution des pertes d'insertion quand $g = Y_g$ en fonction de g_M/g

c) Modulateur en "réflexion"

Le fonctionnement en réflexion s'obtient en associant au composant, muni de son dispositif d'accord, un circulateur ; le schéma de principe est représenté figure 72. Dans le cas où le circulateur est supposé parfait, l'expression de l'atténuation du modulateur s'écrit :

$$\alpha(\text{dB}) = 10 \log \frac{(Y_g + g)^2 + (b + B_a)^2}{(Y_g - g)^2 + (b + B_a)^2} \quad (\text{III.10})$$



Lorsque l'accord est réalisé et si la conductance présentée par la structure soumise à une forte tension de polarisation est égale à l'admittance caractéristique ($g = Y_g$), l'atténuation tend théoriquement vers l'infini. Dans ce cas, les pertes d'insertion deviennent :

$$\alpha_{\min}(\text{dB}) = 20 \log \left| \frac{1 + \frac{g_M}{g}}{1 - \frac{g_M}{g}} \right| \quad (\text{III.11})$$

et leur évolution en fonction du contraste de conductance est représenté figure 72.

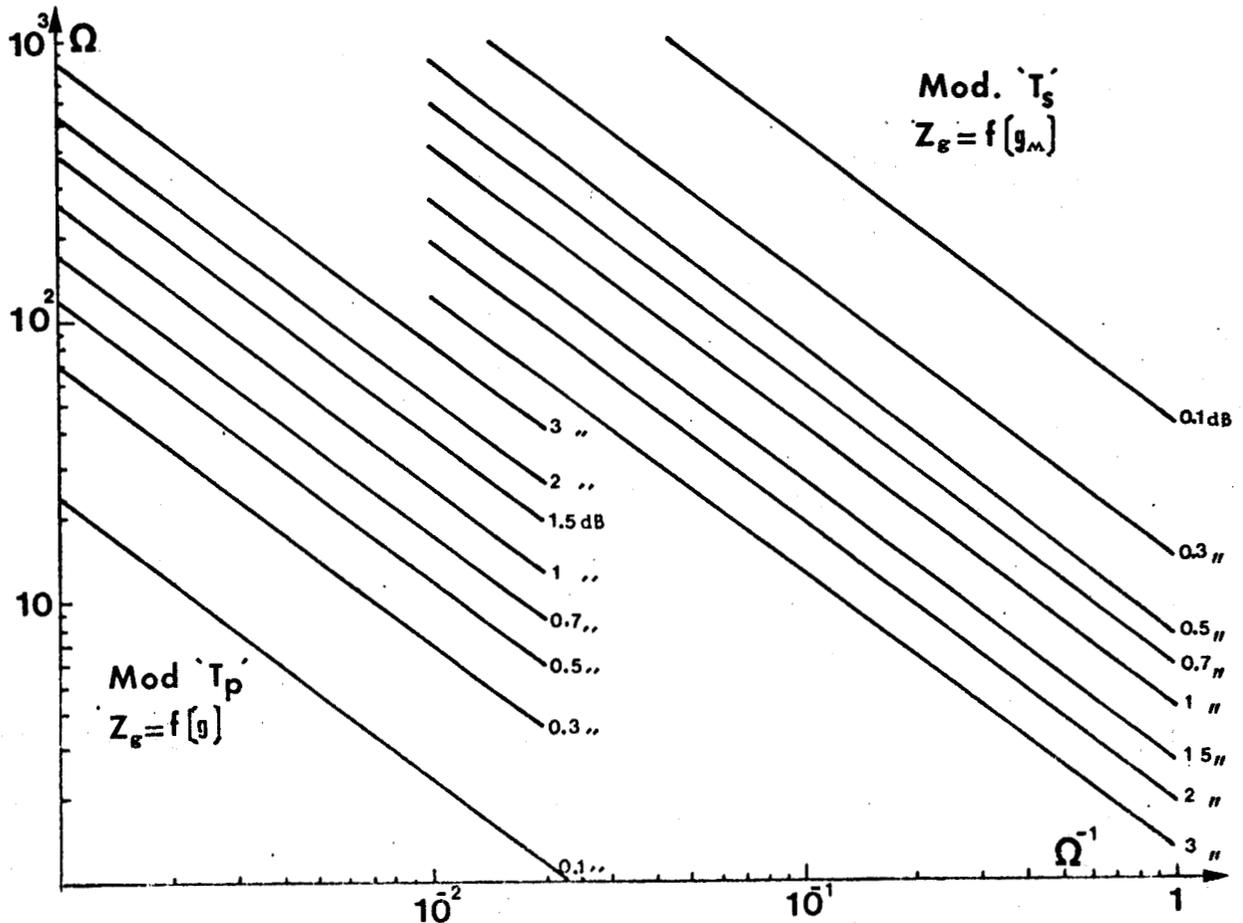


FIGURE 71 Impédance caractéristique pour différentes pertes d'insertion en fonction :

- de la conductance maximale : modulateur 'T_s'
- de la conductance minimale : modulateur 'T_p'

Si nous reprenons l'exemple utilisé pour le fonctionnement en transmission, l'échantillon de résistance initiale 10Ω présentant un rapport $g_M/g = 50$ placé dans une structure d'impédance caractéristique $Z_g = 500\Omega$ permet d'avoir un modulateur de pertes d'insertion $0,35$ dB et une atténuation maximale théoriquement infinie. Cependant, en pratique, les valeurs maximales de l'atténuation sont limitées par les caractéristiques du circulateur utilisé et il faut ajouter ses pertes d'insertion ($0,3$ à $0,5$ dB) à celles de la structures semiconductrice. Néanmoins, le fonctionnement en réflexion reste particulièrement adapté pour des échantillons ne présentant pas un rapport g_M/g élevé.

Afin de mieux concrétiser toutes ces notions, nous allons évaluer les performances théoriques susceptibles d'être obtenues dans les trois modes de fonctionnement à partir de la structure(5 N 68) dont les valeurs de l'admittance en fonction de la tension de polarisation ont été calculées dans la seconde partie.

Rappelons les principales caractéristiques de cette structure :

- semiconducteur Si 'N'
- longueur zone active $\approx 5,5 \mu\text{m}$
- résistance statique $R_o = 8\Omega$
- capacité statique $C_o \approx 0.08 \text{ pF}$

L'étude des effets d'avalanche effectuée dans le dernier chapitre de la seconde partie permet de déterminer la valeur (150 kV/cm) du champ électrique maximal admissible dans la zone active. Afin d'éviter les phénomènes associés à l'apparition du mécanisme d'avalanche dans le semiconducteur nous supposons que la tension $V = 50\text{V}$ qui fait apparaître un champ maximum $E_M = 120 \text{ kV/cm}$, est la limite supérieure de la tension de polarisation de la structure envisagée. L'évolution

de la conductance hyperfréquence pour cette polarisation (figure 21, courbe 3) présente un effet de temps de transit aussi nous choisissons la fréquence d'utilisation pour en bénéficier au maximum : $F = 16 \text{ GHz}$ $(g_M/g)_{MAX} = 67$.

Dans ces conditions, nous pouvons déterminer les performances théoriques susceptibles d'être obtenues dans les trois modes de fonctionnement (les pertes d'insertions ont été imposées et prises égales à 1 dB dans le fonctionnement en transmission)

- modulateur 'T _s '	$\alpha_{min} = 1 \text{ dB}$	$Z_g = 30\Omega$	$\alpha_{MAX} = 20 \text{ dB}$
- modulateur 'T _p '	$\alpha_{min} = 1 \text{ dB}$	$Z_g = 130\Omega$	$\alpha_{MAX} = 20 \text{ dB}$
- modulateur 'R'	$\alpha_{min} = 0.26 \text{ dB}$	$Z_g = 540\Omega$	$\alpha_{MAX} \rightarrow \infty$

Compte tenu des évolutions en fonction de la tension de polarisation, de la conductance et de la capacité de l'échantillon calculées théoriquement, l'évaluation de l'atténuation s'effectue en reportant les valeurs de la conductance et de la susceptance de la structure dans les relations (III.2, III.6, III.10). La figure 73 représente l'évolution de l'atténuation en fonction de la tension de polarisation et nous pouvons en tirer les conclusions suivantes :

- les modulateurs transmission "série" et parallèle" sont complémentaires c'est-à-dire que l'un présente les pertes faibles quand l'autre provoque une atténuation maximale
- le modulateur transmission série nécessite des impédances caractéristiques plus faibles
- le modulateur en "réflexion" a des performances plus intéressantes mais nous le verrons plus tard la "bande passante" est souvent plus faible.

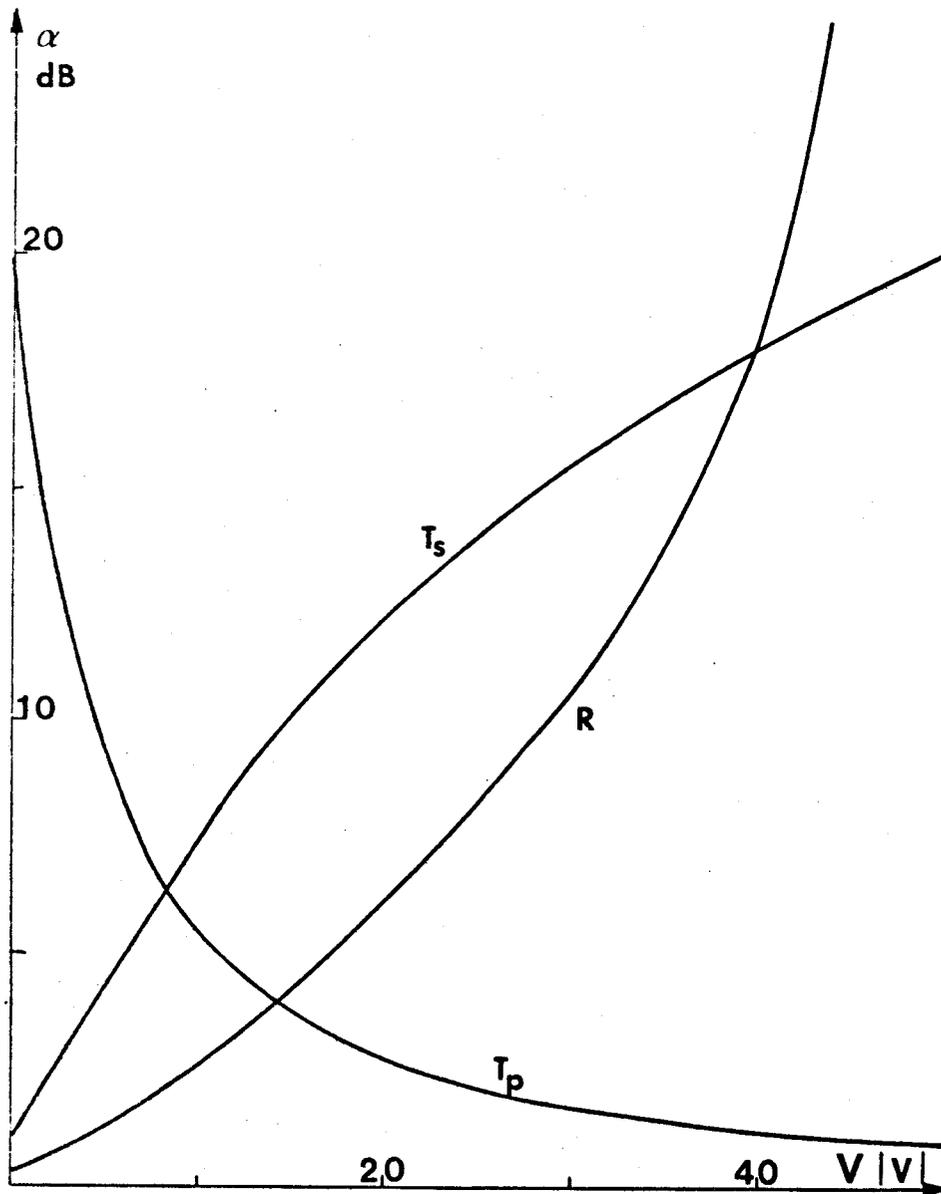


FIGURE 73 Atténuation théorique en fonction de la tension de polarisation. Structure Si 5 N 68, $R = 8 \Omega$, $C = 0.08 \text{ pf}$, $F = 16 \text{ GHz}$
- ' T_s ' Modulateur transmission série, $Z_g = 30 \Omega$
- ' T_p ' Modulateur transmission parallèle, $Z_g = 130 \Omega$
- ' R ' Modulateur réflexion, $Z_g = 540 \Omega$

Cependant, tous les résultats précédents concernent la structure semiconductrice seule, nous allons maintenant envisager les modifications qui surviennent quand on intègre la pastille de semiconducteur dans un boîtier.



I.1.2. Effets de l'encapsulation - Double compensation

Généralement la mise en place de la pastille semiconductrice à l'intérieur d'un boîtier hyperfréquence se traduit par l'apparition d'éléments parasites réactifs dans le schéma électrique équivalent de l'ensemble puce semiconductrice et boîtier. Dans le but d'évaluer l'influence de ces éléments, nous allons étudier les modifications des performances de la structure précédente quand elle est insérée dans une encapsulation du type F 24 D dont nous avons représenté le schéma électrique équivalent figure 74. Afin de bien mettre en évidence le rôle de l'encapsulation, les valeurs retenues pour les différents éléments correspondent à un boîtier de qualité "modeste" car sa fréquence de résonance ($L_s C_B \omega^2 = 1$) est d'environ 18 GHz, donc très près de la fréquence d'utilisation, ce qui est particulièrement néfaste.

Compte tenu de la présence de l'encapsulation, l'admittance totale présentée par la structure encapsulée devient :

$$Y_T = G_T + j B_T \quad (\text{III.12})$$

$$G_T = \frac{g}{(g L_s \omega)^2 + (1 - L_s C_T \omega^2)^2}$$

$$B_T = C_B \omega - \frac{L_s \omega (g^2 + \omega^2 C_T^2) - \omega C_T}{(g L_s \omega)^2 + (1 - L_s C_T \omega^2)^2}$$

g conductance de la structure

L_s self des fils de connection

C_B capacité du boîtier

$C_T = C + C_f =$ capacité de la structure + capacité des fils

Nous donnons ci-après les valeurs de l'admittance à 16 GHz, d'une part de la structure seule et d'autre part de la structure encapsulée, pour les valeurs extrêmes de la tension de polarisation.

	admittance structure seule $10^{-3} \Omega^{-1}$	admittance structure encapsulée $10^{-3} \Omega^{-1}$
V = 0V	Y = 124. + j 8.5	$Y_T = 4.9 - j 4.2$
V = 50V	Y = 1.86 + j 10.	$Y_T = 6.8 + j 42.$

La figure 74 montre les évolutions respectives de la conductance et de la susceptance dans les deux cas en fonction de la tension de polarisation (courbes A et B). L'ensemble de ces résultats fait apparaître l'effet "dramatique" du boîtier : il n'y a presque plus de variation de la conductance, par contre la susceptance évolue fortement. Cependant, une atténuation variable en fonction de la tension de polarisation peut encore être obtenue à condition de substituer au contraste de conductance, un contraste d'admittance (cf. relations III.2, III.6). Ce problème est partiellement résolu en ajoutant un accord série X_s au composant encapsulé (cf figure 74). Il suffit alors, à la fréquence de travail et pour la tension de polarisation maximale, de choisir la valeur de X_s pour que la partie réelle de l'admittance de l'ensemble structure semiconductrice, (encapsulation et accord série) soit la plus proche possible de la valeur de la conductance de la structure seule dans les mêmes conditions de polarisation. Quand la partie imaginaire de l'admittance est annulée par l'accord parallèle B_a , nous avons réalisé ce que l'on peut appeler une "double compensation". La courbe C de la figure 74 illustre le comportement de la conductance et de la susceptance en fonction de la tension de polarisation lorsque la double compensation a été effectuée. On

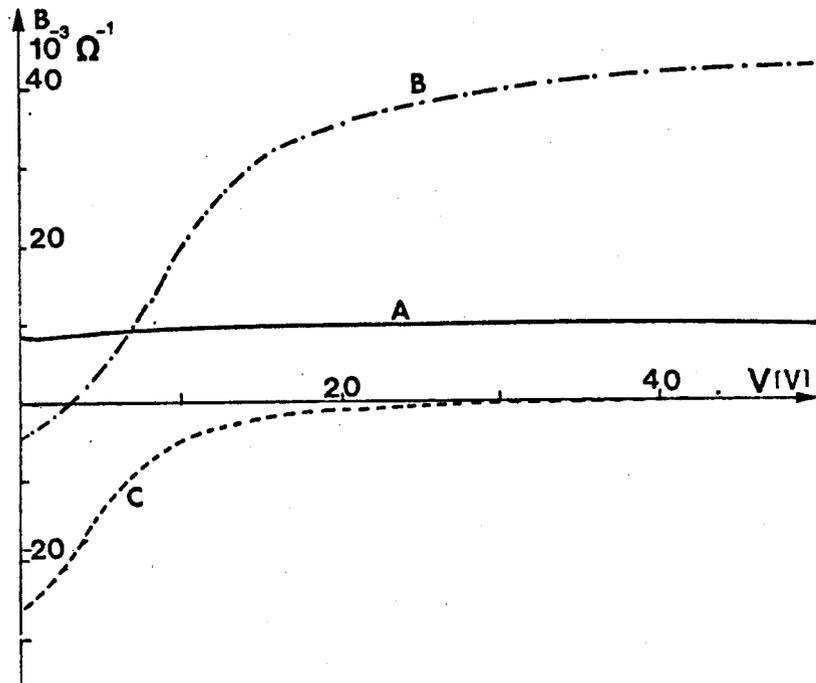
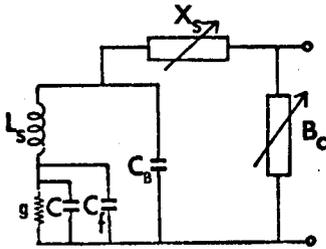
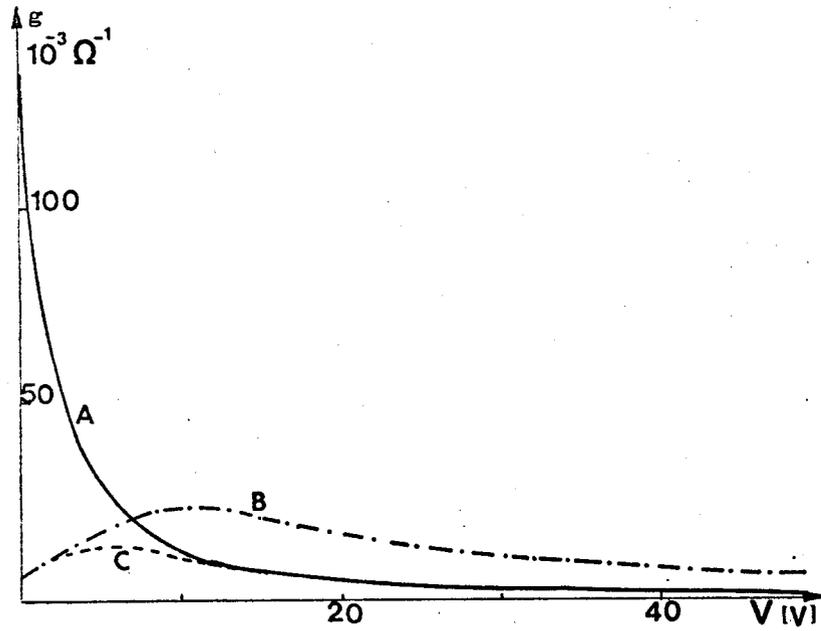


FIGURE 74 Evolutions de la conductance et de la susceptance en fonction de la tension de polarisation.

Structure Si 5 N 68, $F = 16$ GHz, $C_f = 0.02$ pf, $C_B = 0.4$ pf, $L_s = 0.4$ nH

A : structure seule, B : structure encapsulée.

C : structure encapsulée et double compensation.

retrouve les valeurs de la conductance de la structure seule pour les fortes tensions de polarisation, tandis que pour les faibles tensions de polarisation l'absence de fortes valeurs de conductance est compensée par l'augmentation de la susceptance.

En conséquence, si l'on compare les performances de la structure seule à celles obtenues, compte tenu du boîtier et de la double compensation, il n'apparaît figure 75 aucune modification notable pour le modulateur en réflexion, mais une augmentation sensible des pertes d'insertion pour le modulateur "transmission série".

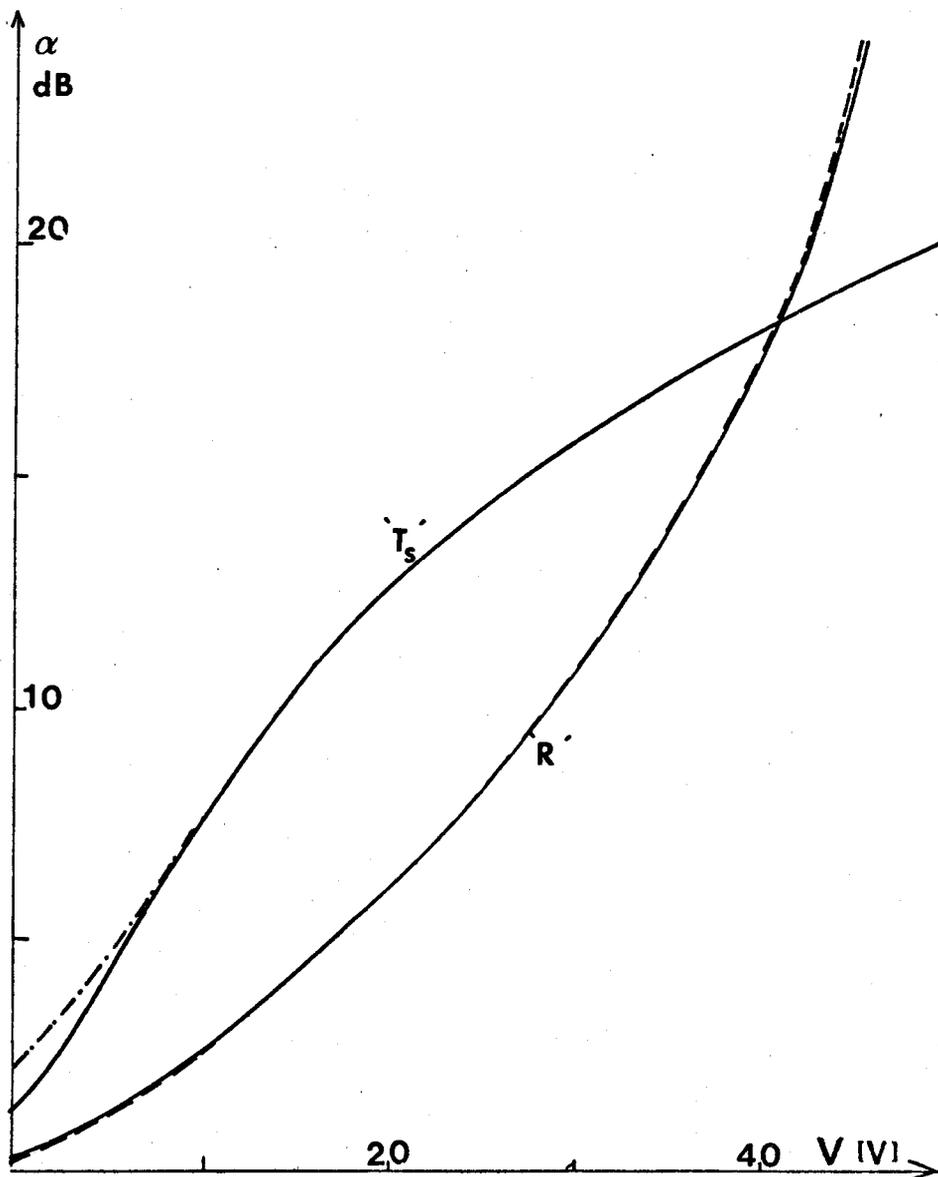


FIGURE 75 Atténuation théorique en fonction de la tension de polarisation.
 $F = 16$ GHz, — structure Si 5 N 68 seule
- - - structure encapsulée et double compensation

Il est évident qu'en pratique la souplesse acquise avec les deux accords (série et parallèle) permet dans ce cas de diminuer quelque peu la valeur de l'atténuation maximale pour retrouver des pertes d'insertion plus acceptables. Cependant, nous allons montrer dans le paragraphe suivant que le boîtier et le système de double compensation diminuent de façon importante le domaine de fréquence utilisable.

I.1.3. Influence de la fréquence

Pour évaluer l'influence d'une variation de la fréquence d'utilisation nous supposons d'une part que l'impédance caractéristique de la ligne de transmission reste constante, d'autre part que les différents accords sont parfaitement localisés au niveau de la structure semiconductrice.

Nous envisageons dans une première étape l'évolution des performances (α_{MAX} , α_{min}) de la puce semiconductrice seule lorsque l'accord étant réalisé à une fréquence déterminée (16 GHz dans notre exemple) nous faisons évoluer la fréquence d'utilisation autour de cette valeur. La figure 76 fait apparaître que pour le modulateur "transmission série" les pertes d'insertion restent pratiquement constantes tandis que l'atténuation maximale varie. On peut remarquer une diminution de 3 dB pour une variation de 1.25 GHz autour de la fréquence centrale *

* Pour le modulateur "transmission parallèle" le comportement est inverse, c'est-à-dire l'atténuation maximale reste pratiquement constante alors que les pertes d'insertion évoluent en fonction de la fréquence.

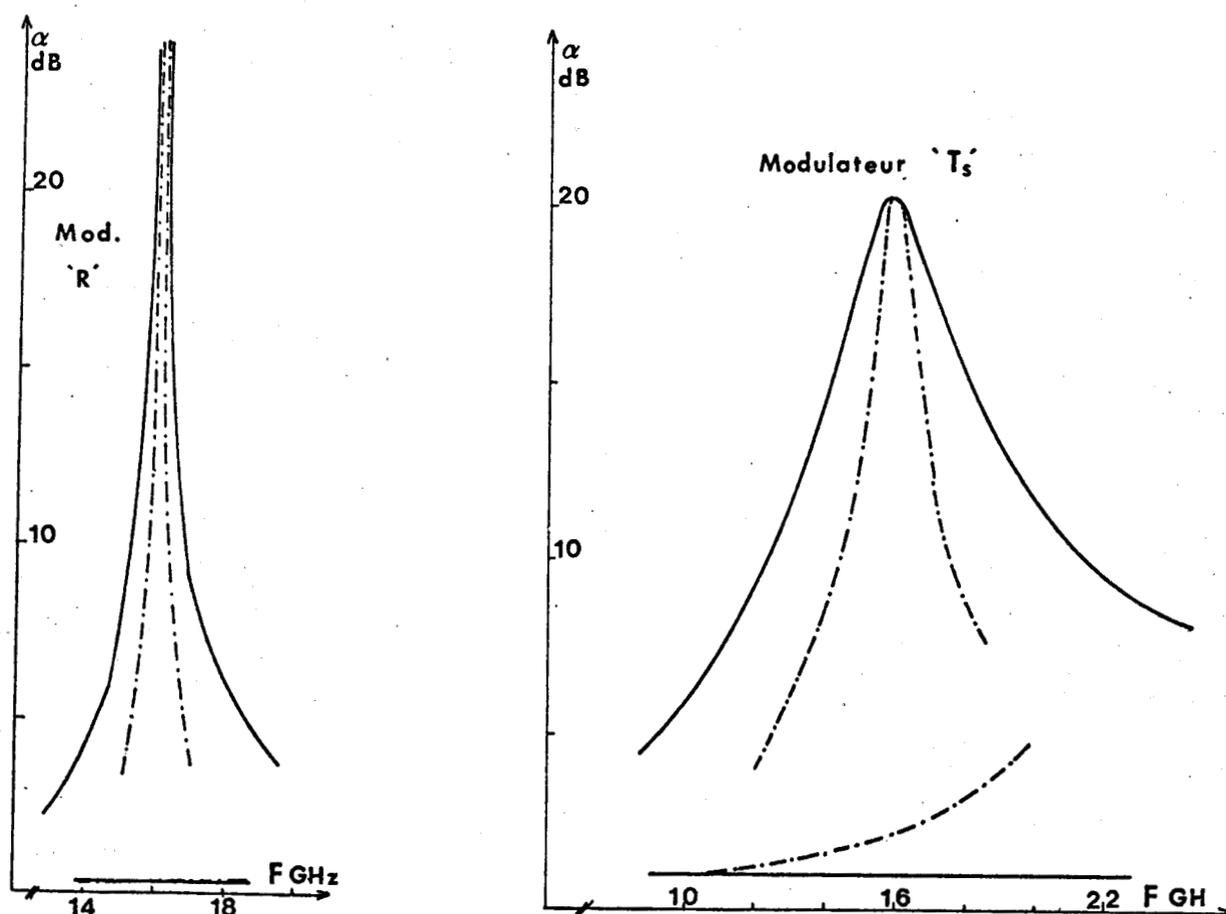


FIGURE 76 Atténuation théorique en fonction de la fréquence.

— : structure Si 5 N 68 seule accordée à 16 GHz.

- . - : structure encapsulée et double compensation accordée à 16 GHz

Dans le cas du modulateur en réflexion, les pertes d'insertion sont sensiblement constantes mais l'atténuation maximale varie très rapidement en fonction de la fréquence (figure 76). Pour fixer un ordre de grandeur nous donnons les quelques valeurs suivantes :

F (GHz)	15.5	16.0	16.5
α_{MAX} (dB)	15.9	57.	16.5

Elles mettent en évidence un inconvénient majeur du fonctionnement en réflexion, sa grande sensibilité à une variation de la fréquence d'utilisation.

Dans une seconde étape, nous envisageons le cas où la structure semi-conductrice est encapsulée. Bien entendu, la présence des éléments parasites du boîtier et de la double compensation va entraîner une sensibilité accrue des performances du modulateur à toute variation de la fréquence d'utilisation. L'évolution fréquentielle des performances de la structure insérée dans le boîtier hyperfréquence envisagé au paragraphe précédent et "accordée" à 16 GHz est reportée figure 76. On remarque une augmentation des pertes d'insertion et une plus grande variation de l'atténuation maximale en fonction de la fréquence pour le fonctionnement en transmission. En ce qui concerne le fonctionnement en réflexion les valeurs suivantes montrent que l'atténuation maximale est encore plus sensible à une variation de la fréquence d'utilisation

F(GHz)	15.50	15.75	16.00	16.25	16.50
α_{MAX} (dB)	7.2	10.5	57	11.9	7.7

En conclusion, l'utilisation de la variation de la mobilité des porteurs libres dans une structure semiconductrice unipolaire permet de réaliser des variations notables de l'atténuation présentée par le composant. Il faut cependant remarquer l'influence très néfaste de l'encapsulation et bien qu'une double compensation permet de se rapprocher des performances de la structure seule, la diminution de la bande passante et l'augmentation des pertes d'insertion militent en faveur d'une implantation parfaitement intégrée.

I.1.4. Puissance de commande

Il s'agit d'une caractéristique particulièrement importante pour le fonctionnement de ce nouveau type de modulateur puisque les valeurs obtenues jusqu'à présent s'avèrent relativement très élevées. Ainsi, dans le cas du modulateur

précédemment envisagé ($L = 5.5 \mu\text{m}$, $\rho_N = 0.68 \Omega\text{cm}$) cette puissance est de l'ordre de 30 W. Il est donc essentiel de discuter ici, les différentes possibilités qui peuvent s'offrir pour diminuer cette valeur et aboutir à des ordres de grandeurs plus raisonnables.

Dans ce but, utilisons tout d'abord un raisonnement basé sur les théories semi-quantitatives effectuées au premier chapitre de la seconde partie. L'expression approchée de la puissance de commande a déjà été calculée et si l'on néglige les effets de la charge d'espace, elle s'exprime par la relation suivante :

$$P_c = q \cdot N_D \cdot v_s \cdot S \cdot E_M \cdot L \quad (\text{III.13})$$

Il est commode dans cette expression de faire intervenir la résistance R_o présentée par le composant en champ faible soit :

$$P_c = \frac{E_c \cdot E_M L^2}{R_o} \quad (\text{III.14})$$

En effet, la valeur de R_o ne peut être choisie arbitrairement compte tenu de l'ordre de grandeur de l'impédance caractéristique des lignes de transmission hyperfréquences usuelles. En pratique, R_o doit rester comprise dans une gamme de valeurs s'étendant de quelques ohms à environ une cinquantaine d'ohms. Il semble donc intéressant de rechercher les caractéristiques les plus favorables de la structure semiconductrice en imposant à priori la résistance en l'absence de polarisation R_o .

On remarque alors que la puissance de commande est proportionnelle au produit de trois termes qui sont successivement :

- le champ critique E_c qui est une grandeur fondamentale du semiconducteur utilisé. Comme la puissance diminue avec la valeur de E_c , l'utilisation du GaAs apparait à ce titre bien préférable au silicium.
- E_M le champ maximum appliqué à l'échantillon qui détermine le contraste de conductance. En effet, d'après la relation (II.4)

$$E_M \approx \left(\sqrt{\frac{g_M}{g}} - 1 \right) E_c \quad (\text{III.15})$$

En associant les relations III.14 et III.15 la puissance de commande s'exprime alors par :

$$P_c \approx E_c^2 \frac{L^2}{R_o} \left(\sqrt{\frac{g_M}{g}} - 1 \right) \quad (\text{III.16})$$

et l'on note qu'elle est en réalité proportionnelle à E_c^2 . En conséquence, ici encore l'utilisation du GaAs s'avère intéressante puisque à performances identiques, c'est-à-dire pour un rapport g_M/g donné la puissance de commande nécessaire est directement fonction du carré du champ critique du semiconducteur utilisé

- L^2 , le carré de la longueur de la zone active de la structure utilisée, dont la diminution apparait comme un facteur décisif dans l'obtention de puissances de commande raisonnables.

Ces différentes considérations peuvent être illustrées et précisées par des calculs plus réalistes tenant compte des effets de charge d'espace. Nous représentons figure 77 l'évolution du rapport g_M/g en fonction de la puissance de commande pour trois structures caractérisées par la même résistance en absence de polarisation ($R_o = 16\Omega$)

- deux structures en silicium dont les longueurs de zones actives sont respectivement 5 μm et 10 μm
- une structure en arséniure de gallium caractérisée par une zone active de 4.5 μm de longueur

L'examen des résultats représentés sur cette figure montre :

- l'intérêt que présente l'utilisation de l'arséniure de gallium par rapport au silicium
- la diminution de la puissance de commande résultant de l'utilisation de rapports g_M/g plus faibles
- l'intérêt des structures dont les longueurs de zone active sont peu importantes

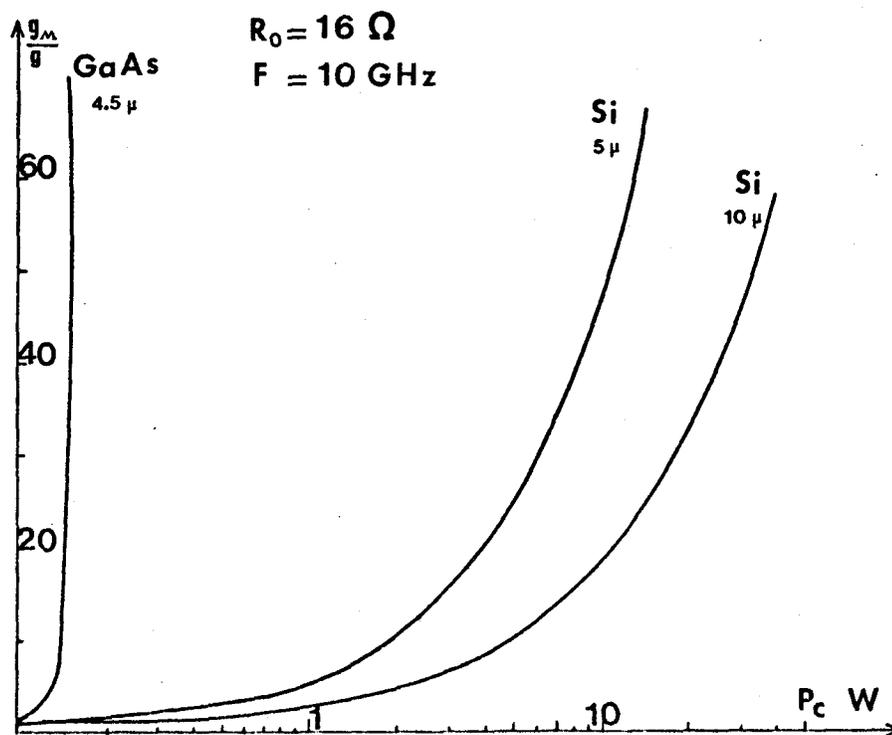


FIGURE 77 Evolution du rapport g_M / g en fonction de la puissance de commande.

Si l'on se fixe l'utilisation d'un semiconducteur précis, une gamme de performances ($\alpha_{\text{MAX}}, \alpha_{\text{min}}$) donc un rapport g_M/g donné, et une valeur de résistance initiale, la longueur de la zone active apparait finalement comme le seul paramètre sur

lequel on peut jouer. Il faut cependant remarquer que la diminution de L va se traduire automatiquement par une augmentation de la concentration en impuretés et une diminution de la surface du composant. En effet il faut :

- d'une part, que la valeur de la résistance reste constante
- d'autre part, que le produit $N_D L$ reste suffisamment élevé pour limiter les effets de charge d'espace (par exemple $N_D L > 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)

Il en résulte (si par exemple on s'impose la valeur de $N_D L$) que le diamètre d de la surface de la structure sera proportionnel à L et N_D à $1/L$ (la puissance de commande restant proportionnelle à L^2). La figure 78 illustre ces considérations.

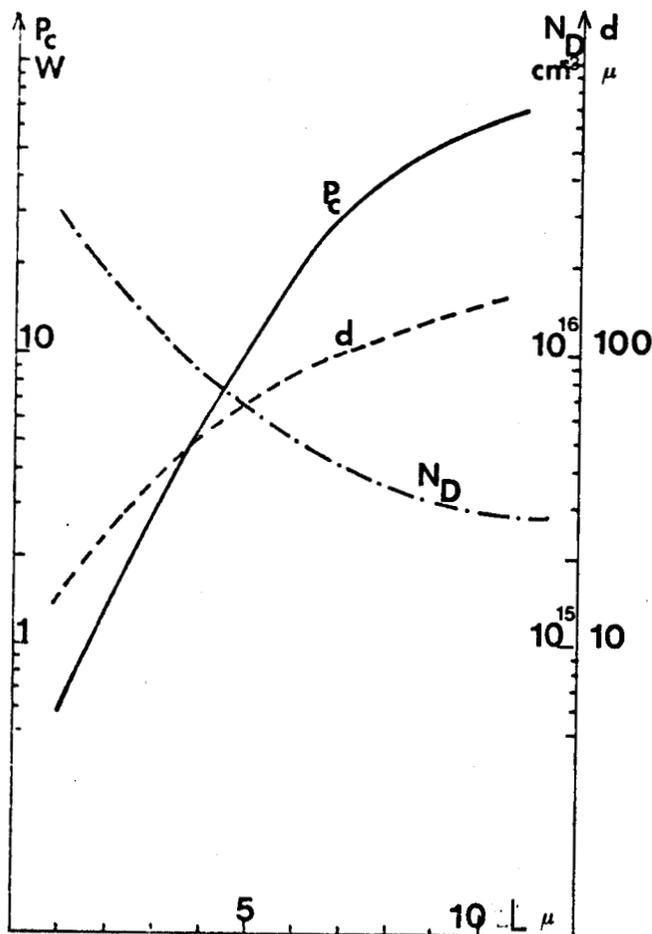


FIGURE 78 Evolutions de la puissance de commande, de la concentration en atomes d'impuretés et du diamètre de la structure en fonction de la longueur de la zone active. $R = 10 \Omega$, $N_D L = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

Nous avons représenté pour des échantillons en silicium, à la fréquence 10 GHz l'évolution de la puissance de commande, de la concentration en atomes d'impuretés N_D et du diamètre d en fonction de la longueur de la zone active, calculée en gardant la résistance initiale ($R_0 = 10 \Omega$) fixe, les effets de charge d'espace constants et assez faibles ($N_D L = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et un rapport g_M/g imposé et égal à 50. Compte tenu des limitations technologiques, le diamètre peut difficilement être inférieur à $15 \mu\text{m}$ * et il apparaît que la limite inférieure des puissances de commande est de l'ordre du watt pour le silicium. Elle peut être diminuée d'un facteur 10 pour les composants réalisés en arséniure de gallium.

I.1.5. Limitations en puissance

Différents facteurs vont limiter la puissance incidente que peuvent contrôler les modulateurs à structures $N^+ N N^+$. En premier lieu, nous trouvons les effets thermiques : selon les conditions de polarisation et le type de fonctionnement utilisé, une fraction plus ou moins importante de la puissance hyperfréquence à contrôler est absorbée par le composant et s'ajoute à la puissance de commande. Il faut donc veiller à ce fait pour que l'augmentation de la température qui en résulte ne soit pas trop importante, mais cette grandeur dépendant essentiellement de la résistance thermique du composant donc de sa méthode de réalisation. Cependant, il est évident que le fonctionnement en mode transmission parallèle où les pertes d'insertion (en conséquence la puissance hyperfréquence absorbée) sont faibles pour les fortes valeurs de la tension de polarisation est plus favorable que les deux autres types de fonctionnement où la presque totalité de la puissance hyperfréquence est absorbée lorsque la structure semiconductrice reçoit la puissance de commande maximale.

* Ceci est vrai pour une structure du type "mesa", mais l'utilisation de structures type "planar" peut alors se révéler intéressante.

En second lieu, une limitation beaucoup plus fondamentale découle de l'effet "limiteur". Nous avons vu (IIème partie, chapitre II) qu'une puissance hyperfréquence peut elle aussi faire varier la conductance hyperfréquence d'une structure $N^+ N N^+$. En conséquence, la puissance du signal incident peut modifier le contraste de conductance obtenu à l'aide de la polarisation statique.

Les modifications par la puissance hyperfréquence incidente des valeurs de la conductance pour les tensions de polarisations fortes seront toujours faibles et pourront être négligées. Par contre, ce sont pour les tensions faibles ou nulles que les modifications les plus notables vont intervenir. En effet, une augmentation de la puissance du signal hyperfréquence à moduler entraîne une diminution de la valeur maximale de la conductance donc une augmentation des pertes d'insertion dans les fonctionnements transmission série (relation III.4) et réflexion (relation III.11) et une diminution de l'atténuation maximale pour le fonctionnement "transmission parallèle" (relation II.7).

Prenons l'exemple étudié dans les paragraphes précédents, il est très simple d'évaluer l'évolution des paramètres α_{\min} , α_{\max} , en fonction de la puissance incidente. En effet, en se plaçant dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire en considérant uniquement le phénomène de limitation de vitesse, l'étude analytique (courbe 1, figure 39) permet de connaître rapidement la valeur de la conductance de la structure en fonction de la tension crête du signal hyperfréquence, donc de la puissance absorbée. Il suffit alors de reporter ces valeurs dans les relations donnant α_{\min} ou α_{\max} pour les différents modes de fonctionnement. Les puissances incidente et absorbée se déduisent l'une de l'autre à l'aide des relations simples faisant intervenir l'impédance caractéristique de la ligne de transmission et la conductance de la structure.

Les résultats obtenus sont représentés figure 79 où l'on peut noter les conclusions suivantes :

Transmission série	α_{\min}	1	→ 1,5 dB	pour P_i	0 → 0.1 W
Transmission parallèle	α_{MAX}	20	→ 17 dB	pour P_i	0 → 7 W
Reflexion	α_{\min}	0.28	→ 0.58 dB	pour P_i	0 → 7 W

Il apparait donc que pour une même structure semiconductrice, la puissance du signal à moduler aura des influences nettement différentes suivant le type de fonctionnement considéré et ce sera un paramètre important pour la réalisation de modulateur répondant à des critères de fonctionnements déterminés.

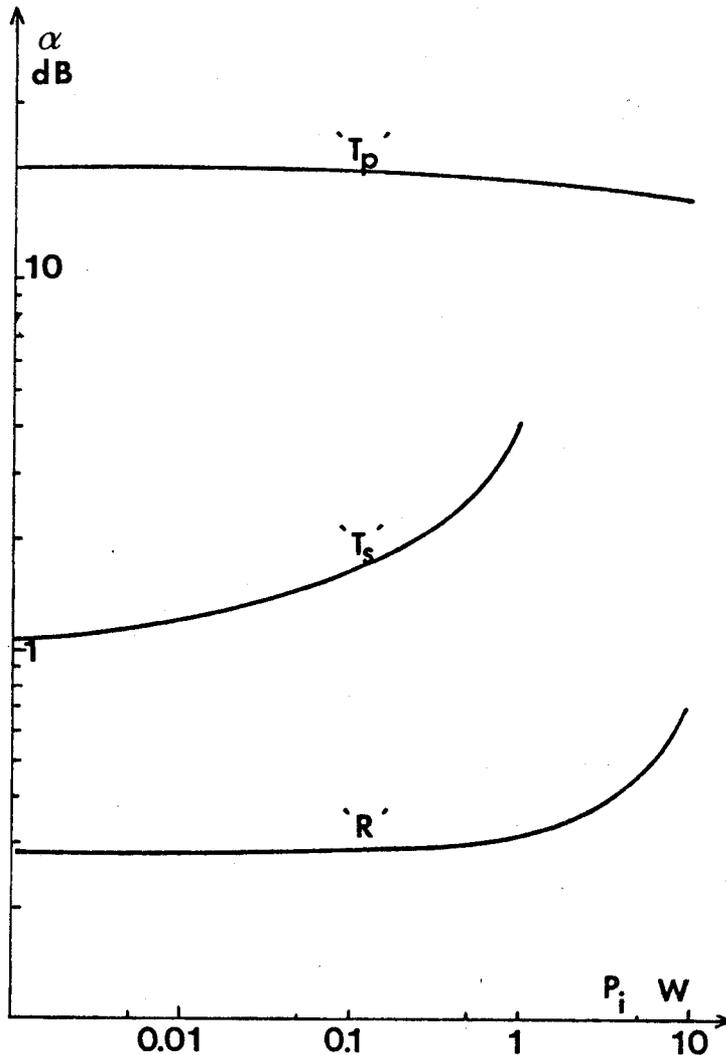


FIGURE 79 Evolution des pertes d'insertion (modulateurs ' T_s et R ') et de l'atténuation maximale (modulateur ' T_p ') en fonction de la puissance incidente du signal à commander. Structure Si 5 N 68

I.1.6. Temps de réponse minimum

Un problème essentiel pour les modulateurs rapides réside dans le "découplage" entre le signal à moduler et le signal de modulation. Les caractéristiques fondamentales des différents filtres sont schématisées figure 80 et peuvent se résumer simplement. Envisageons la configuration suivante : le signal hyperfréquence entre par la "porte" 1, le signal de modulation est appliqué à la "porte" 2 tandis que le signal résultant sort par la "porte" 3.

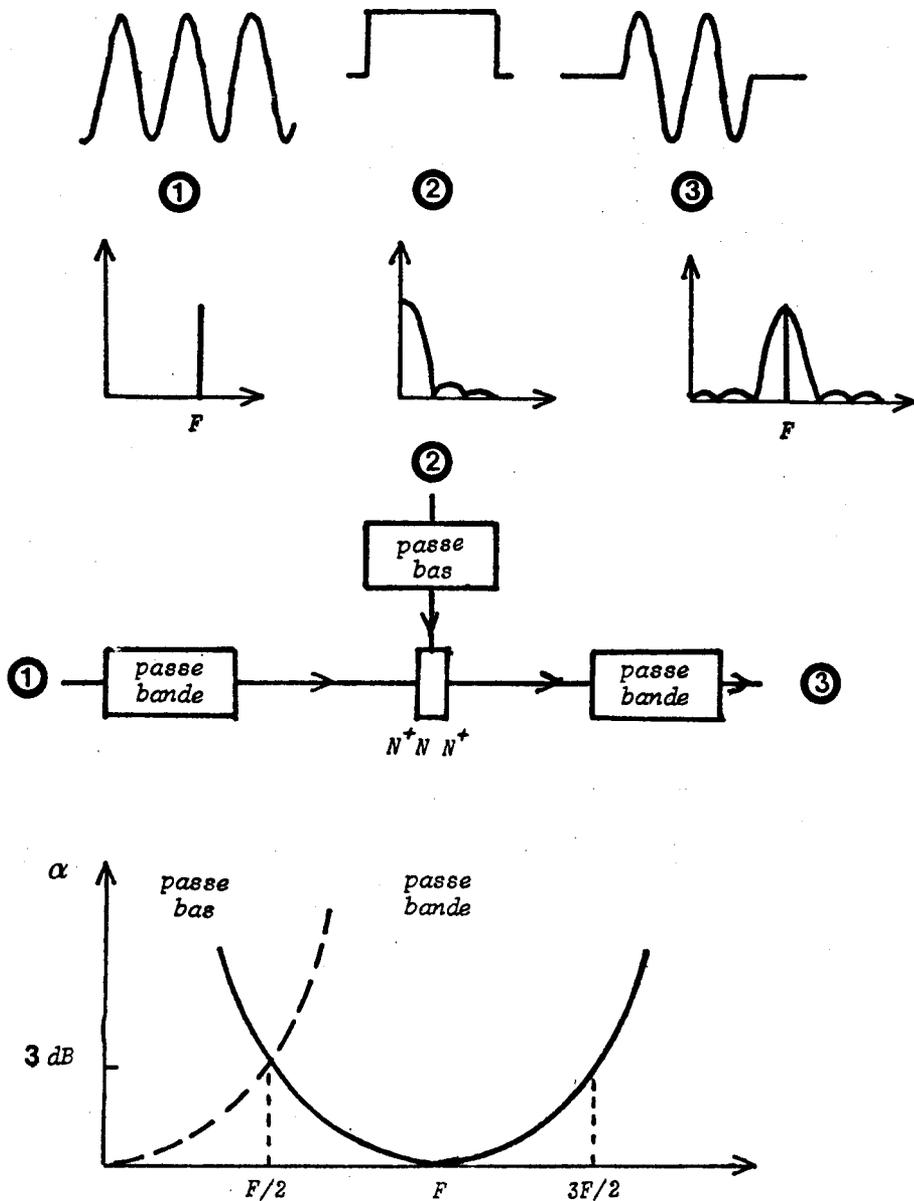


FIGURE 80

Le filtre de la "porte" 1 doit donc laisser passer uniquement le signal hyperfréquence (F) et bloquer sans le déformer le signal de modulation. Par conséquent, l'impédance qu'il présente, du continu aux fréquences supérieures de la modulation, doit être grande. Le filtre de la "porte" 2 doit être passant pour le signal de modulation et non passant pour le signal hyperfréquence. Enfin, le filtre de la "porte" 3 doit être passant dans toute la bande de fréquence du signal modulé. Le temps de réponse minimum peut alors se déduire aisément des courbes d'atténuation des différents filtres évoqués précédemment. Le filtre passe bas supposé de bande passante B_L présente donc un temps de montée propre :

$$\tau_L = \frac{0.44}{B_L} \quad (\text{III.17})$$

Le filtre passe bande va détériorer lui aussi ce temps de commutation, en supposant que la différence entre la fréquence F et sa fréquence de coupure est égale à B_L , le temps de commutation de l'onde hyperfréquence est alors :

$$\tau = \tau_L \sqrt{2} = \frac{0.62}{B_L} \quad (\text{III.18})$$

De plus, les spectres respectifs doivent être séparés, en conséquence, la configuration idéale consiste à placer la coupure à 3 dB aux environs de $F/2$ comme l'illustre la figure 80. De ce fait $B_L = F/2$, et il en résulte que :

$$\tau_{\min} = \frac{1.24}{F} \quad (\text{III.19})$$

La relation précédente indique que le temps de réponse minimum que l'on peut obtenir sur un signal à 10 GHz est d'environ 125 picosecondes. Compte tenu de la rapidité de variation de la conductance des structures $N^+ N N^+$, cette remarque montre que le temps de réponse idéal d'un modulateur ne dépend que de la fréquence du signal à moduler.

I.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Durant toute cette étude de nombreuses structures semiconductrices de caractéristiques très différentes ont été réalisées (cf. annexe) et essayées. Les résultats obtenus en modulateur dans notre laboratoire ou par la firme L.T.T. ont fait l'objet de diverses publications [1], [4], [27], [28] aussi nous avons choisi ceux qui caractérisent le mieux les considérations théoriques qui ont été faites dans ce travail.

I.2.1. Structures hyperfréquences et dispositifs de mesure -----

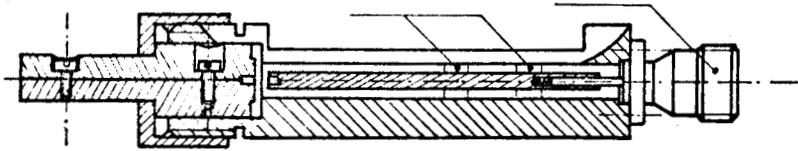
L'insertion de l'élément semiconducteur dans la ligne de transmission peut s'effectuer suivant des procédés très différents. Les principales lignes de transmission que nous avons employées sont :

- a) la ligne coaxiale
- b) le guide d'onde rectangulaire standard ou à hauteur réduite
- c) la ligne microbande asymétrique sur substrat diélectrique

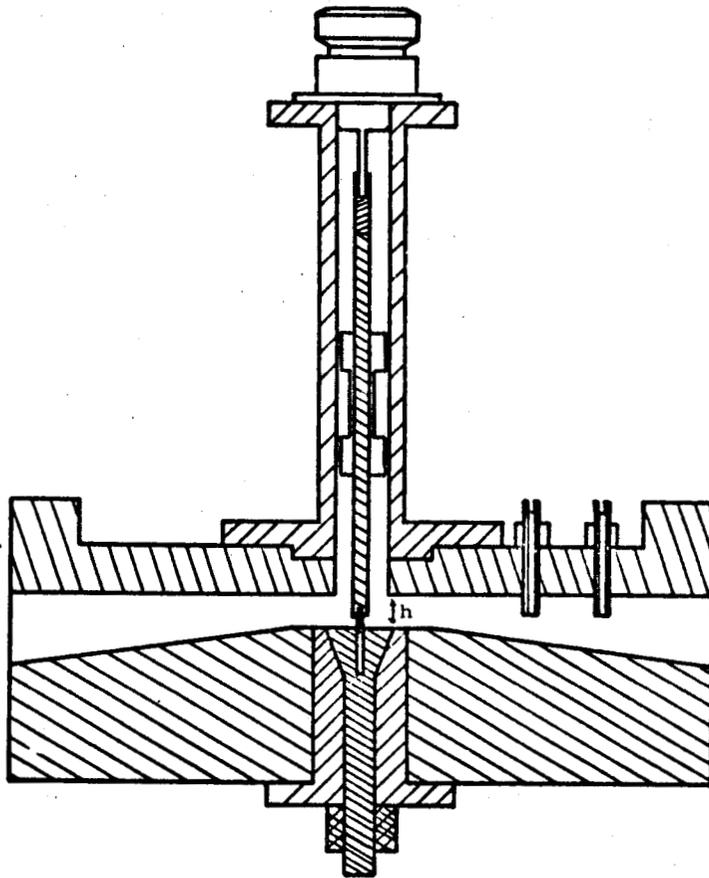
Dans chaque cas, il faut résoudre les problèmes de polarisation de l'élément semiconducteur et de l'évacuation de l'énergie dissipée dans la structure. Pour les lignes a et c il est théoriquement possible de monter l'échantillon en série ou en parallèle. En guide d'onde (cas b) et pour des fréquences inférieures à 100 GHz, les faibles dimensions de l'échantillon comparées à la section du guide obligent à des "astuces" de montage qui consistent le plus souvent à considérer que le composant est inséré dans un élément de ligne coaxiale en parallèle sur le guide d'onde et réalisant un transformateur d'impédance.

Nous avons représenté figure 81 le schéma de deux types de cellules utilisées pour la réalisation de modulateur. La cellule A est en structure coaxiale et son impédance caractéristique varie suivant le rapport entre les diamètres

du conducteur central et du conducteur extérieur. Elle est munie d'un dispositif "double slug" et la tension est appliquée sur l'échantillon par l'intermédiaire d'un "bias". Bien évidemment, elle ne peut être utilisée qu'en réflexion.



Cellule A



Cellule B

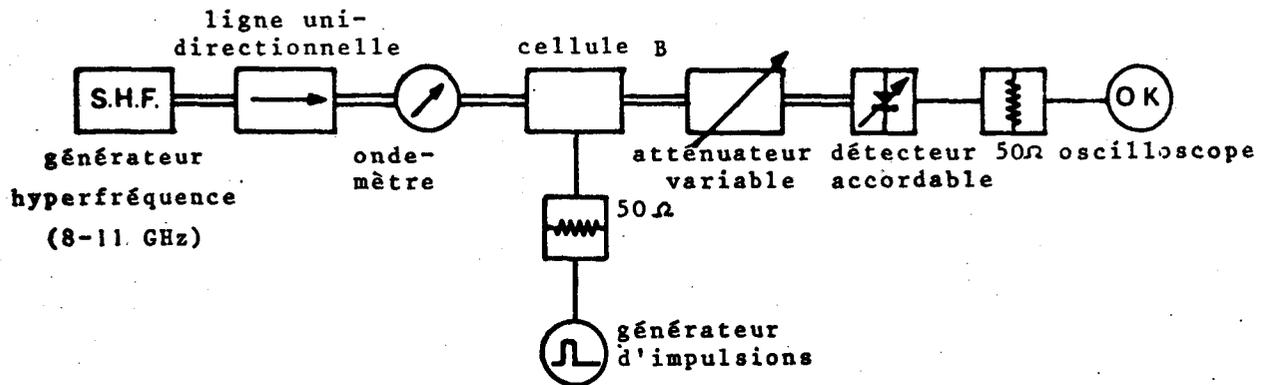
FIGURE 81

La cellule B est réalisée en structure guidée, au niveau du composant la hauteur du guide est plus ou moins réduite selon la valeur de l'impédance caractéristique désirée. L'échantillon encapsulé est placé à l'extrémité d'un tronçon de ligne coaxiale qui assure la polarisation statique. Celle-ci contient un "double slug"

quart d'onde" mobile qui, d'une part découple le signal de polarisation de l'onde hyperfréquence et d'autre part réalise l'accord série. L'accord parallèle est obtenu soit en plaçant un court-circuit mobile derrière la cellule (fonctionnement en réflexion) soit par des vis d'accord (fonctionnement en transmission).

Les dispositifs de mesure des atténuations sont classiques et nous avons représenté figure 82 leur schéma de principe.

Dispositif de mesure de l'atténuation d'un modulateur en transmission (F = 10 GHz)



Dispositif de mesure de l'atténuation d'un modulateur en réflexion (F = 10 GHz)

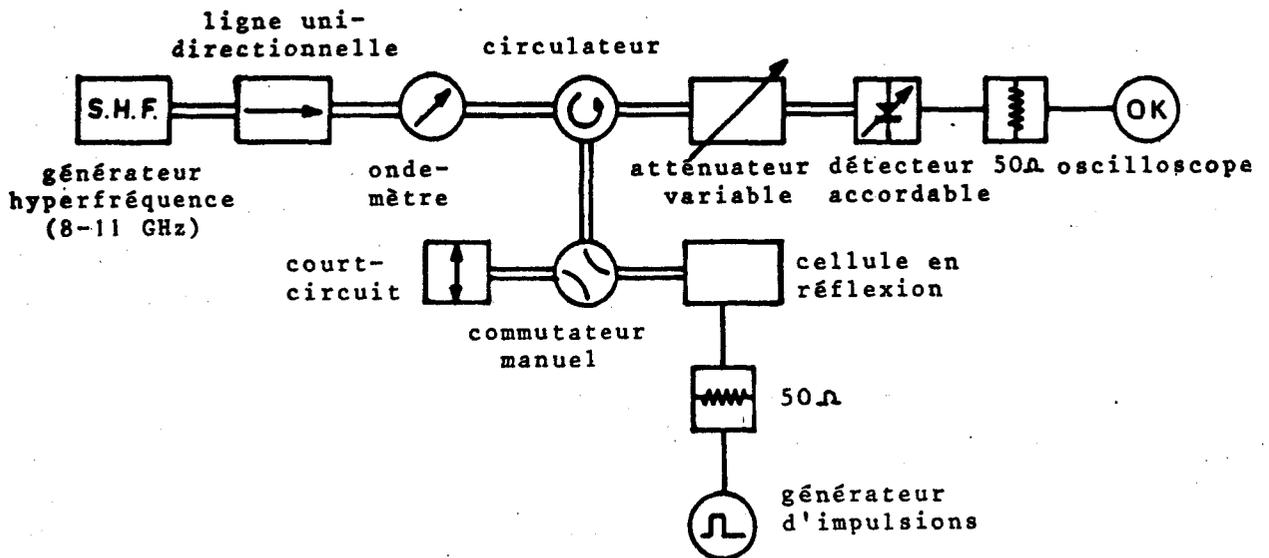


FIGURE 82

I.2.2. Performances obtenues

Nous montrons figure 83 l'évolution des atténuations en fonction de la tension de polarisation relatives aux différents types de fonctionnement pour la même structure semiconductrice 11 N 160.

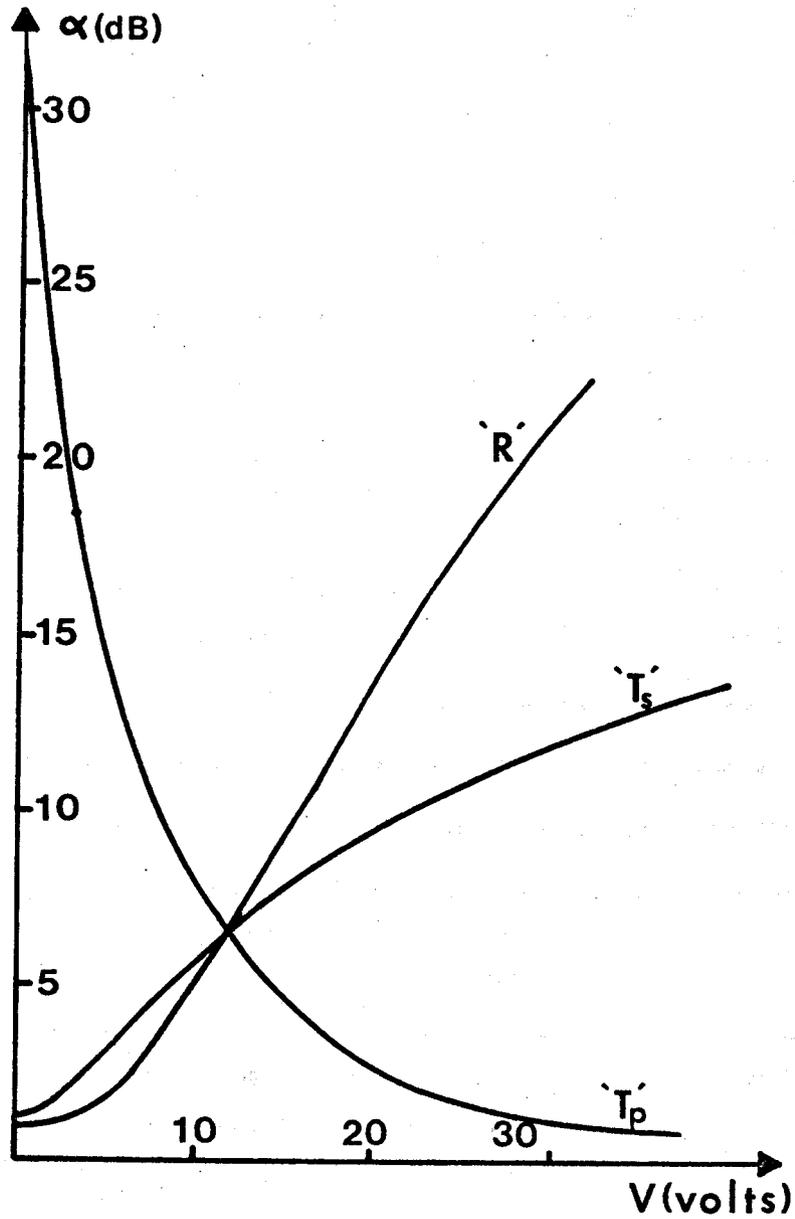


FIGURE 83 Atténuations expérimentales en fonction de la tension de polarisation. Structure Si 11 N 160, $F = 10$ GHz



Dans le tableau suivant nous comparons les performances obtenues aux prévisions théoriques pour une amplitude d'impulsion de commande de 30 V et une fréquence de fonctionnement de 10 GHz.

	PREVISIONS THEORIQUES			MESURES EXPERIMENTALES	
	ϵ_M/g à 30V	α_{\min} (dB)	α_{\max} (dB)	α_{\min} (dB)	α_{\max} (dB)
guide d'onde en transmission	20	1.3	12.5	1.3	12.
guide d'onde en reflexion	20	0.87	∞	1	21
ligne coaxiale en reflexion	20	0.87	∞	1	32

Nous remarquons immédiatement d'une part que le modulateur en réflexion donne les meilleurs résultats, (il faut toutefois ajouter 0.3 à 0.5 dB de pertes d'insertion supplémentaires dues au circulateur) et, d'autre part, que l'accord est satisfaisant entre les prévisions théoriques et les valeurs mesurées expérimentalement. Si nous considérons maintenant uniquement la cellule B dont nous faisons varier l'impédance caractéristique en modifiant la hauteur h du guide réduit, nous obtenons les performances reportées tableau VII.

Echantillons	Fonctionnement en reflexion		Fonctionnement en transmission		
	α_{\min} (dB)	α_{\max} (dB)	α_{\min} (dB)	α_{\max} (dB)	
h = 3mm	150 N 380	2.8	25.1	1.0	9.6
	150 N BC 08	2.6	31.0	0.8	10.2
	32 N 500 B06	2.0	32.0	2.7	12.4
	32 N 500 B07	1.8	29.3	0.6	13.6
h = 5mm	32 N 500 B07	1.2	22.7	0.9	12.0
	150 N BC 08	2.1	43.5	1.0	12.7

TABLEAU VII

Afin de tester les résultats théoriques déduits de ce travail nous comparons figure 84 l'évolution de l'atténuation prévue et de l'atténuation mesurée en fonction de la tension de polarisation pour le fonctionnement en transmission. Nous voyons que, compte tenu des pertes présentées par la cellule, l'accord est satisfaisant.

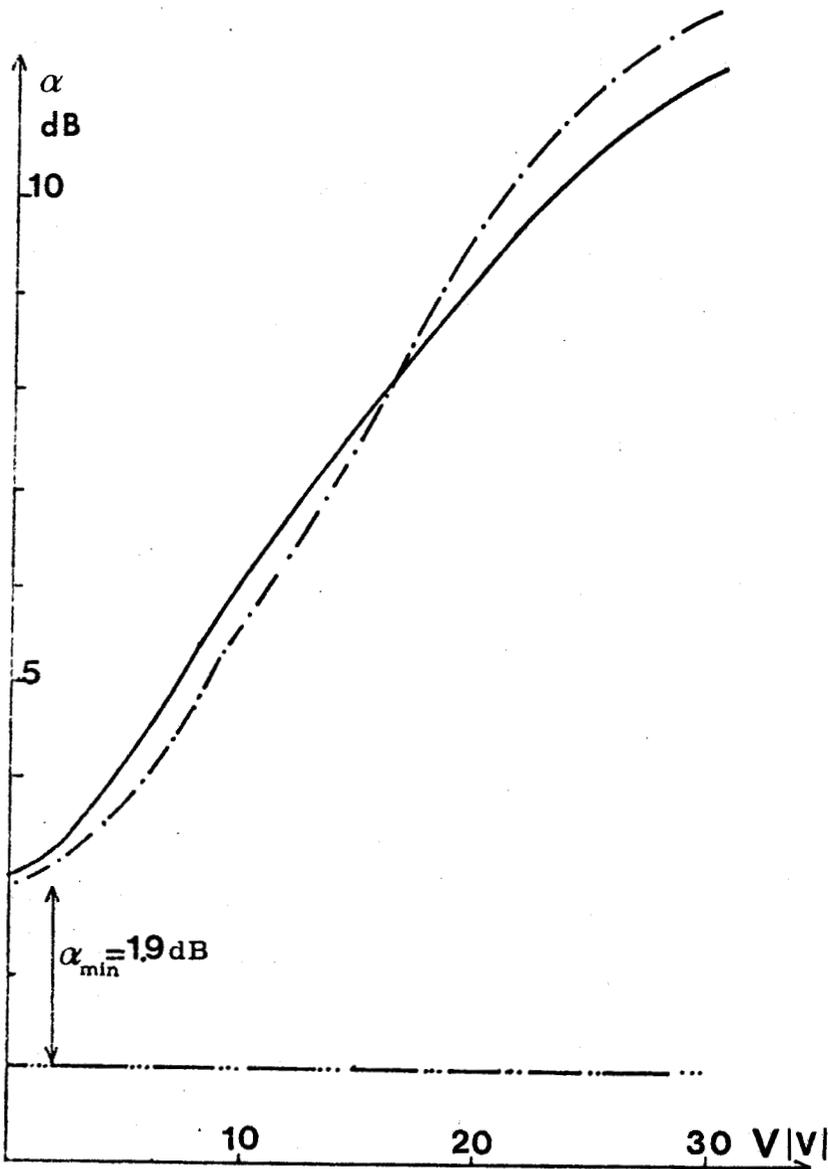


FIGURE 84 Atténuations en fonction de la tension de polarisation. Montage 'T_g', F = 10 GHz, pertes de la cellule : 1 dB, Si 13 N 260
— atténuation expérimentale, - - - - atténuation théorique.

Enfin, pour en terminer avec les échantillons en silicium, nous reportons figure 85 les résultats obtenus par la firme L.T.T., à l'aide d'une technique microstrip et un échantillon de faible longueur (4 N 100). La pastille semiconductrice non encapsulée est alors directement connectée en bout de ligne 50 et elle est polarisée à travers un filtre passe bas à éléments discrets dont la fréquence de coupure est voisine de 3500 MHz. Il faut noter d'une part que les pertes maximales présentent des variations en fonction de la fréquence F qui découlent de l'évolution en fonction de ce paramètre du T.O.S. des fiches et des transitions, et d'autre part que l'utilisation d'échantillons de zone active de faible longueur (3,5 à 4 μ) permet d'avoir une puissance de commande relativement faible (5,6 W dans cet exemple) en conservant des performances raisonnables.

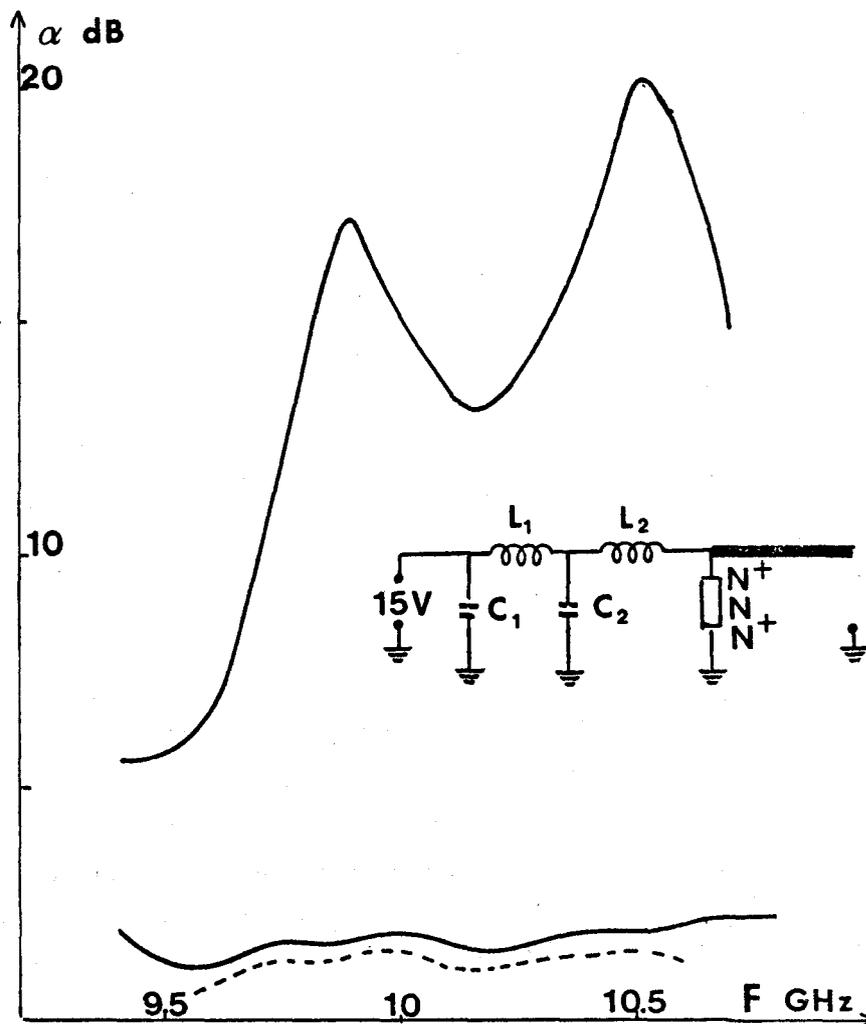


FIGURE 85 Evolutions expérimentales de l'atténuation maximale et des pertes d'insertion en fonction de la fréquence.
Modulateur en réflexion microstrip, Structure Si 4 N 100
----- pertes de la cellule seule.

La figure 86 montre l'un des résultats obtenu en reflexion avec la structure en arséniure de gallium de type planar (cf. figure 32) et qui a été envisagée dans la seconde partie (cf. IIème partie, I.3.2). Le montage réalisé est le plus simple possible puisqu'il n'y a pas d'accord parallèle, et tous les éléments sont en structure "strip" donc très compacts.

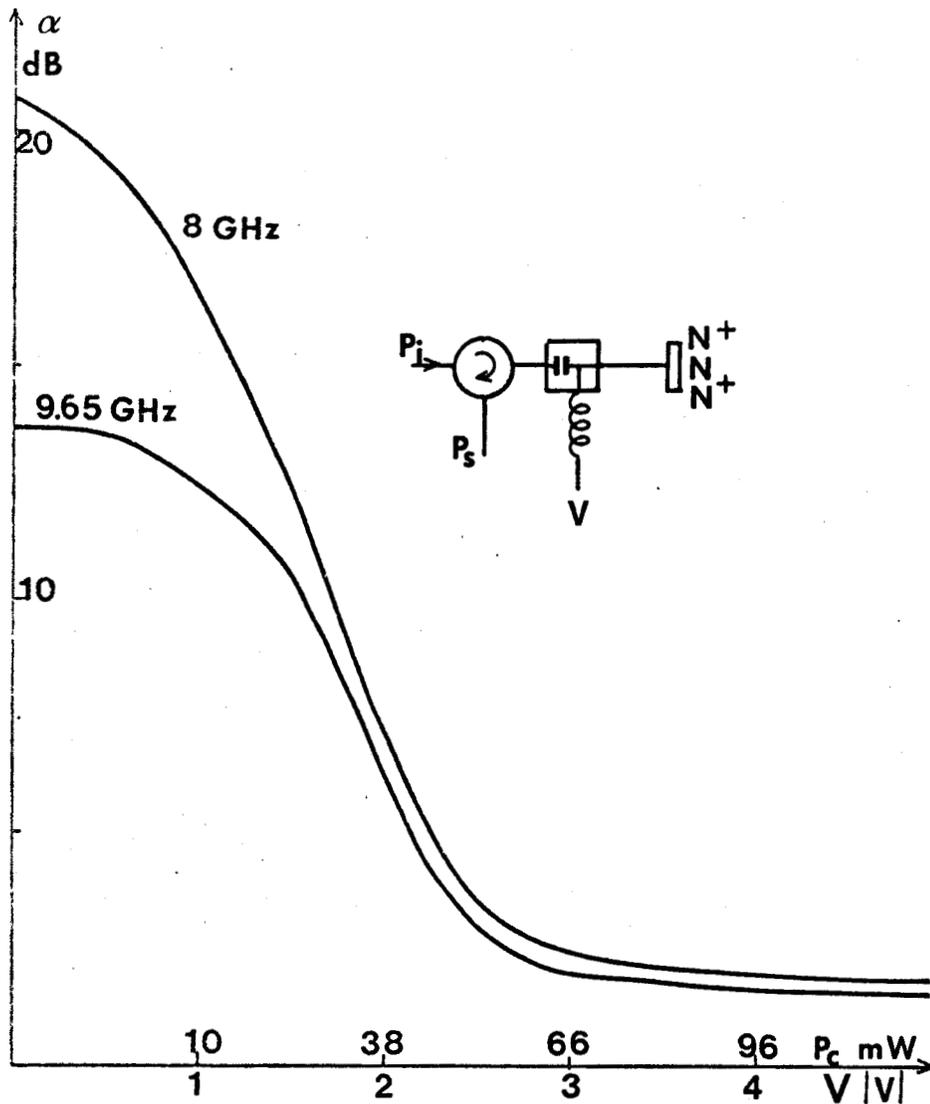


FIGURE 86 Atténuations expérimentales en fonction de la tension de polarisation et de la puissance de commande. Structure GaAs "planar" sans accord parallèle.

Les principales conclusions qui apparaissent sont les suivantes :

- en premier lieu l'utilité de l'accord. En effet, bien que les conductances mesurées soient pratiquement identiques (figure 33) pour les deux fréquences représentées, la capacité de l'échantillon détériore notablement les performances quand la fréquence augmente
- en second lieu, l'emploi d'un semiconducteur à grande mobilité tel que l'arséniure de gallium permet d'avoir des puissances de commande très faibles. En effet, la caractéristique $I(V)$ montre que les puissances nécessaires à l'effet de commutation sont de l'ordre de 100 mW.

I.2.3. Montée en fréquence

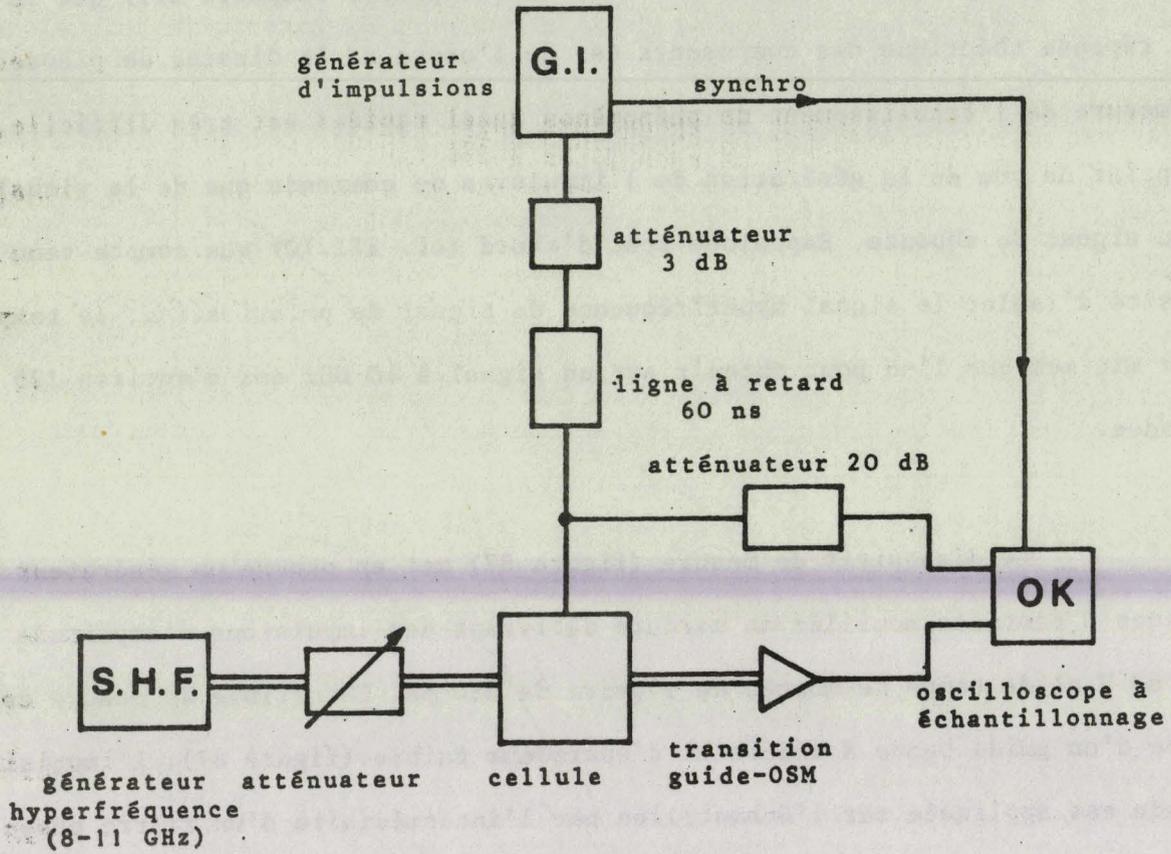
Des essais de modulation ont été effectués jusqu'à 120 GHz, en raison des dimensions des guides à ces fréquences la "pastille" semiconductrice remplit presque complètement le guide (300 μm d'épaisseur). L'échantillon est alors non localisé et l'onde hyperfréquence se propage dans le semiconducteur, nous obtenons de ce fait une modulation de la constante de propagation (variation de la conductivité) par l'application d'une tension de polarisation. Nous avons pu réaliser une dynamique de modulation de 3 à 4 dB (taux de modulation de l'ordre de 50%) mais ceci avec une tension de polarisation de 500 V, c'est-à-dire avec une puissance de commande assez importante. Théoriquement les effets de variations de mobilité de porteurs libres dans de tels systèmes à propagation seraient utilisables dans le cas du silicium jusqu'à des fréquences de l'ordre de 300 GHz. Au delà, le fonctionnement est limité par les phénomènes de relaxation, qui constituent la limite fondamentale de la montée en fréquence.

I.2.4. Temps de réponse

L'étude théorique et expérimentale du régime transitoire des structures semiconductrices unipolaires ont montré (IIème partie chapitre III) que le temps de réponse théorique des composants est de l'ordre de la dizaine de picosecondes. La mesure de l'établissement de phénomènes aussi rapides est très difficile, tant du point de vue de la génération de l'impulsion de commande que de la visualisation du signal de réponse. Rappelons tout d'abord (cf. III.10) que compte tenu de la nécessité d'isoler le signal hyperfréquence du signal de polarisation, le temps de montée minimum que l'on peut obtenir sur un signal à 10 GHz est d'environ 125 picosecondes.

Le dispositif de mesure (figure 87) met en oeuvre un générateur d'impulsions à contacts mouillés au mercure délivrant des impulsions d'amplitude maximale 60 V et de temps de montée de l'ordre de 250 ps. La cellule de mesure est constituée d'un guide bande X réduit et d'épaisseur faible (figure 87). L'impulsion de commande est appliquée sur l'échantillon par l'intermédiaire d'un filtre passe bas qui réalise un découplage suffisant de l'onde hyperfréquence sans trop déformer les caractéristiques du signal de polarisation. Un oscilloscope à échantillonnage permet la visualisation de l'impulsion de commande et de l'onde hyperfréquence modulée. Les oscillogrammes obtenus figure (88, 1-2) font apparaître des temps de montée du même ordre de grandeur. En conséquence on peut estimer que le temps de réponse du modulateur est inférieur à 100 picosecondes compte tenu de la précision de la mesure. Enfin le dernier oscillogramme (figure 88-3) montre une modulation d'environ 2,5 ns de durée et on peut remarquer que les temps de montée et de descente sont identiques comme le prévoit la simulation numérique. Pour terminer signalons que la réalisation en circuit "strip line" décrite précédemment (figure 85) présente la même rapidité de commutation bien que les performances en atténuation soient meilleures.

Dispositif de mesure de la
réponse d'un modulateur N^+NN^+



Plan de la cellule

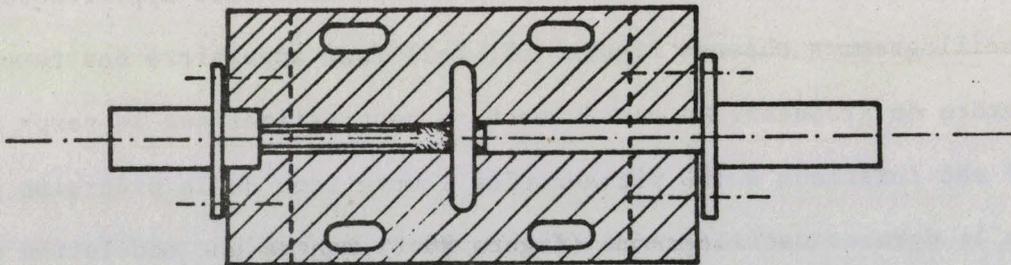
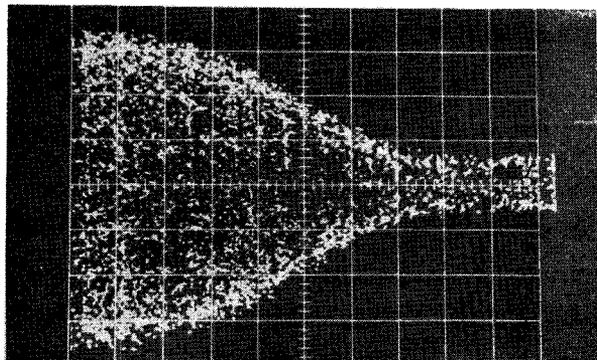
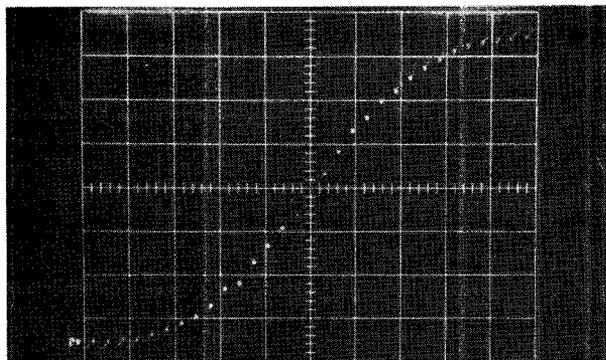


FIGURE 87



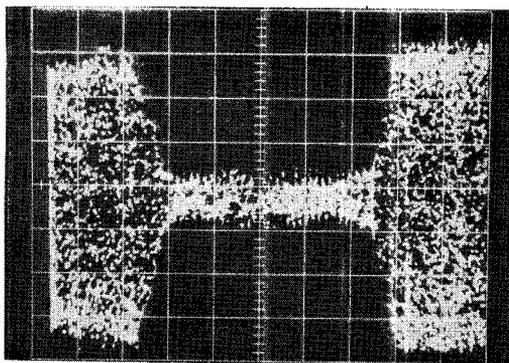
temps de montée du
signal de commande

Onde hyperfréquence
modulée



1 div. = 50 ps

1 div. = 50 ps



$\Delta\alpha \approx 8 \text{ dB}$
Durée $\approx 2.5 \text{ ns.}$
 $t_m = t_d \approx 250 \text{ ps.}$

Figure 88 Exemples de modulations hyperfréquences.
Structure Si 11 N 160, $F = 10 \text{ GHz}$, $V = 30 \text{ V}$

Pour conclure, tous les essais effectués ont permis de vérifier les performances théoriques quand celà était possible. Il reste maintenant à réaliser un modulateur présentant des variations d'atténuation importantes dont la puissance de commande soit raisonnable. Ces différentes caractéristiques doivent pouvoir être obtenues, moyennant un affinement de la technologie de réalisation, avec des échantillons en silicium (bien que ce soit le semiconducteur le plus défavorable pour ce type d'application), mais surtout avec des composants en semiconducteurs binaires et ternaires, dès que nous aurons une meilleure maîtrise de leur technologie.



CHAPITRE II

LIMITEURS HYPERFREQUENCES

Dans la seconde partie (chapitre II), nous avons vu qu'une structure semiconductrice unipolaire soumise à une puissance hyperfréquence variable présente des modifications de ses conductances continue et hyperfréquence. Il apparaît intéressant d'utiliser cette propriété pour la réalisation de limiteurs hyperfréquences. Dans ce chapitre, nous nous proposons tout d'abord d'étudier au plan théorique les différents types de fonctionnement possibles et d'évaluer dans chaque cas l'influence des caractéristiques de l'élément actif et de la ligne de transmission sur les performances du limiteur. Ensuite, nous décrivons quelques réalisations expérimentales de limiteurs à structures semiconductrices $N^+ N N^+$ et les performances actuellement obtenues.

II.1. LOIS GÉNÉRALES

Le principe fondamental est le même que celui utilisé en modulation, nous allons donc retrouver de nombreuses similitudes dans les relations et les circuits hyperfréquences utilisés avec cependant quelques modifications dues au fait que c'est la puissance hyperfréquence incidente elle même qui entraîne l'évolution de la conductance.

II.1.1. Modes de fonctionnement

Trois modes différents de fonctionnements de l'élément actif sont envisagés :

a) le limiteur en transmission "T"

dans ce cas la puissance incidente P_i traverse le quadripole constitué par le composant semiconducteur et son dispositif d'accord (figure 89).

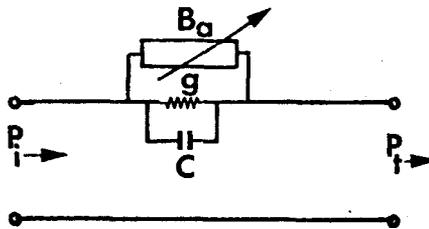


FIGURE 89 Schéma du limiteur en transmission 'T'

L'atténuation produite par ce type de limiteur s'exprime par la relation :

$$\alpha(\text{dB}) = 10 \log \frac{P_i}{P_t} \quad (\text{III.20})$$

b) Le limiteur en réflexion "R"

dans ce cas une partie de la puissance incidente P_i est réfléchie par l'ensemble structure semiconductrice et dispositif d'accord avant de parvenir à la charge (figure 90)

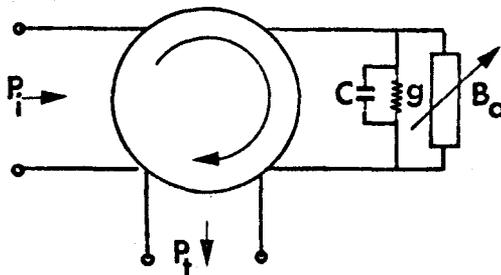


FIGURE 90 Schéma du limiteur en réflexion 'R'

Son utilisation nécessite l'emploi d'un circulateur pour séparer l'onde incidente de l'onde réfléchie. L'atténuation présentée par le limiteur en réflexion s'exprime par la relation :

$$\alpha(\text{dB}) = 10 \log \frac{P_i}{P_r} \quad (\text{III.21})$$

c) Le limiteur hybride "H"

qui résulte de la combinaison des deux précédents. En effet, l'un des inconvénients du deuxième type de fonctionnement réside dans le fait que l'échantillon semiconducteur doit absorber une partie importante de la puissance incidente, ceci n'est plus le cas dans le montage représenté figure 91.

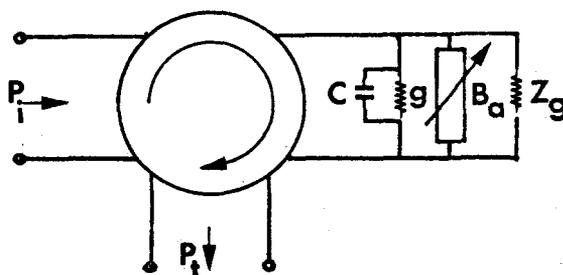


FIGURE 91 Schéma du limiteur hybride 'H'

En effet, l'échantillon et son accord sont placés en parallèle entre une charge adaptée pouvant dissiper des puissances importantes et l'une des portes d'un circulateur. Quand la puissance incidente augmente, une part de plus en plus importante de celle-ci est transmise à la charge adaptée.

Nous allons maintenant établir les performances des limiteurs réalisés selon ces trois types de fonctionnement.

II.1.2. Calcul des atténuations

Comme dans le cas du modulateur, en parallèle sur la structure, on place un accord uniquement réactif destiné à minimiser la contribution de la capacité de l'échantillon. Nous supposons que le générateur et la charge sont uniquement résistifs et adaptés.

L'admittance réduite de l'échantillon et de son accord est de la forme :

$$y = \frac{g + j (b - B_a)}{Y_g} \quad (\text{III.22})$$

où :

- Y_g est l'admittance caractéristique de la ligne de transmission
- g est la conductance de la structure semiconductrice ; elle présente en champ faible sa valeur maximale ($g_M = q \cdot N_D \cdot \mu \cdot S/L$) et elle diminue lorsque le niveau hyperfréquence augmente
- b est la susceptance du composant ; elle reste pratiquement constante lorsque la puissance varie.

Les différentes expressions des atténuations se déduisent alors des relations liant la tension du générateur et les tensions présentes aux bornes du composant et de la charge. On trouve pour les trois types de fonctionnement, l'accord étant supposé réalisé, les relations suivantes :

- transmission série "T"_s

$$\alpha_{\min}(\text{dB}) = 20 \log \left(1 + \frac{Y_g}{2g_M} \right) \quad (\text{III.23})$$

$$\alpha_{\text{MAX}}(\text{dB}) = 20 \log \left(1 + \frac{g_M}{g} \left(10^{\alpha_{\min}(\text{dB})/20} - 1 \right) \right) \quad (\text{III.24})$$

- reflexion "R"

$$\alpha_{\min}(\text{dB}) = 20 \log \left| \frac{g_M/g + 1}{g_M/g - 1} \right| \quad (\text{III.25})$$

$$\alpha_{\text{MAX}} \rightarrow \infty$$

- hybride "H"

$$\alpha_{\min}(\text{dB}) = 20 \log \left(1 + \frac{2 Y_g}{g_M} \right) \quad (\text{III.26})$$

$$\alpha_{\text{MAX}}(\text{dB}) = 20 \log \left[1 + \frac{g_M}{g} \left(10^{\alpha_{\min}(\text{dB})/20} - 1 \right) \right] \quad (\text{III.27})$$

Ces relations entraînent les remarques suivantes :

- pour une même valeur des pertes d'insertion et un rapport g_M/g donné, les limiteurs "transmission" et "hybride" ont des atténuations identiques
- quel que soit le type de fonctionnement envisagé, les performances seront d'autant meilleures que le contraste de conductance présenté par la structure sera important.

II.1.3. Relations entre les différentes puissances

Généralement, l'utilisateur est surtout intéressé par l'évolution de la puissance à la sortie du limiteur en fonction de la puissance incidente. Or l'étude théorique effectuée dans la seconde partie (cf. chapitre II) donne le comportement de la conductance hyperfréquence de la structure en fonction de la puissance qu'elle absorbe. Il est donc fondamental de relier entre elles ces différentes grandeurs. Un calcul simple permet de trouver pour les trois modes de fonctionnement les expressions suivantes :

- limiteur en "transmission"

$$P_i = \frac{g}{Y_g} \left[1 + \frac{1}{2y} \right]^2 P_a ; P_t = \frac{g}{Y_g} P_a \quad (\text{III.28})$$

- limiteur en "réflexion"

$$P_i = \frac{Y_g}{4g} (1 + y)^2 P_a ; P_t = \frac{Y_g}{4g} (1 - y)^2 P_a \quad (\text{III.29})$$

- limiteur hybride

$$P_i = \frac{Y_g}{4g} (2 + y)^2 P_a ; P_t = \frac{Y_g}{4g} (-y)^2 P_a \quad (\text{III.30})$$

Rappelons que dans toutes ces relations, nous avons :

P_i : puissance incidente

P_t : puissance à la sortie du limiteur

P_a : puissance absorbée par la structure semiconductrice

Y_g : admittance caractéristique de la ligne de transmission

g : conductance hyperfréquence de l'échantillon quand il absorbe la puissance

P_a

$y = \frac{g + j(b - B_a)}{Y_g}$: admittance réduite du composant associé à l'accord parallèle quand il absorbe la puissance P_a

Pour illustrer ces résultats, nous avons représenté figure 92 l'évolution de la puissance transmise à la sortie en fonction de la puissance incidente pour deux structures semiconductrices étudiées théoriquement et expérimentalement dans la seconde partie.

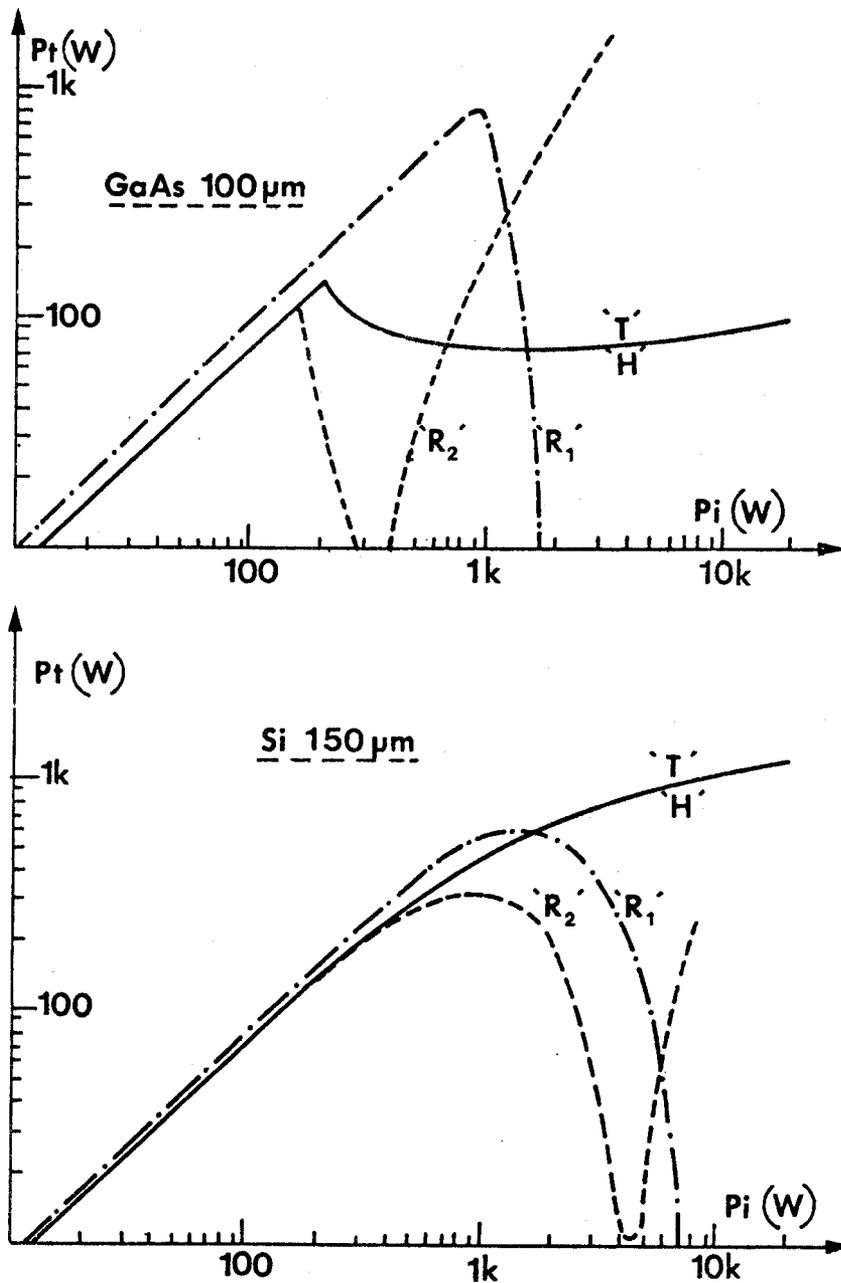


FIGURE 92 Evolution de la puissance transmise en fonction de la puissance incidente. $F = 10$ GHz

'T' et 'H' limiteurs transmission et hybride avec $\alpha_{min} = 1$ dB

'R₁' : limiteur en réflexion avec $Y_g = g_{min}$

'R₂' : limiteur en réflexion avec $\alpha_{min} = 1$ dB



Dans chaque cas, nous avons tracé les courbes relatives :

- aux fonctionnements en transmission "T" et hybride "H" dans le cas où l'impédance caractéristique de la ligne hyperfréquence est choisie telle que $\alpha_{min} = 1$ dB

- aux fonctionnements en réflexion dans deux configurations différentes :

. d'une part lorsque $Y_g = g_{\min} (R_1)$

. d'autre part lorsque l'admittance caractéristique est choisie de façon que

$$\alpha_{\min} = 1 \text{ dB } (R_2)$$

De l'examen de ces courbes, plusieurs remarques apparaissent :

1°) pour une même valeur des pertes d'insertion, comme le prévoient les relations précédentes, les limiteurs "transmission série" et "hybride" présentent les mêmes performances. En conséquence, le montage hybride permet une limitation avec une insertion en parallèle* de la structure semiconductrice. Il faut remarquer que cette configuration est beaucoup plus aisée en structure guide d'onde.

2°) les limiteurs en réflexion présentent de fortes atténuations mais la puissance incidente maximale** et la dynamique (rapport entre la puissance incidente maximale et la puissance incidente de seuil) sont nettement plus faibles que pour les deux autres types de limiteurs. De plus, la valeur de l'admittance caractéristique est très critique dans le fonctionnement en réflexion. En effet, dès que la conductance g devient inférieure à Y_g , l'atténuation diminue et la puissance de sortie croît très rapidement.

3°) le phénomène de limitation dans toutes les configurations envisagées est beaucoup plus brutal avec des composants réalisés en arséniure de gallium. Ceci s'explique par l'évolution de la conductance hyperfréquence en fonction de la puissance absorbée pour ce type de semiconducteur.

* Le montage transmission parallèle ne permet pas de réaliser un limiteur ; la puissance transmise augmente quand la puissance incidente croît.

** Le calcul de la puissance incidente a été effectué jusqu'à ce que la puissance absorbée soit suffisante pour créer dans la zone active un champ électrique voisin du champ d'avalanche.

II.1.4. Influence de la fréquence

Afin de mettre en évidence l'effet d'une variation de la fréquence du signal incident, nous avons représenté figure 93 l'évolution des pertes d'insertions et de l'atténuation maximale pour le limiteur "hybride" à l'arséniure de gallium : 100 N 125. Il apparaît que, l'accord étant réalisé à la fréquence de 10 GHz, l'atténuation maximale diminue au fur et à mesure que la fréquence de fonctionnement s'éloigne de cette valeur, alors que les pertes d'insertions sont pratiquement constantes.

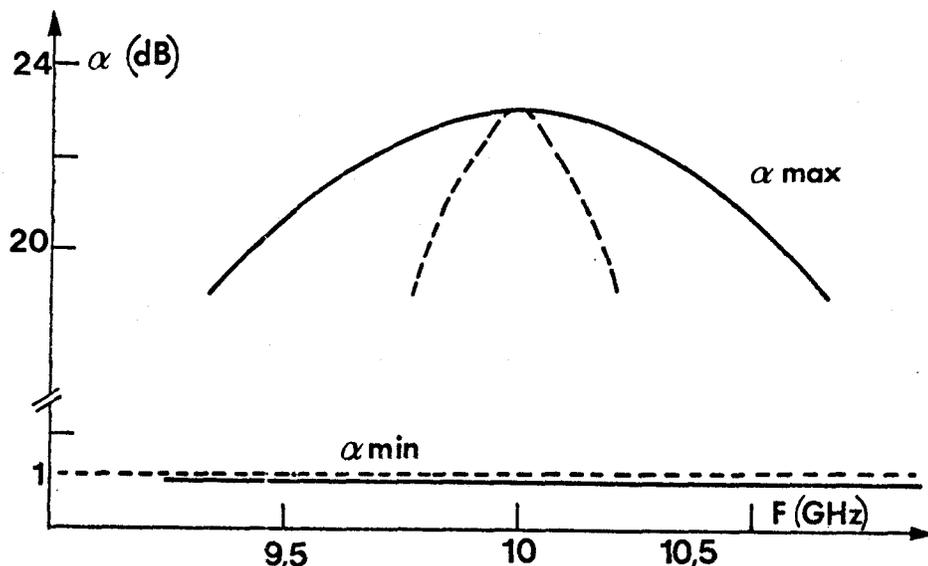


FIGURE 93 Evolution de l'atténuation maximale et des pertes d'insertion en fonction de la fréquence, limiteur 'H', $F = 10$ GHz
— structure GaAs seule, --- structure GaAs encapsulée et double compensation.

Bien que les dimensions géométriques des pastilles semiconductrices soient importantes et permettent une manipulation relativement aisée, nous avons étudié l'influence des éléments parasites apportés par une encapsulation. Il apparaît que les effets du boîtier hyperfréquence et de la double compensation qu'il entraîne ont surtout une influence sur l'évolution fréquentielle de l'atténuation maximale.

Les mêmes études concernant le limiteur en réflexion ont été effectuées par ailleurs [29]. On peut en tirer la même conclusion que dans le cas du modulateur : ce type de limiteur ne permet pas une variation de la fréquence d'utilisation aussi importante que dans les cas série ou hybride.

Par ailleurs, étant donné les puissances mises en jeu, il faut utiliser des structures guidées et donc tenir compte de la variation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence. Il a été montré [29] que ce phénomène n'a que peu d'influence sur les performances à condition que la fréquence d'accord soit centrée sensiblement au milieu de la bande passante du guide et en supposant que les accords se trouvent réalisés de façon localisée.

En conclusion, le choix du mode de fonctionnement et du circuit dépend fortement de la "bande passante" désirée. Si le limiteur doit fonctionner à fréquence fixe, le limiteur en réflexion présente une limitation plus importante mais une "dynamique" plus faible que les deux autres types de limiteurs. Par contre, ces derniers semblent plus adaptés pour une utilisation à fréquence variable malgré leur atténuation maximale plus modestes.

II.1.5. Puissance de seuil "Dynamique"

L'un des intérêts essentiels du nouveau type de limiteur étudié est la facilité avec laquelle on peut obtenir la "puissance de seuil" désirée. Nous pouvons par exemple définir la "puissance absorbée de seuil" comme étant la puissance qu'il faut appliquer à l'échantillon pour que l'amplitude champ électrique dans sa zone active soit égale à E_c . L'étude analytique nous permet d'exprimer très simplement cette grandeur (relation II.27) et en faisant intervenir la valeur de la conductance initiale du composant (souvent imposée par l'impédance caractéristique de la ligne de transmission) elle devient :

$$\left(P_a \right)_{\text{seuil}} = \frac{2}{\Pi} \epsilon_M L^2 E_c^2 \quad (\text{III.31})$$

Donc, nous pouvons, pour un semiconducteur donné, faire varier l'ordre de grandeur de la puissance de seuil en modifiant la longueur de la zone active. Ce fait apparait sur la figure 94 où nous avons représenté l'évolution de la puissance transmise en fonction de la puissance incidente pour plusieurs structures semiconductrices de caractéristiques très différentes dans un fonctionnement en transmission.

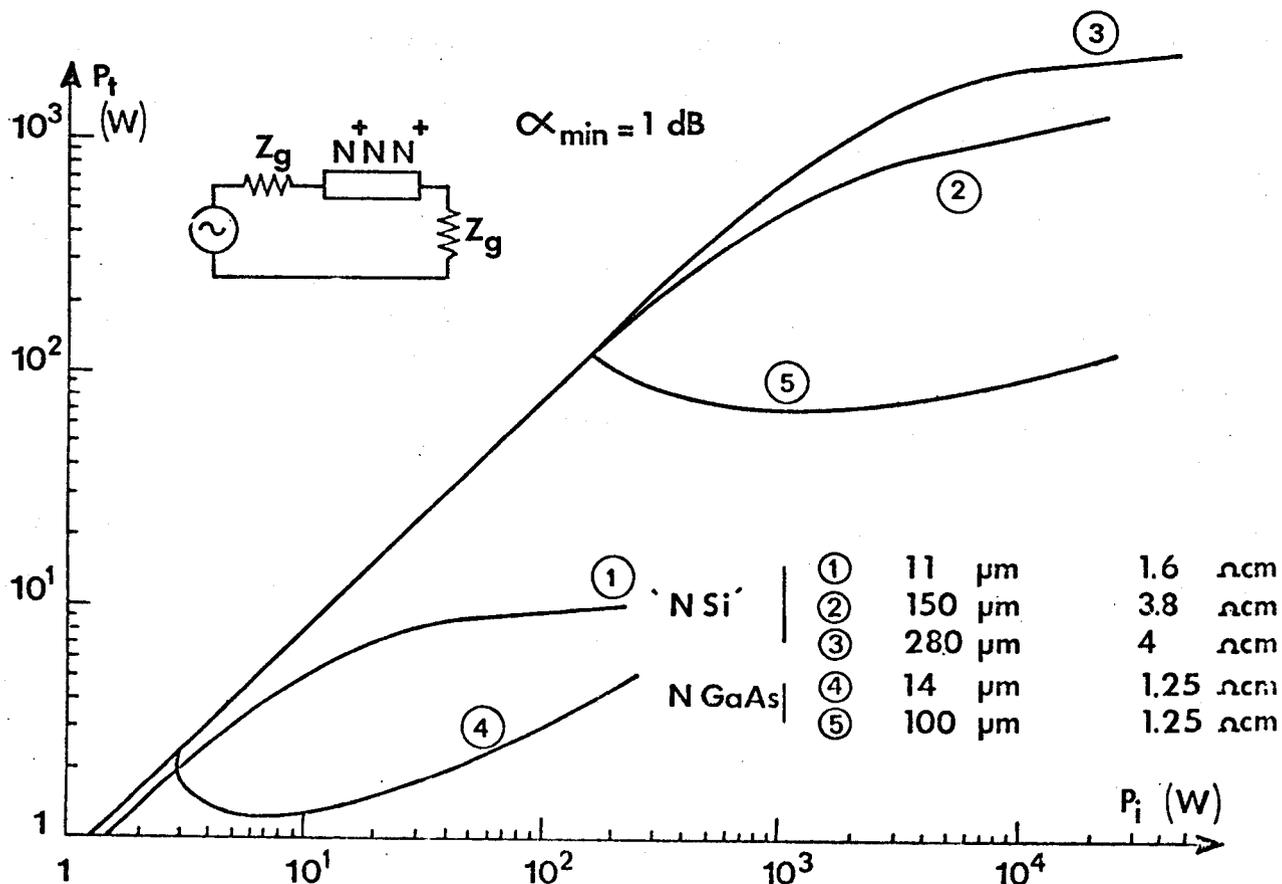


FIGURE 94 Evolution de la puissance transmise en fonction de la puissance incidente pour différentes structures semiconductrices. $F = 10 \text{ GHz}$.

La puissance maximale admissible (P_{iM}) par le limiteur est directement liée à la puissance maximale que peut supporter la structure (relations III.28, III.29, III.30) et au type de montage utilisé. Si l'on fait abstraction des

problèmes thermiques * et des claquages (superficiels ou dans la structure hyperfréquence) la puissance hyperfréquence maximale que l'on peut appliquer sur la structure $N^+ N N^+$ est déterminée par le phénomène d'avalanche. Etant donné la fréquence élevée (10 GHz) du champ électrique appliqué, son amplitude maximale admissible est plus importante que dans le fonctionnement en modulation.

En pratique, l'examen des courbes représentées figure 94 montre que dans les limiteurs type "série" on peut obtenir des dynamiques : $(D = 10 \log \frac{P_{iM}}{P_s})$ de l'ordre de 20 dB pour des échantillons en arséniure de gallium et légèrement inférieures à 10 dB dans le cas du silicium.

II.2. RÉALISATIONS PRATIQUES ET VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

II.2.1. Structures semiconductrices

Nous utilisons pour cette étude expérimentale des échantillons en silicium ou en arséniure de gallium de "grandes" dimensions géométriques dont la réalisation est décrite en annexe. A titre d'exemple nous illustrons figure 95 les caractéristiques statiques courant tension pour deux types de composants :

Si (massif) 150 N 380, $R = 16\Omega$ $S = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$

GaAs (épitaxié) 100 N 125 $R = 27\Omega$ $S = 4.6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

Compte tenu des puissances mises en jeu, la structure hyperfréquence la plus souvent utilisée est la cellule B qui a été décrite précédemment (cf. III.1.2a) Le banc de mesure employé est semblable à celui de la mesure de l'impédance hyperfréquence d'un échantillon $N^+ N N^+$ en fonction de la puissance incidente (figure 45).

* Les impulsions hyperfréquences provoquent un échauffement instantané et moyen de la structure. Ce problème a été abordé dans la thèse de JENDRZEJCZAK.[29].

Signalons simplement, que le dispositif de polarisation à courant constant n'est plus nécessaire car les limiteurs $N^+ N N^+$ ne nécessitent pas de polarisation statique.

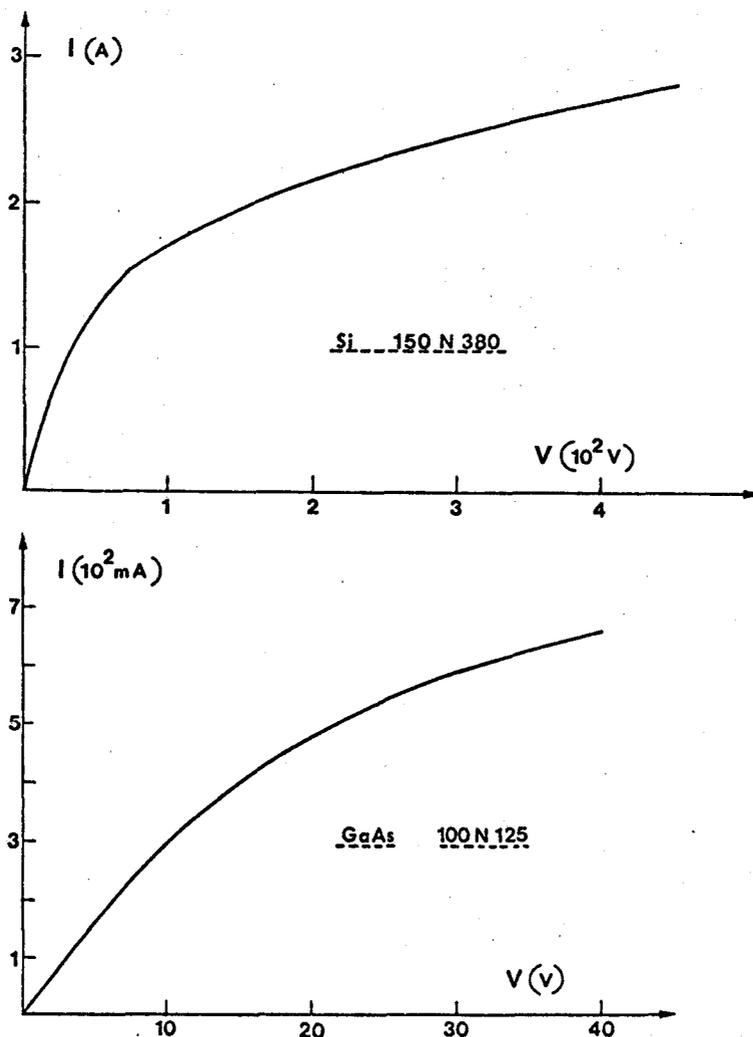


FIGURE 95 Caractéristiques courant tension expérimentales pour deux structures "longues" différentes.

II.2.2. Performances réalisées

Comme pour le modulateur, de nombreuses structures semiconductrices ont été réalisées et essayées [5] [27] [29] [35]. La figure 96 compare les performances obtenues avec un limiteur transmission et un limiteur réflexion, utilisant tous les deux la même structure semiconductrice caractérisée par une longueur de zone

active faible (11 N 160). Les valeurs relativement modestes du rapport g_M/g que l'on peut obtenir avec des structures en silicium nous feront donc employer le montage en réflexion. Cependant, l'utilisation des semiconducteurs binaires et ternaires devrait éliminer cet inconvénient et les montages "transmission" et "hybride" pourront être alors préférables.

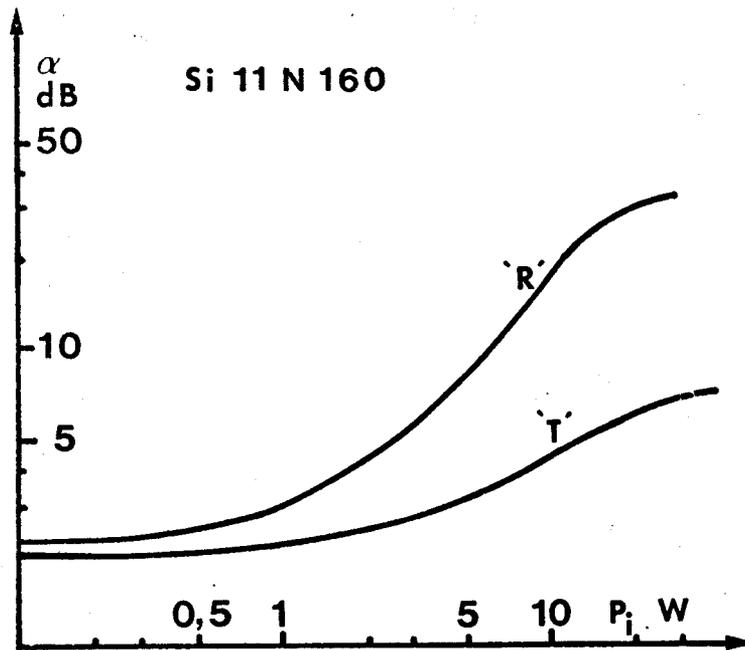


FIGURE 96 Atténuations expérimentales fonction de la puissance incidente. Structure Si 11 N 160, $F = 10$ GHz, fonctionnement en transmission 'T', en réflexion 'R'

Une autre remarque importante concerne la valeur maximale de la puissance incidente qui dans l'exemple envisagé est de l'ordre de 30 à 40 W. Cette valeur relativement faible peut s'expliquer par des phénomènes de claquages superficiels autour de la structure et ne peut être attribuée au phénomène d'avalanche dans le semiconducteur qui nécessite des champs électriques donc des puissances beaucoup plus importantes. Une amélioration de la technologie de réalisation (enrobage sous résine isolante de la pastille semiconductrice [5]) et une suppression totale de l'encapsulation permettraient sans doute d'augmenter très sensiblement la puissance maximale admissible.

Nous comparons figure 97 les limitations expérimentales obtenues dans le fonctionnement en réflexion à l'aide de structures $N^+ N N^+$ de dimensions géométriques très différentes réalisées en silicium et en arséniure de gallium. On peut remarquer que les puissances incidentes que l'on peut limiter et les puissances de seuil dépendent essentiellement de la longueur de la zone active comme le prévoyait la théorie.

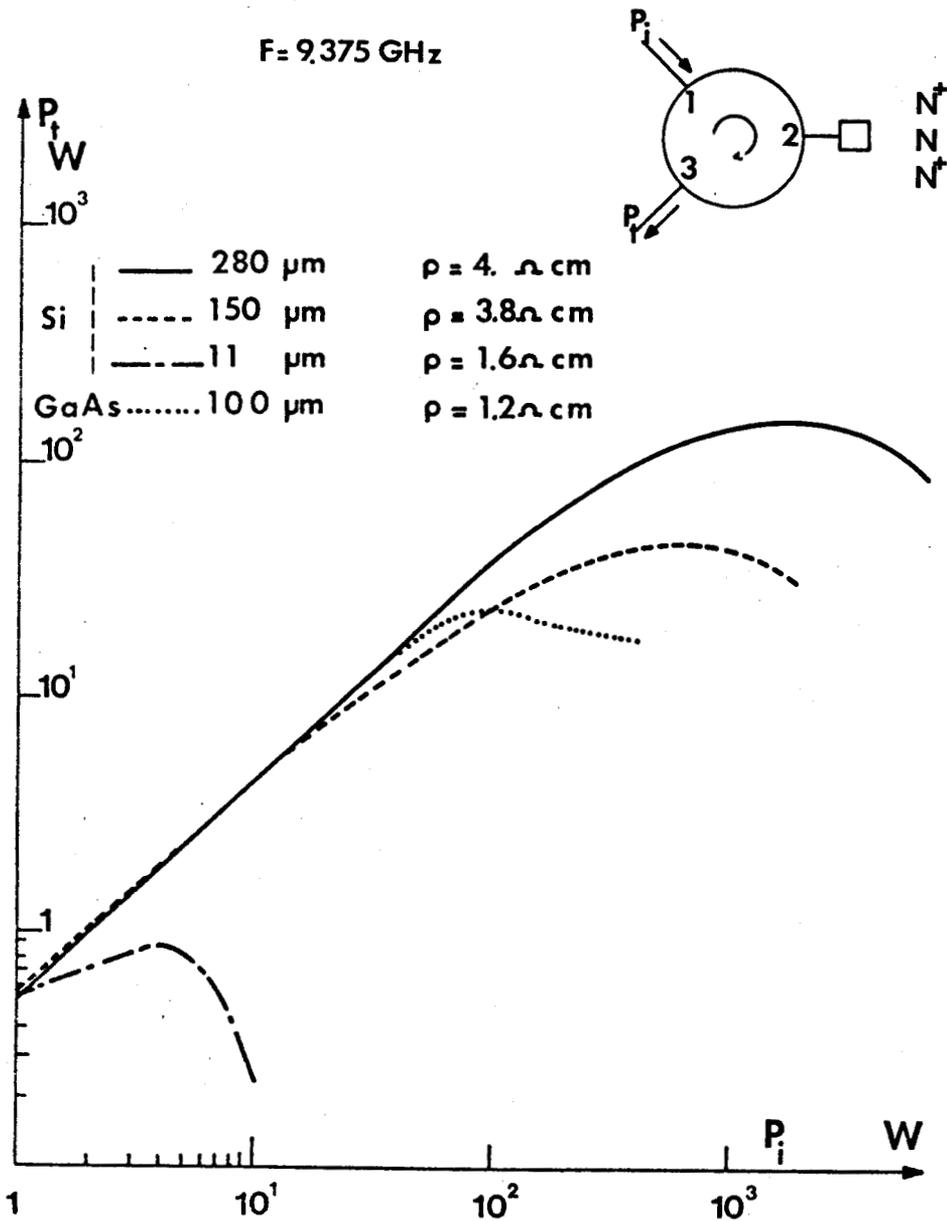


FIGURE 97 Limitations expérimentales obtenues avec différentes structures semiconductrices.

Dans le tableau suivant, nous comparons les valeurs mesurées et les valeurs calculées des pertes d'insertion et de l'atténuation maximale.

Echantillons	Calculées		Mesurées	
	α_{\min} (dB)	α_{\max} (dB)	α_{\min} (dB)	α_{\max} (dB)
Si 150 N 380	3	17.4	3.5	13.5
Si 280 N 400	3.7	24.	3.5	13.5
Si 11 N 160	2	23.	3	21.
GaAs 100 N 125	1	g_M/g non déterminée	3.5	13.4

Les différences entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées sont dues vraisemblablement à un mauvais accord en champ fort, le fonctionnement en réflexion étant très sensible à ce paramètre. Les pertes d'insertion relativement élevées proviennent des faibles contrastes de conductance, en effet, comme nous l'avons déjà signalé, la puissance maximale est limitée par l'apparition des phénomènes de claquages dans le boîtier. Par ailleurs, au cours de toutes ces mesures, nous n'avons observé aucune fuite de puissance (spike), et nous nous proposons d'étudier plus en détails cette propriété.

III.2.3. Rapidité de la limitation

Nous allons maintenant montrer que les limiteurs $N^+ N N^+$ sont suffisamment rapides pour éliminer le "spike" d'un limiteur classique. En effet, les limiteurs à ferrite "moyenne puissance" présentent une puissance de fuite relativement importante. La rapidité de la limitation des structures $N^+ N N^+$ permet d'éliminer ce spike très gênant avec un "seul étage" et sans prépolarisation, contrairement aux méthodes employées actuellement utilisant les diodes semiconductrices.

Par un réglage judicieux des accords, on peut éliminer le spike du limiteur à ferrite pour une valeur de la puissance incidente (figure 98). Pour les valeurs inférieures de cette puissance, l'écart entre l'énergie contenue dans le "spike" et celle contenue dans le plateau est nettement atténuée.

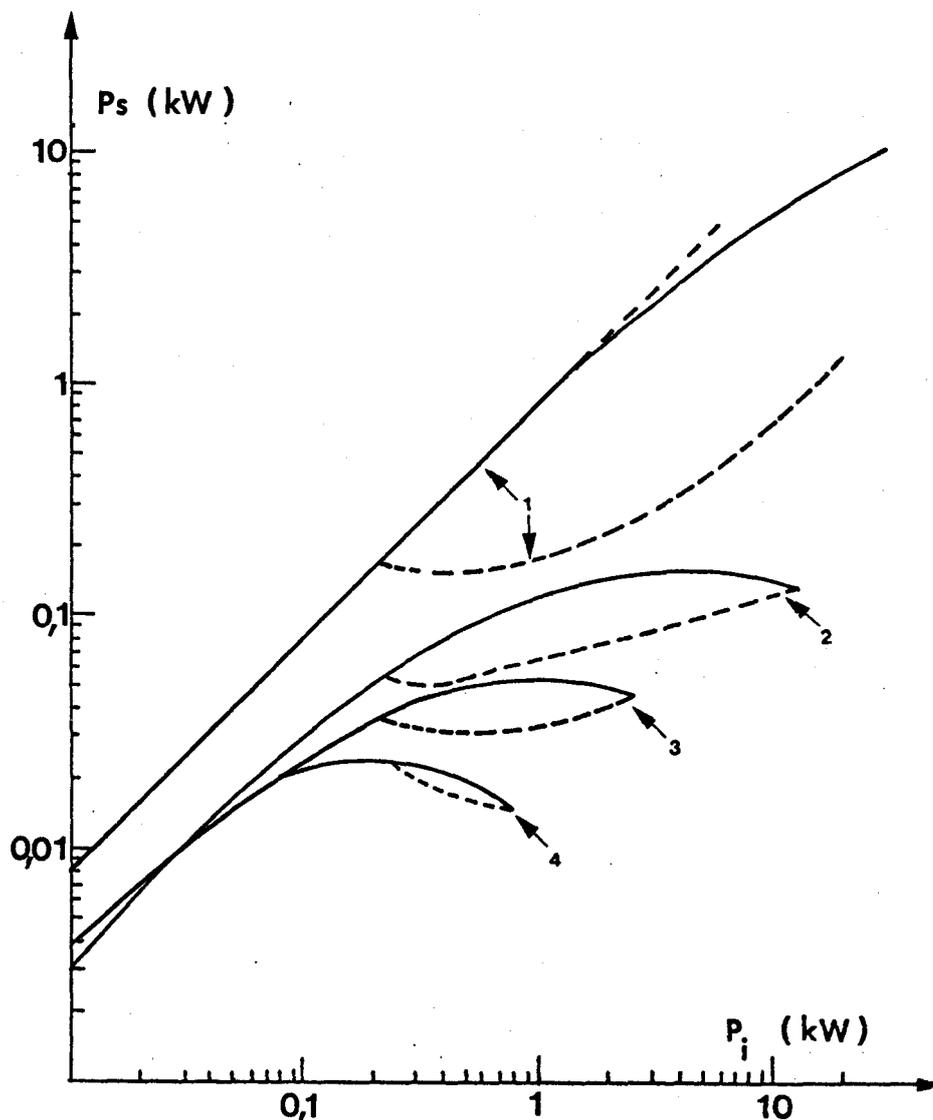


FIGURE 98 Limitations expérimentales obtenues avec un limiteur à ferrite associé à différentes structures semiconductrices fonctionnant en réflexion, $F \approx 10$ GHz, — puissance "spike", --- puissance plateau.

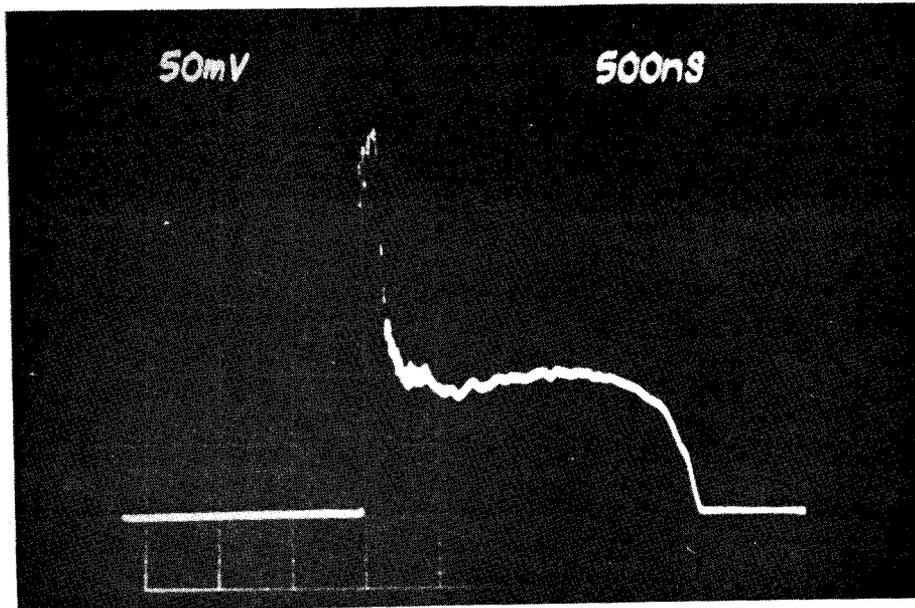
1) : limiteur à ferrite 2) limiteur à ferrite + Si 280 N 400

3) : limiteur à ferrite + Si 150 N 380, 4) Limiteur à ferrite + GaAs 100 N 125

Les photographies reproduites figure 99 illustrent les différences entre l'impulsion hyperfréquence à la sortie du limiteur à ferrite et l'impulsion à la sortie de ce limiteur associé avec notre limiteur à structure semiconductrice unipolaire (en silicium ou en arséniure de gallium).

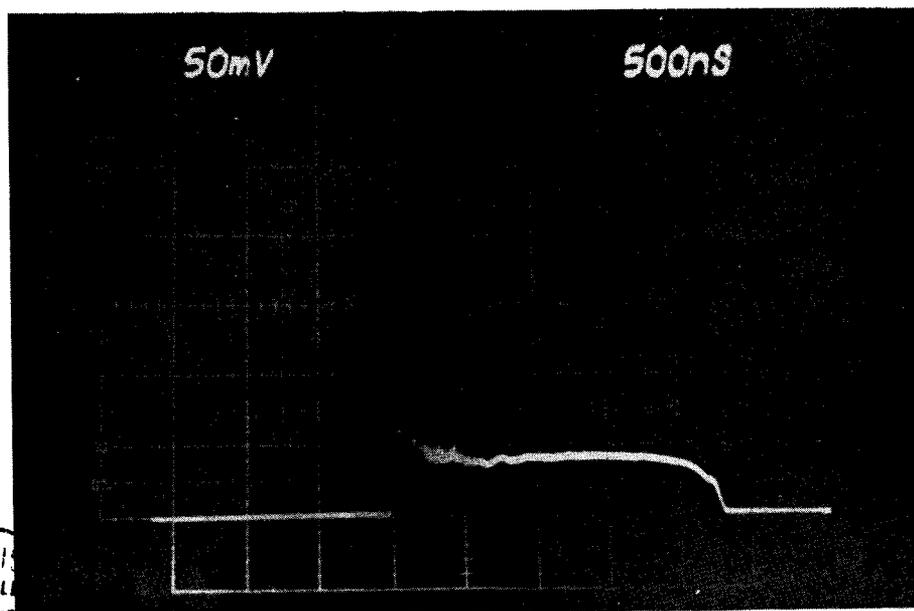
Structure : Si 280 N 400

$F = 9.375 \text{ GHz}$



Impulsion hyperfréquence à la sortie du limiteur à ferrite

Puissance "spike" = 4 kW

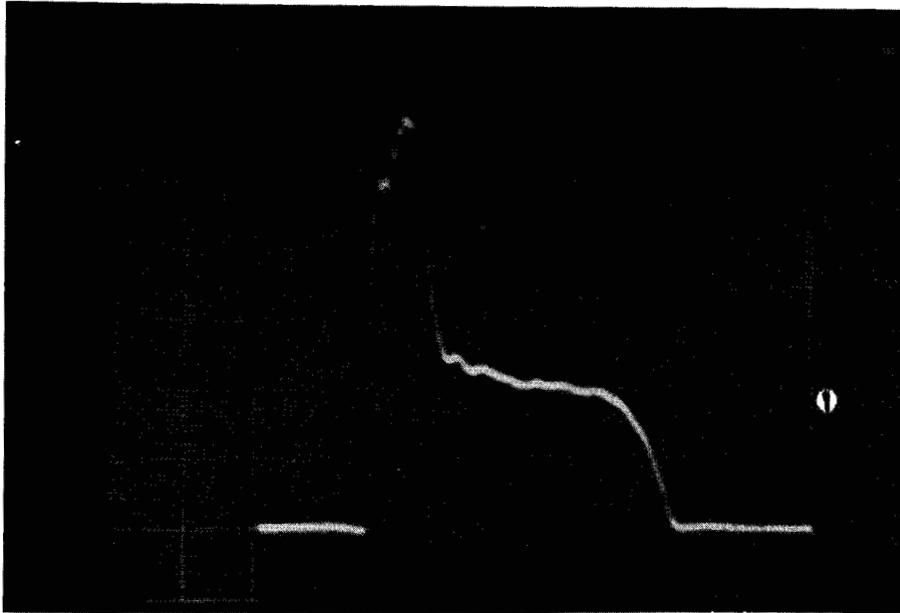


Impulsion hyperfréquence à la sortie du limiteur.

$\alpha(\text{spike}) = 13 \text{ dB}$; $\alpha(\text{plateau}) = 3 \text{ dB}$

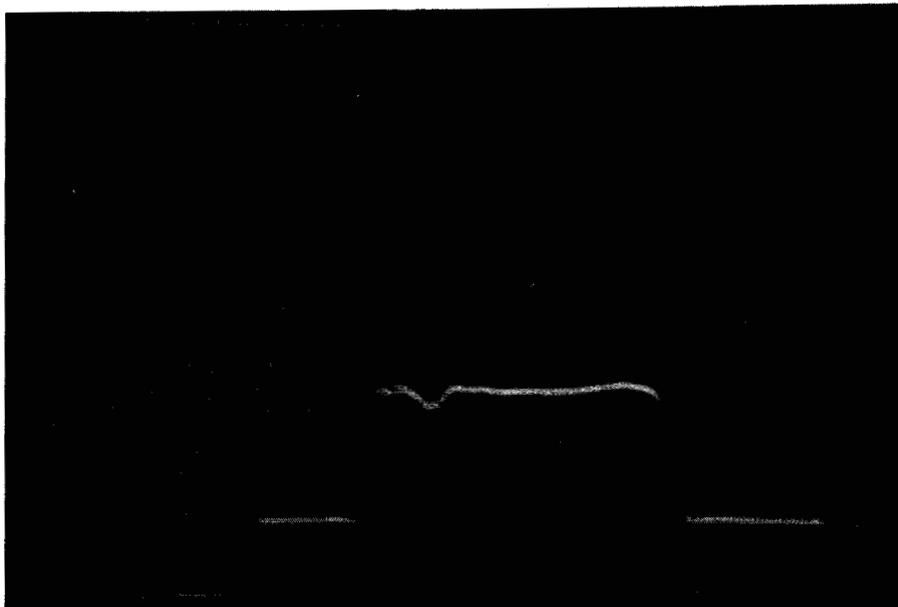
Structure GaAs 100 N 125

$F = 9.375$ GHz



Impulsion hyperfréquence à la sortie du limiteur à ferrite

Puissance "spike" = 700 W



Impulsion hyperfréquence à la sortie du limiteur

$\alpha(\text{spike}) = 13$ dB $\alpha(\text{plateau}) = 8$ dB

FIGURE 99 *Elimination de puissance de fuite par deux structures différentes fonctionnant en réflexion*

En conclusion, les résultats expérimentaux obtenus à partir de composants en silicium ou en arséniure de gallium ont permis de vérifier les résultats de l'étude théorique (influence du contraste de conductance, rôle du semiconducteur utilisé) et de montrer l'intérêt que présentent ces nouveaux dispositifs (pas de puissance de fuite, ni de circuit de polarisation). Cependant, des problèmes restent posés, en particulier pour diminuer les pertes d'insertion, il faudrait obtenir des contrastes de conductances plus importants et dans ce but, soit réaliser des composants en silicium capables de supporter des puissances hyperfréquences plus élevées, soit utiliser des semiconducteurs plus appropriés que le silicium.

CONCLUSION

Le but de ce travail était d'étudier tant au plan théorique qu'expérimental les possibilités d'un nouveau type de modulateurs et limiteurs hyperfréquences basés sur les propriétés de transport des porteurs mobiles dans les semiconducteurs.

Au terme de ce mémoire, il est nécessaire de dresser un bilan. A l'actif, il apparaît que ces nouveaux dispositifs sont inégalables au niveau de la rapidité de modulation et de limitation. Au passif, il faut noter que, dans le cas du semi-conducteur que nous avons le plus utilisé : le silicium, les variations d'impédance résultant de l'application du champ fort ne sont pas toujours suffisamment élevées pour obtenir des performances pleinement satisfaisantes et, que les puissances de commande dans le fonctionnement en modulateur sont actuellement relativement élevées.

Il paraît donc prématuré de conclure définitivement sur l'avenir de ce nouveau type de dispositif qui peut cependant être envisagé avec optimisme. Non seulement, l'amélioration des technologies de réalisation des échantillons de silicium (structures enrobées ou nouveaux composants du type planar) associée avec une meilleure insertion de la puce semiconductrice dans la structure hyperfréquence (suppression de l'encapsulation, intégration complète dans la ligne de transmission) pourraient déboucher sur une amélioration sensible des performances. Mais encore, les quelques essais effectués sur des composants en arséniure de gallium sont encourageants et l'utilisation de ce matériau devrait augmenter de façon spectaculaire les performances.

Dans cette perspective, l'emploi des semiconducteurs ternaires et quaternaires pourrait également déboucher sur des dispositifs encore plus intéressants. Il reste à étudier théoriquement et expérimentalement, d'une façon aussi quantitative que possible, la dynamique des porteurs libres dans ces nouveaux semiconducteurs et, c'est une direction de recherche que nous comptons prendre au laboratoire dans un proche avenir.

CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS

L.A. C.N.R.S. N° 287

Université des Sciences et Techniques
de Lille

Rapport interne

TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS

N⁺ N N⁺

par : Jacques VANBREMEERSCH
Didier VANDERMOERE

Juin 1978

PLAN

-:-:-

I - INTRODUCTION

II - MATERIAU UTILISE

III - TYPES DE STRUCTURES

III.1. Structure Silistance

III.2. Structure Planar

III.3. Structure MESA

IV - DETAILS DES ETAPES DE FABRICATION D UN COMPOSANT

IV . 1. Nettoyage

IV . 2. Oxydation et Passivation

IV . 3. Diffusion

IV . 4. Métallisation

IV . 5. Photogravure

IV . 6. Découpe

IV . 7. Encapsulation

V - CONCLUSIONS

ANNEXES

- TABLEAU RECAPITULATIF DES ECHANTILLONS REALISES

BIBLIOGRAPHIE

I - INTRODUCTION

L'étude au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs " (C.H.S.) des phénomènes physiques du silicium soumis à des champs électriques continus ou hyperfréquences élevés a conduit à la réalisation de modulateurs et limiteurs hyperfréquences à temps de réponse inférieur à la nanoseconde. Ces dispositifs utilisent la variation de mobilité des porteurs dans une structure $N^+ N N^+$ (fig I). Il est en effet possible, en faisant varier l'amplitude du champ électrique, de passer d'un régime de mobilité ($v = \mu E$) à champ faible Au régime de vitesse limite des porteurs ($v = v_A$) à champ élevé .

Nous nous proposons dans ce rapport de décrire la technologie utilisée pour la fabrication des $N^+ N N^+$ Silicium au laboratoire de technologie du C . H . S .

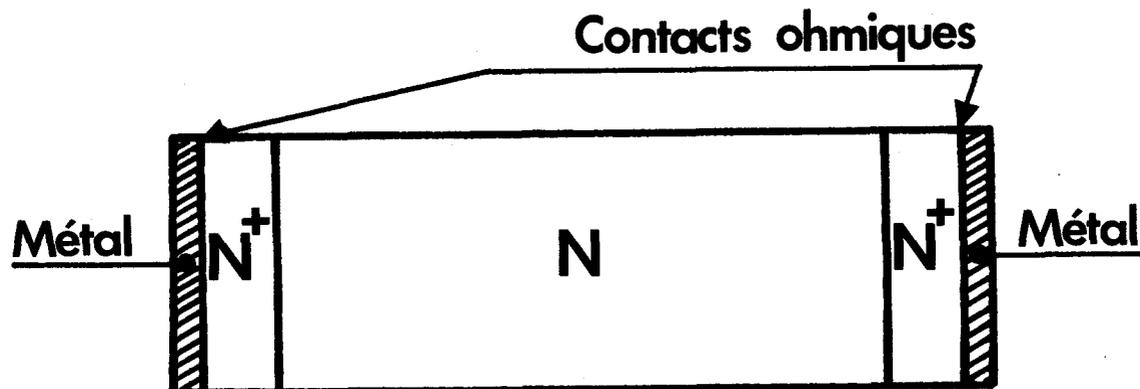


Fig I - Structure $N^+ N N^+$

II - MATERIAU UTILISE

Le matériau utilisé est le silicium monocristallin type N . Nous l'achetons soit sous forme de plaquettes homogènes, d'épaisseur $150 \mu m$ à $1 mm$, de résistivité comprise entre $0,1$ et $50 \Omega \cdot cm$; soit sous forme de

plaquettes epitaxiées composées d'un substrat N^+ très dopé ($> 10^{18} \Omega \cdot cm^{-3}$) et d'une couche N de résistivité entre 0,1 et $10 \Omega \cdot cm$ et d'épaisseur variable entre 5 et $50 \mu m$.

Le premier type est généralement utilisé pour la réalisation d'échantillons en volume (silistances) , le second pour les échantillons en structure Planar ou MESA.

Ces différents matériaux proviennent soit de la firme "L.T.T. " soit de chez " HOBOKEN ". Avant toute opération la résistivité du matériau est contrôlée par un dispositif automatique de mesure sous pointes, réalisé en laboratoire.

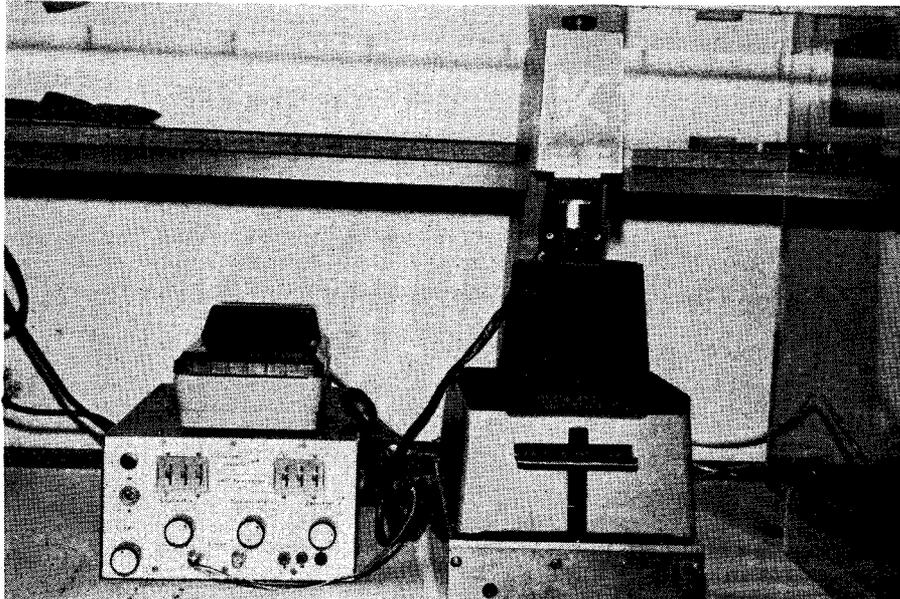


fig II - Dispositif de Mesure sous pointes

III - TYPES DE STRUCTURES UTILISEES

Avant de décrire en détails les étapes de la fabrication, nous rappelons brièvement les différentes structures utilisées.

Nous distinguerons 3 types :

- La Structure " Silistance "
- La Structure " Planar "
- La Structure " MESA "

III - 1 - LA STRUCTURE "SILISTANCE"

La structure Silistance utilise le silicium en volume sous forme de plaquette d'épaisseur variable entre $150\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$. Pour réaliser un composant $N^+ N N^+$ il nous faut tout d'abord enrichir par diffusion les 2 faces de la plaquette pour y former les 2 zones N^+ très dopés qui seront nécessaires à la liaison métal-semiconducteur. Après métallisation et recuit, l'échantillon est découpé aux dimensions désirées. Ces composants qui sont utilisés dans le cas de limiteur de forte puissance (quelques dizaines de kW crête) ont la forme de petits parallélépipèdes de $300\ \mu\text{m}$ à $1\ \text{mm}$ de côté et de hauteur comprise entre $150\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$.

Ces "Silistances" sont soit encapsulées dans des boîtiers hyperfréquences soit montés directement dans la cellule de mesure par collage à l'aide d'une colle époxy conductrice. Pour améliorer la tenue à champ électrique élevé et éviter les claquages superficiels, nous avons été amenés à enrober à l'aide d'une résine époxy isolante certains composants.

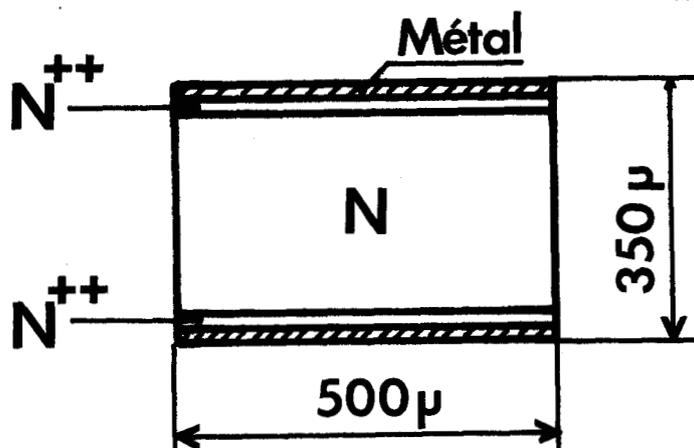


fig III - Structure Silistance

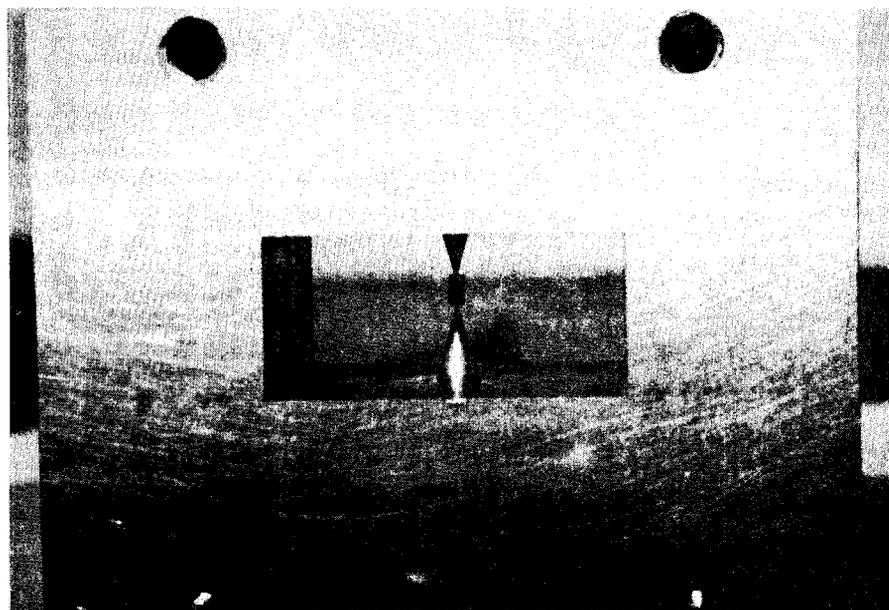


fig IV - Silistance 2 mm montée dans une cellule de mesure

III - 2 - LA STRUCTURE " PLANAR "

Ce type de structure est utilisé avec des épitaxies N^+ / N . Nous avons assez peu travaillé sur ce type de structure dans le cadre des applications en limiteur et modulateur des $N^+ NN^+$. En effet les capacités parasites étant importantes en technologie planar, il est préférable d'utiliser une structure MESA . Nous donnons fig V un synoptique de réalisation d'un composant $N^+ N N^+$ en technologie PLANAR .

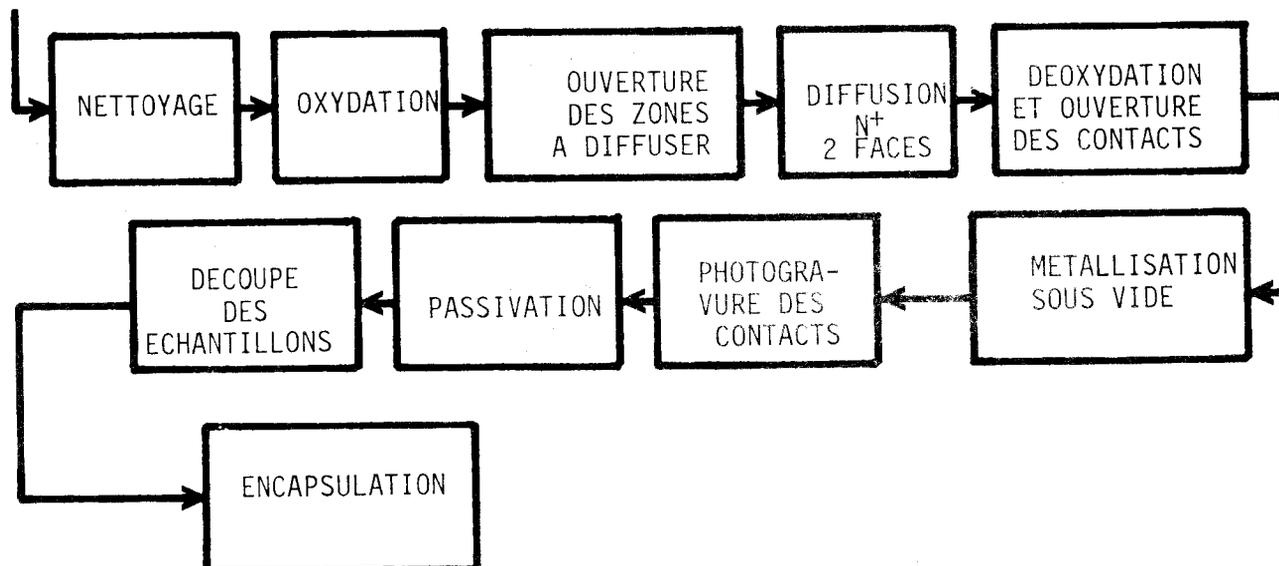


fig V

Les difficultés de réalisation se situent au niveau des oxydations successives et de la passivation . Le détail des opérations dont la plupart sont communes avec la technologie MESA sera donné au chapitre IV .

Nous donnons fig VI une coupe d'un échantillon planar et fig VII, une photo d'un composant type 405 A en vue de dessus.

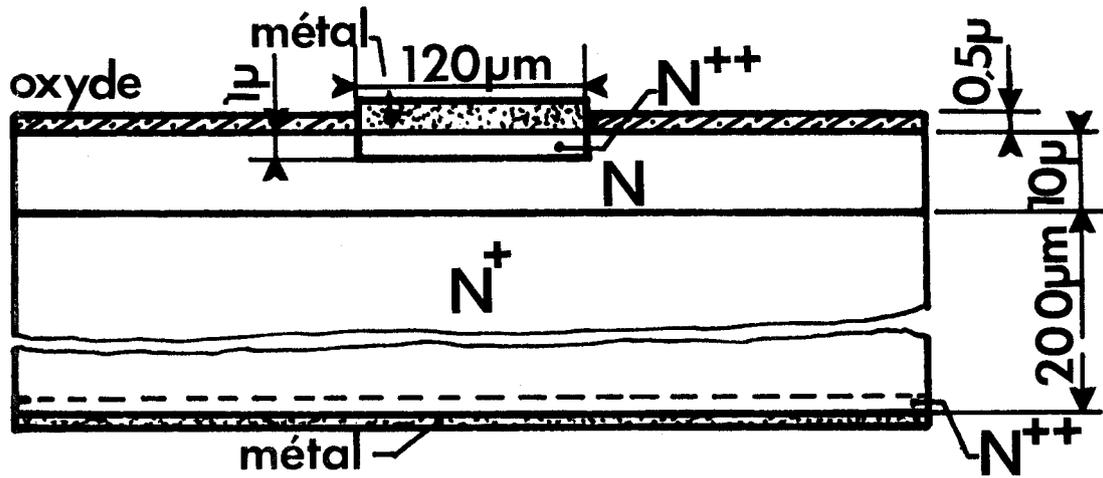


fig - VI

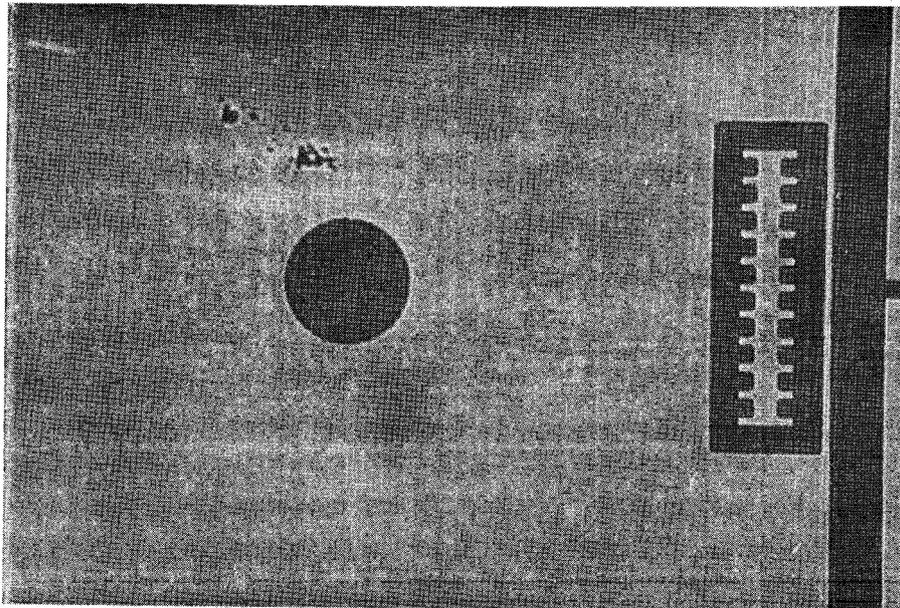


fig - VII

III - 3 - LA STRUCTURE MESA

Cette structure est celle que nous avons la plus utilisée avec les épitaxies N^+/N , car elle permet d'obtenir de faibles capacités parasites; de plus une optimisation de la profondeur du MESA permet d'augmenter le seuil de claquage à champ électrique fort. Nous donnons fig VIII, le synoptique des opérations de fabrication d'un composant en structure MESA . Il est à remarquer que la réalisation de cette structure demande moins d'opérations que la précédente. Le point le plus critique étant naturellement l'attaque MESA qui demande un soin particulier et conditionne la réussite du composant.

Nous donnons fig IX une vue en coupe d'un échantillon MESA et fig X une photo prise au microscope à balayage montrant la forme du MESA sur un composant type 11 N .

Nous décrirons dans le chapitre IV en détails toutes les opérations de fabrication d'un tel composant.

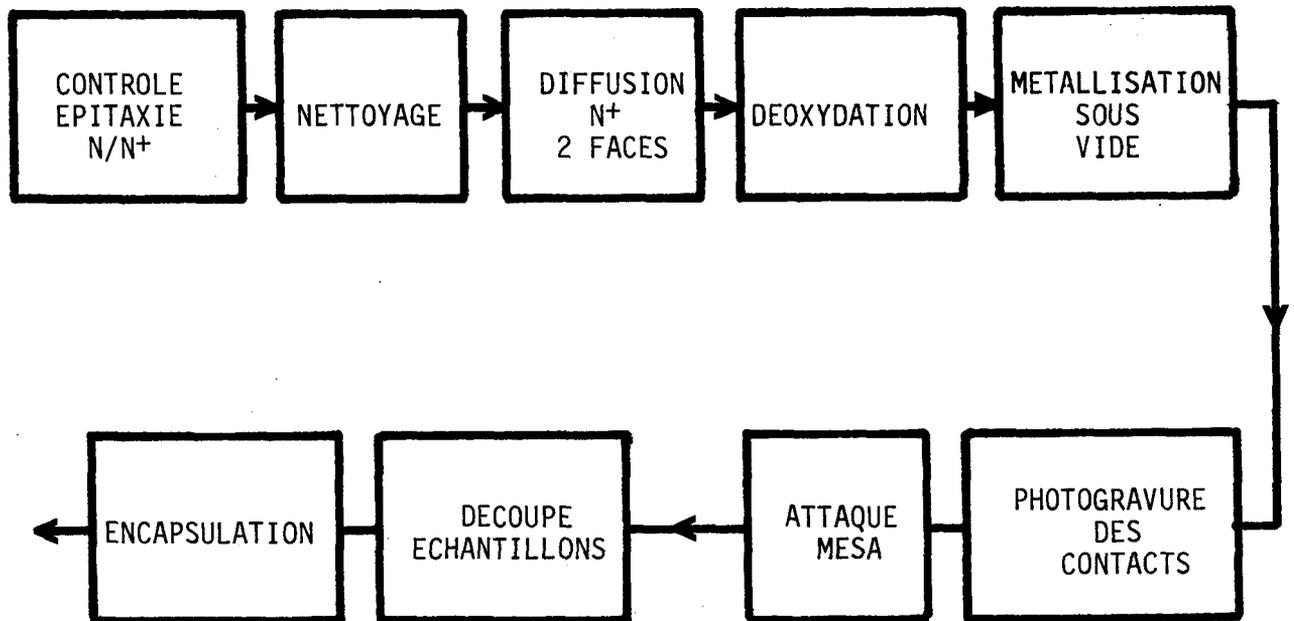


fig - VIII

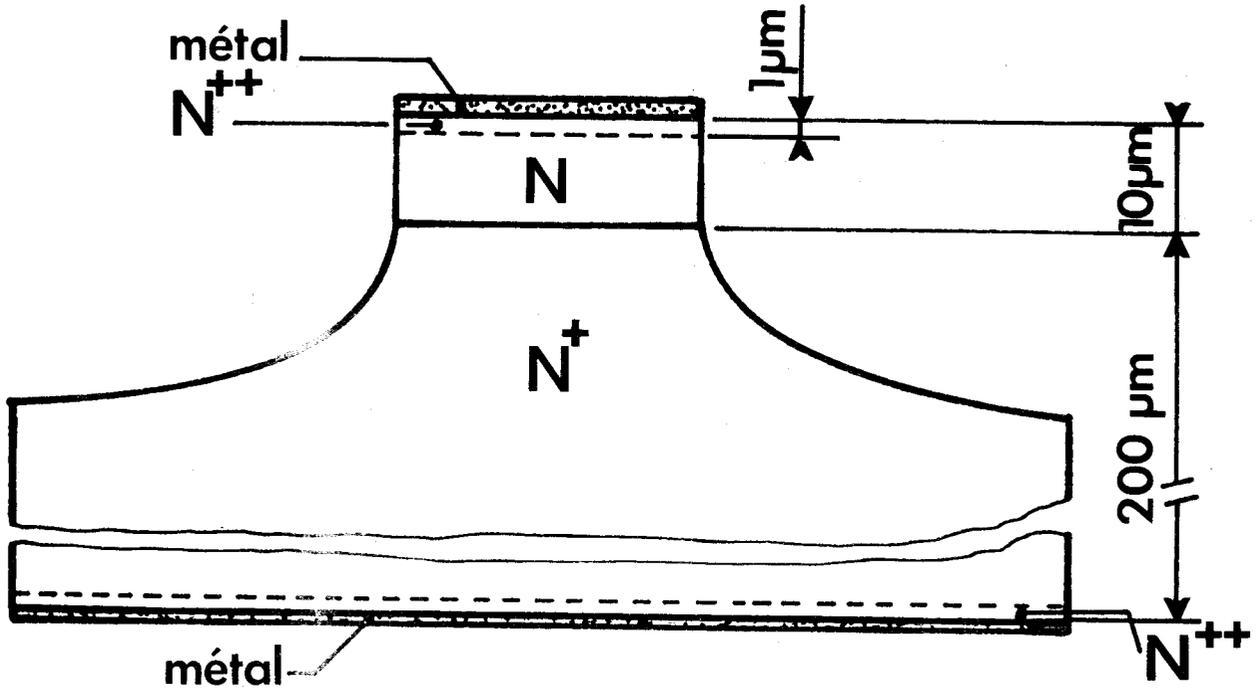
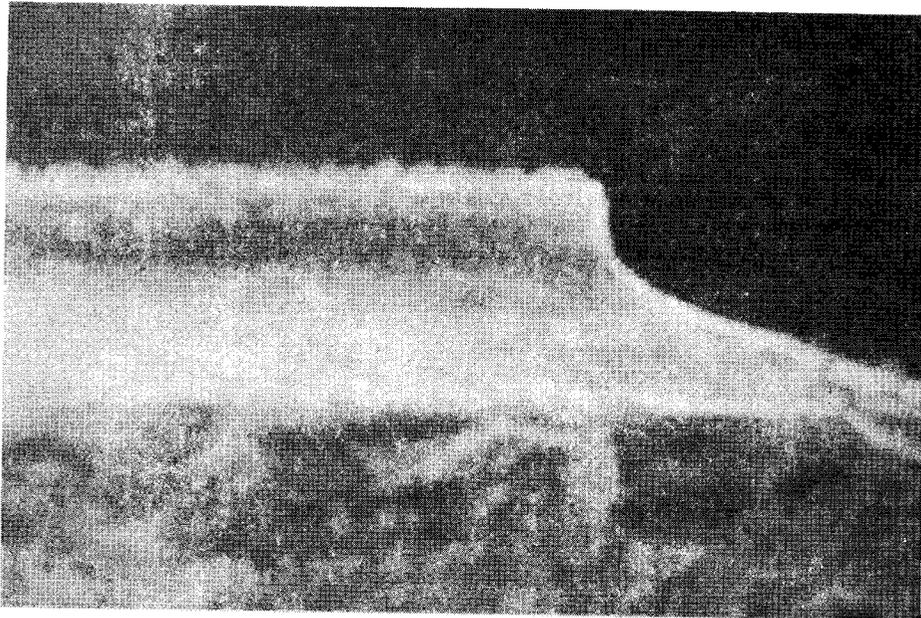


fig - IX

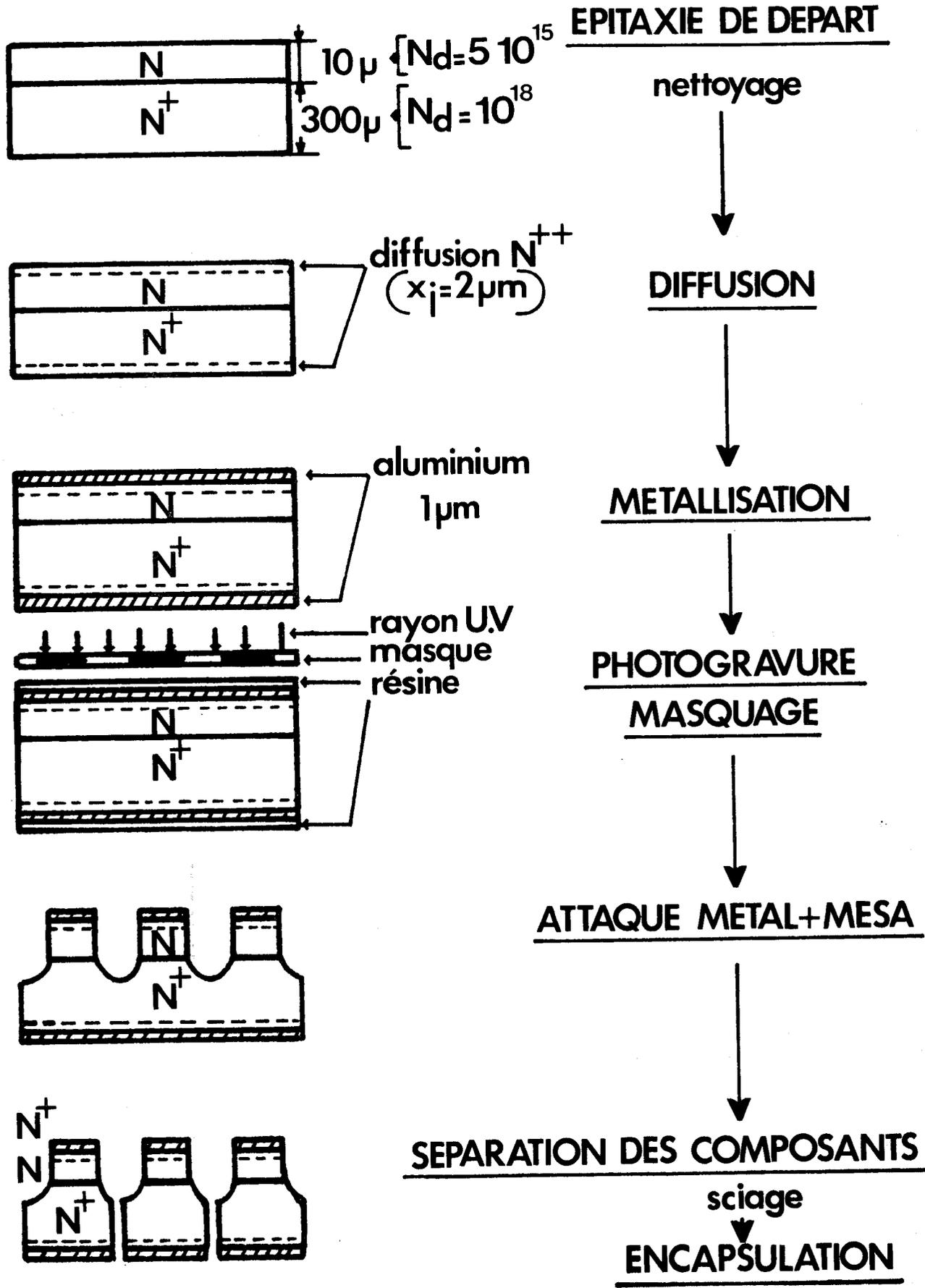


BUS
LILLE

H 1cm = $10\mu\text{m}$.

fig - X

ETAPES DE LA FABRICATION D'UN $N^+N^+N^+$ MESA



BIS LILLE

IV - DETAILS DES ETAPES DE FABRICATION D'UN COMPOSANT

Dans cette partie, nous donnons le détail des différentes opérations de réalisation d'un composant.

IV - 1 - NETTOYAGE

Le nettoyage est une opération très importante car elle conditionne souvent la qualité de l'adhérence des produits utilisés pour la diffusion, la métallisation ou les résines photosensibles dans les opérations de masquage.

Il est nécessaire de réaliser un nettoyage chimique, un rinçage et enfin un séchage. Les traitements généralement employés et utilisés au laboratoire sont les suivants :

a) avant oxydation

- dégraissage trichloréthylène + ultrason : 5mn
- buffer FH / FNH4 : 1mn
- acide nitrique + eau 50% à 80°C : 10mn
- rinçage eau désionisée : 10mn
- stockage alcool isopropylique
- avant utilisation séchage à 200°C : 5mn

b) avant diffusion

- dégraissage trichloréthylène + U.S. : 5mn
- dégraissage acétone + U.S. : 5mn
- rinçage alcool + U.S. : 5mn
- acide nitrique + eau 50% à 80°C : 10mn
- rinçage eau désionisée : 10mn
- stockage alcool isopropylique
- avant utilisation séchage 200° C : 5mn

c) *avant métallisation*

- dégraissage trichloréthylène + U.S. : 5mn
- dégraissage acétone + U.S. : 5mn
- rinçage alcool + U.S. : 5mn
- stockage alcool isopropylique, jusqu'à utilisation
- séchage air filtré

d) *avant application de la résine photosensible*

Les agents de nettoyage dépendent du type de la métallisation utilisée, car il faut désoxyder et dégraisser pour obtenir une bonne adhésion du photorésist; comme dans la majorité des cas, nous utilisons l'aluminium comme métal de contact, nous employons un décapage à l'acide nitrique diluée à 10% dans de l'eau désionisée pendant 1 à 2 mn puis rinçage abondant. Ensuite dégraissage classique à l'aide de trichloréthylène, acétone, eau désionisée, puis précuison à 120°C pendant 10 mn .

IV - 2 - OXYDATION

Nous avons expérimenté une technique récente d'oxydes de Silicium déposés sous la forme de silicafilm (produit par la firme Américaine Emulsitone C°) . Le silicafilm est une solution alcoolique qui appliquée à la surface d'un semiconducteur produit un film de SiO_2 similaire à un oxyde pyrolitique. Les avantages de cette technique par rapport à celles créant un oxyde thermique sont les suivants :

1°) - La formation de l'oxyde est possible dans une gamme de températures comprise entre 200 et 1200°C , ce qui permet non seulement d'utiliser cette technique pour obtenir des fenêtres de diffusion (haute température) mais aussi comme agent de passivation à basse température après métallisation.

2°) - Il s'attaque beaucoup plus facilement ce qui facilite la précision de la gravure.

3°) - Sa mise en oeuvre est très simple puisqu'il se dépose à l'aide d'une tournette . Quelques gouttes étant suffisantes pour couvrir une plaquette entière , et seul un recuit de 15 mn à la température choisie suivant l'utilisation, est nécessaire.

Par contre il est évident que cette méthode n'est utilisable que dans le cas d'un laboratoire d'étude, puisqu'il faut traiter manuellement chaque plaquette .

IV - 3 - DIFFUSION

Pour former les zones N^{++} de nos composants (de manière à former de bons contacts ohmiques), il est nécessaire d'enrichir le substrat et la face avant de la plaquette. Ces enrichissements sont faits par diffusions.

Ici encore pour des raisons de simplicité d'emploi et aussi de sécurité nous nous sommes tournés vers l'utilisation de sources de diffusion sous formes d'oxydes dopés. Ces oxydes dopés soit à l'arsenic, l'antimoine, le phosphore ou le bore et à des concentrations d'impuretés variables sont également distribués par la firme Emulsitone .

Nous avons utilisés 2 types de laque

a) le Phosphorosilicafilm $Co = 10^{21}$

b) l'Emitter diffusion Source N 250

Pour obtenir de bons contacts ohmiques nous avons été amenés à réaliser une double diffusion :

Tout d'abord une diffusion de phosphorosilicafilm $Co = 10^{21} \text{ A. cm}^{-3}$ qui nous donne une concentration superficielle voisine de $10^{20} \text{ A. cm}^{-3}$ pour un x_j de $2 \mu\text{m}$, puis un surdopage N^{++} avec du N 250 ce qui nous donne alors une concentration superficielle de $10^{21} \text{ A. cm}^{-3}$ et un x_j de $1 \mu\text{m}$. La courbe du profil de diffusion obtenue, est donnée sur la fig XI

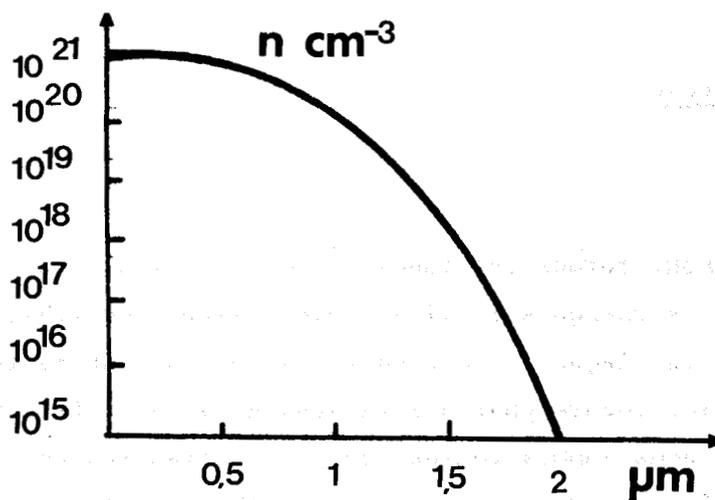


fig - XI Profil de diffusion sur une épitaxie

La figure XII donne le temps et les températures de diffusion.

PRODUITS UTILISES	TEMPS DE DIFFUSION	TEMPERATURE DE DIFFUSION	ATMOSPHERE
Phosphoro Silicafilm $C_0 = 20^{21}$	30 min.	1100°	N ²
N 250	15 min.	1100°	N ²

fig - XII

Nous avons également expérimenté sur des épitaxies assez longues (20 μm) des essais d'exodiffusion et de diffusions profondes ceci pour essayer de symétriser le composant et obtenir un profil tel que celui représenté fig XIII , ce qui améliore la tenue à champ élevé.

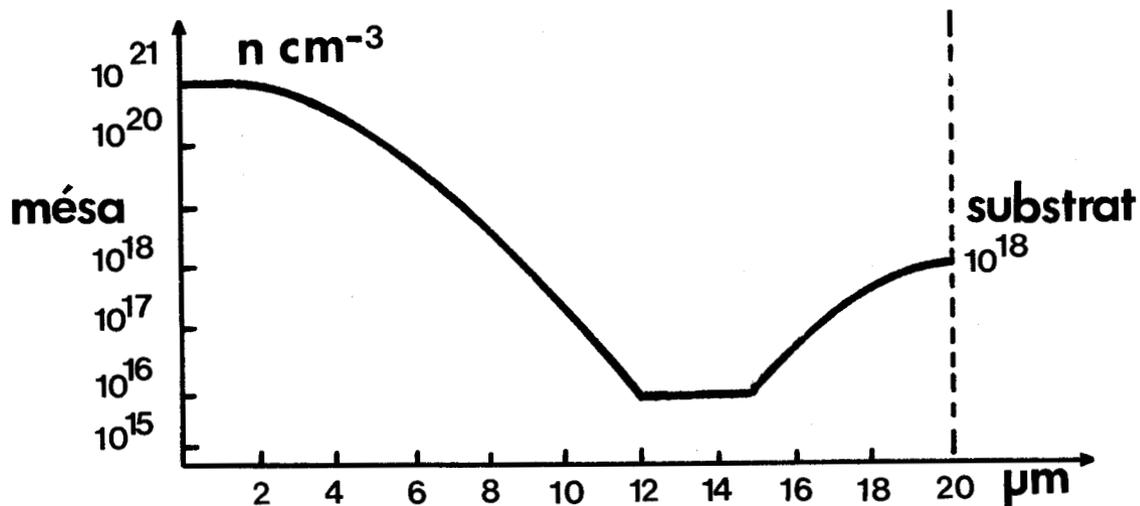
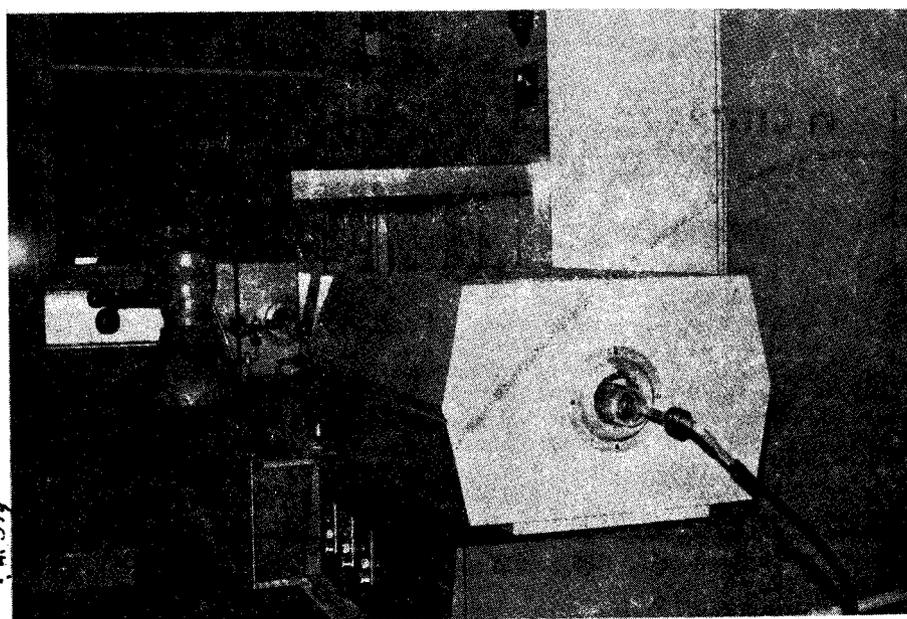
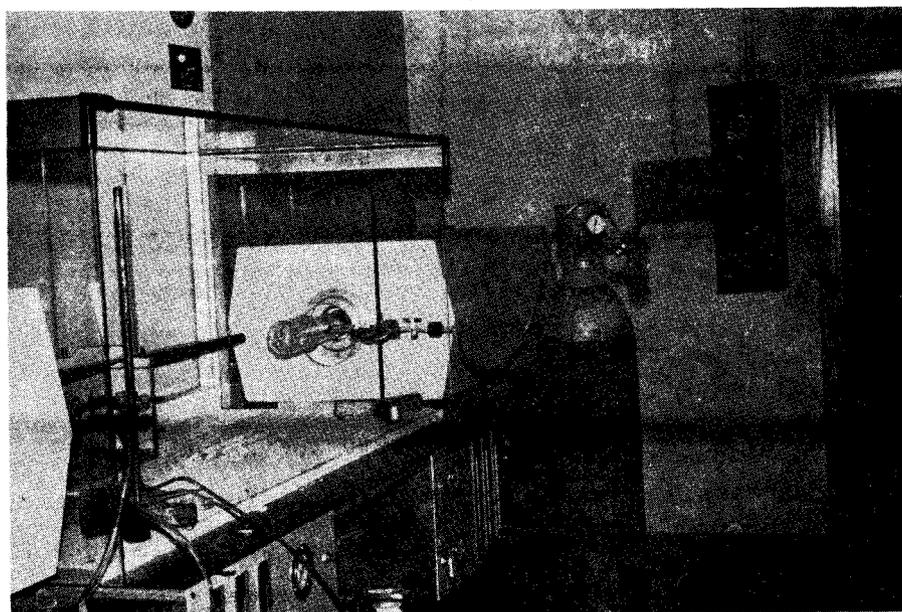


fig - XIII

Equipements de diffusion du laboratoire de technologie

- 2 fours à diffusions LINBERG
- 1 hotte hors poussière PLASTECH.



IV - 4 - METALLISATION

Trois procédés sont concurremment utilisés pour la métallisation des plaquettes.

- La pulvérisation cathodique (sputtering)
- L'évaporation par effet joule à partir de sources d'évaporation placées dans un creuset.
- L'évaporation par canon à electron

Nous utilisons la 2^{ème} solution ne possédant pas encore au laboratoire de pulvérisateur cathodique qui est de loin le meilleur procédé pour ce genre de travail.

Nous travaillons avec un évaporateur sous vide BALZERS
BA 510 (fig XIV)

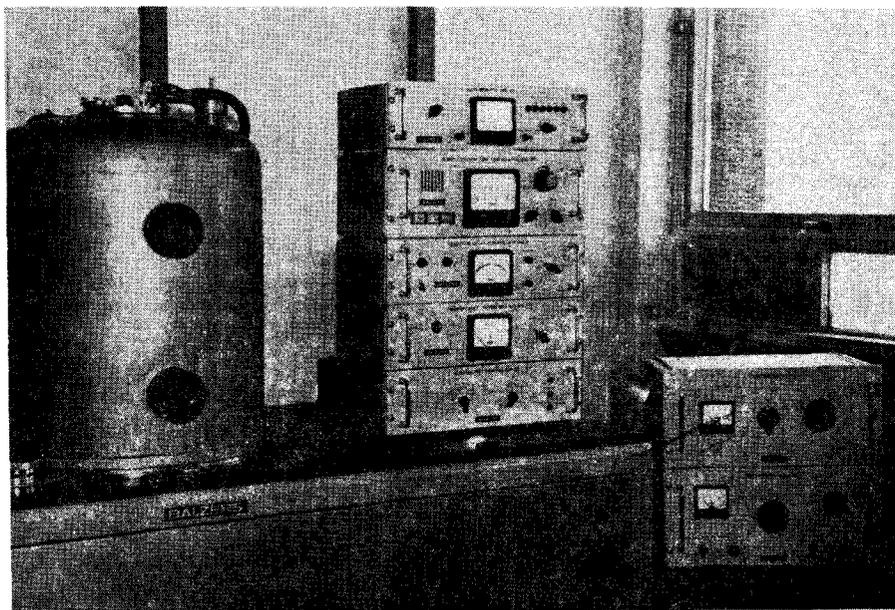


fig - XIV bâti à vide BALZERS

La pression d'évaporation est de l'ordre de 10^{-6} TORR . Le contrôle de l'épaisseur des dépôts est réalisé par une balance à quartz avec une précision de 5 % .

Avant l'évaporation, le substrat placé dans l'enceinte à vide, est soumis à un effluage par ionisation de l'atmosphère de la cloche à une pression de 10^{-3} TORR . Les surfaces soumises à ce traitement sont ainsi débarrassées de toutes particules qui pourraient altérer le dépôt .

Pour obtenir une bonne adhérence du métal sur le silicium, nous avons choisi l'aluminium qui est un matériau bon marché et présente peu de pertes en hyperfréquences. L'épaisseur du dépôt est de l'ordre de 1 micron .

Après métallisation l'adhérence est testée par un passage de la plaquette dans un bain d'alcool sous ultrasons . Enfin un recuit sous atmosphère réductrice (Hydrogène+Azote 10%) à 560°C pendant 1/2 Heure améliore le contact métal-semiconducteur .

IV - 5 - PHOTOGRAVURE

La photogravure est l'une des techniques de base de la mise en oeuvre de la technologie planar ou MESA . Elle a principalement pour objet d'enlever la silice (Si O_2), le silicium, ou le métal dans des endroits déterminés. L'opération de photogravure est basée sur le changement de propriétés des résines sous l'action de la lumière. La localisation se fait par insolation à travers un masque.

Dans la technologie MESA nous distinguerons 4 groupes d'opérations:

- La préparation du masque
- L'utilisation de la résine photosensible
- La gravure du métal
- L'attaque MESA du silicium

IV - 5 - 1 - préparation du masque

Les masques sont réalisés sur supports photographiques verre de dimensions 2" x 2" (AGFA-GEVAERT, Millimask) . La résolution de ces plaques est de l'ordre du micron. Le dessin du motif à reproduire est dessiné à grande échelle, puis réduit à l'aide d'un banc photographique, la précision obtenue sur les masques est de l'ordre de 5 micron .

IV - 5 - 2 - utilisation de la résine photosensible

a) propriétés générales

Nous utilisons comme résine photosensible une résine positive (Schipley 1350 H). Les résines positives sont des polymères initialement insolubles dans les solutions de développement. Durant l'exposition aux rayons U.V., le polymère devient soluble; les parties insolées se dissolvent dans le révélateur. Les masques utilisés seront blancs avec des motifs noirs. La résine Schipley 1350 H a été choisie pour ses qualités suivantes :

- pouvoir de résolution : 0,5 μ m (rappelons que le pouvoir de résolution d'une résine est déterminé comme la possibilité de reproduire des traits et des interlignes d'épaisseur donnée) .

- peu sensible aux contaminations

- très grande résistance aux agents de gravure(solutions acides ou basiques) .

b) application de la résine

Nous utilisons un procédé d'enduction par centrifugation à l'aide d'une tournette (Headway Research) . Ce répartiteur de résine permet d'obtenir des dépôts très homogènes en épaisseur grâce à sa montée en vitesse très rapide ($< 0,1 \Delta$) . La résine est déposée sur la plaquette à l'aide d'une seringue hypodermique munie d'un filtre millipore $0,5 \mu\text{m}$ "Millex " . La vitesse de centrifugation est de $3000 \text{t}/\text{mn}$ pendant $30''$, l'épaisseur de résine déposée est de l'ordre de 8000 \AA . Ensuite la résine est séchée en étuve à 60°C pendant 15 mn , ceci pour laisser échapper les solvants résiduels.

c) insolation

La rondelle ainsi enduite est placée sur une machine d'alignement . Le masque comportant le motif à reproduire est placé au dessus, (les dimensions des motifs sont comprises entre 50 et $120 \mu\text{m}$) la pastille est alors centrée par rapport au masque et plaquée contre celui-ci (le côté gélatine ou chrome du masque vers la pastille) . Installés au dessus de cet ensemble, un microscope et une source à rayons ultra-violetts complètent la machine. Le temps d'exposition moyen est de 15 secondes.

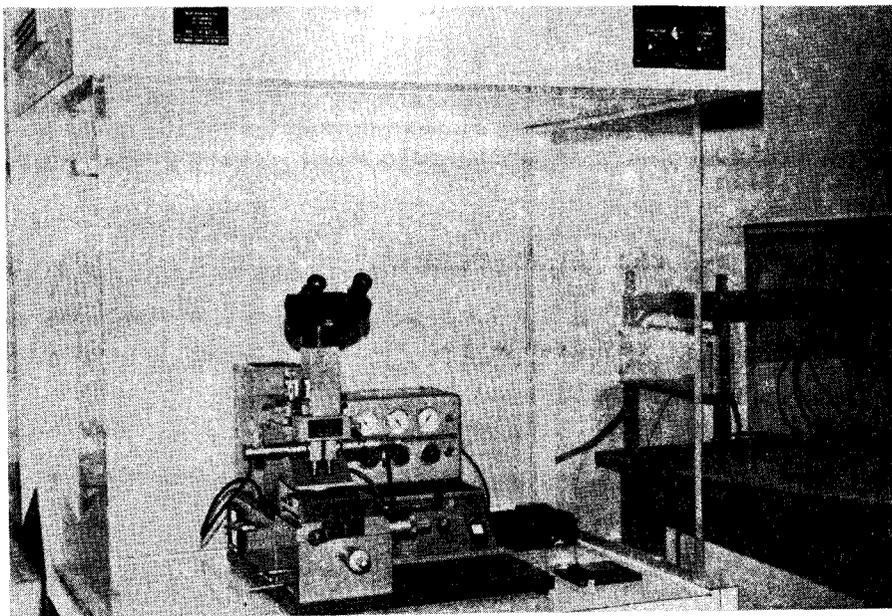


fig - XV Machine à aligner les masques

d) *révélation*

La révélation de la résine se fait dans une solution basique " AZ developer " ; le temps de révélation est de l'ordre de 30" pour une solution diluée à 50% et à une température de 20° C . La plaquette révélée est rincée dans de l'eau désionisée et séchée à l'air filtré. Un recuit à 60° C pendant 30" est nécessaire pour les attaques à acides faibles. Par contre pour les acides très corrosifs, une cuisson à 150° C pendant 30 mn est utilisé.

IV - 5 - 3 - gravure du métal

Pour attaquer l'aluminium nous utilisons une solution commerciale de " Micro-Image Technologie " (Isoform Aluminium Etchant) à base d'acide orthophosphorique qui donne de très bons résultats au point de vue finesse de gravure; la vitesse d'attaque est de 500 Å /mn à température= 20° C . Après l'attaque, la plaquette est rincée abondamment .

IV - 5 - 4 - attaque MESA

Après remasquage pour protection du plot métallique, nous réalisons l'attaque MESA du silicium. La solution utilisée se compose de :

- 50 cc HN O_3 fumant
- 25 cc $\text{CH}_3 \text{COOH}$
- 12 cc FH

La vitesse d'attaque est de l'ordre de $20 \mu\text{m}/\text{mn}$ à température ambiante. Pour obtenir une bonne forme du MESA, 2 ou 3 attaques de quelques secondes sont nécessaires (ceci est fonction de la longueur de la zone N de l'épitaxie à attaquer) .

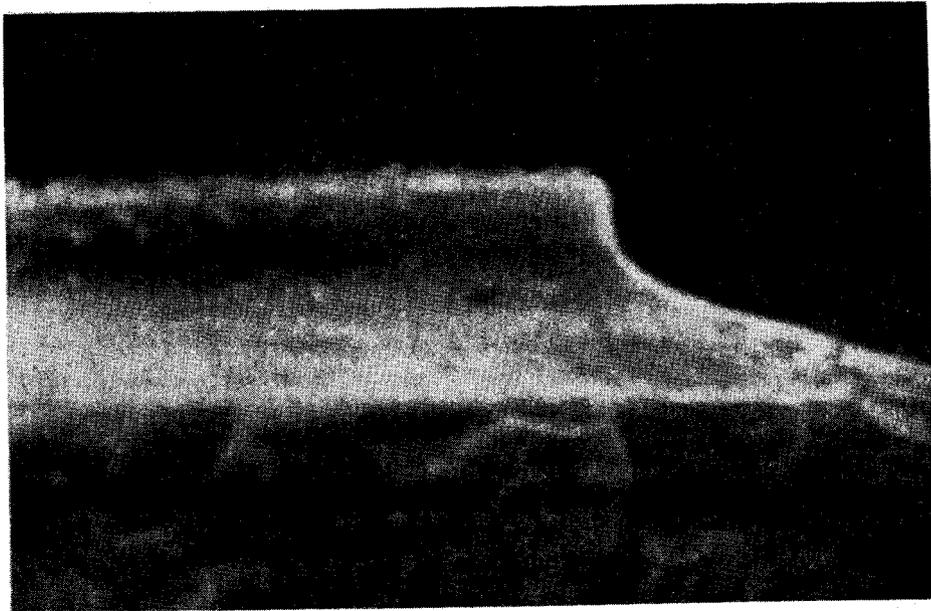


fig - XVI Forme d'un MESA sur un échantillon 11 N avec
2 attaques de 10 secondes

H 1cm = 10 μm .

IV - 6 - DECOUPE

La séparation des composants se fait soit par rayage puis clivage à l'aide d'une pointe diamantée (Scribing) soit par découpe à l'aide d'une scie à fil .

La scie à fil est plus souple d'utilisation, et préférable. Les dimensions des "puces " est de l'ordre de $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ pour permettre un montage en boîtiers hyperfréquences .

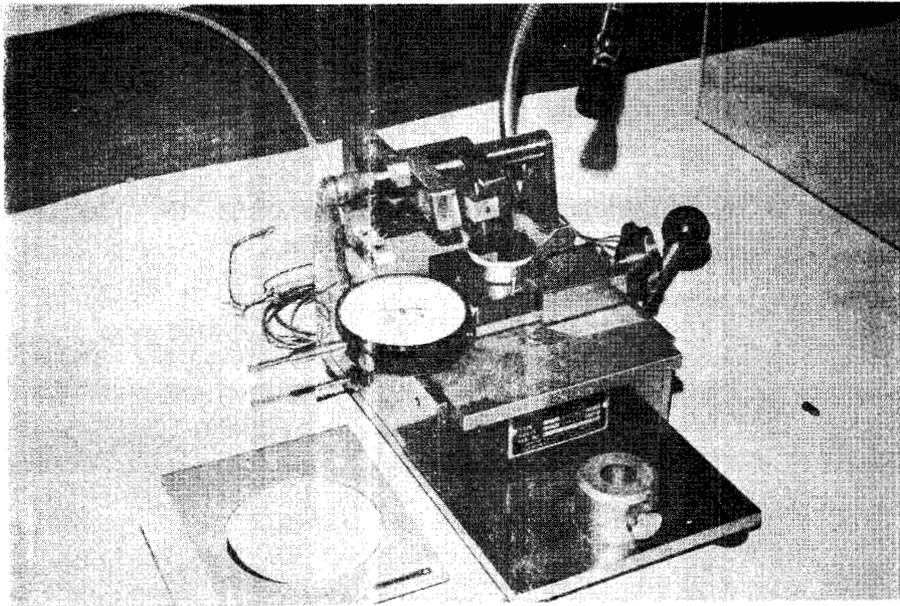


fig - XVII Scribing

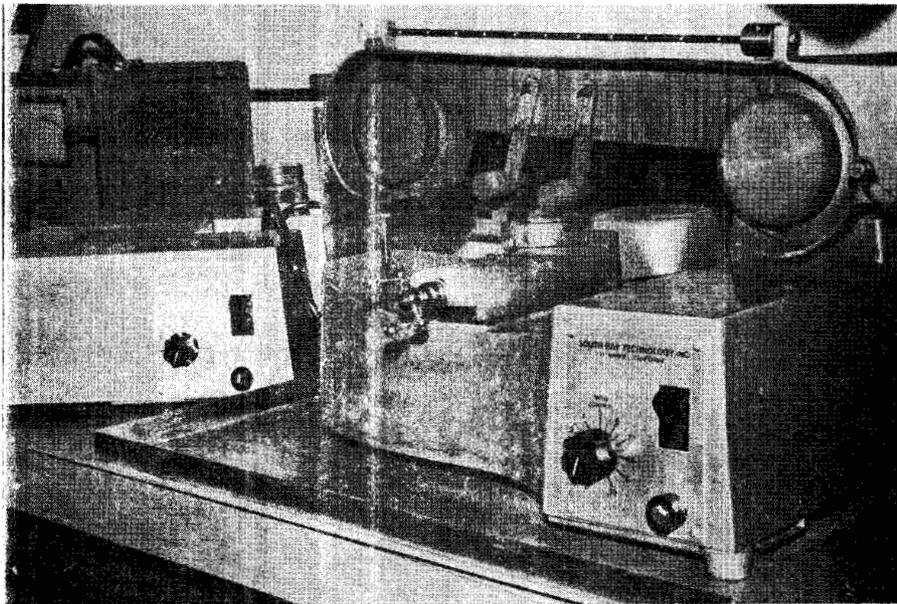


fig - XVIII Scie à fil (South Bay Technologie)

MS
LILLE

IV - 7 - ENCAPSULATION

Pour les mesures en hyperfréquences; il est nécessaire de placer les composants dans un structure hyperfréquence. Deux méthodes ont été utilisées. La première consiste à placer l'échantillon au bout d'une ligne microstrip, la seconde consiste en une encapsulation dans un boitier F 24 D .

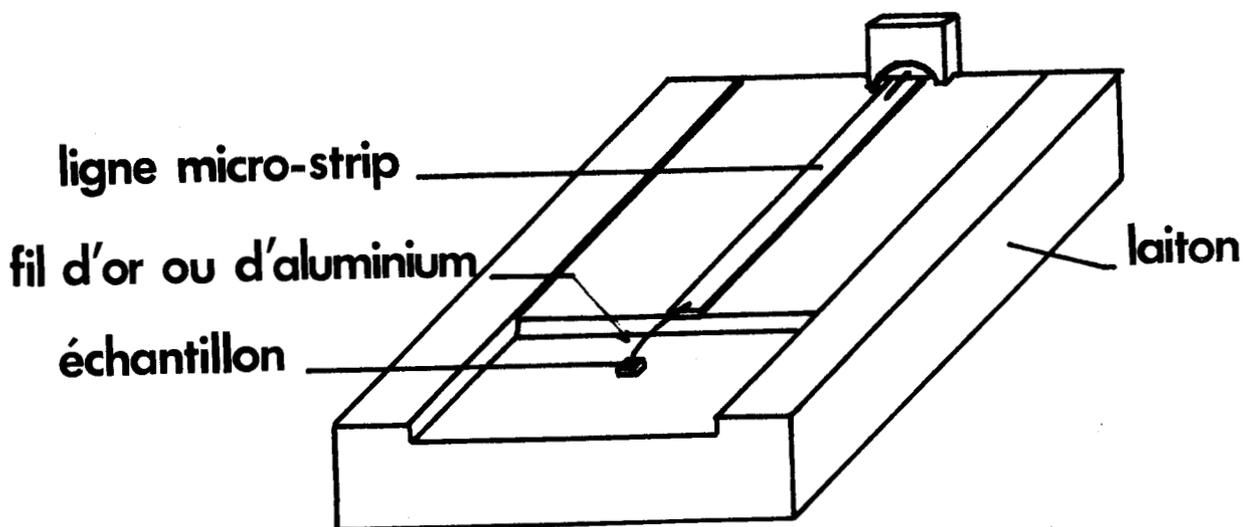


fig XIX -Echantillon au bout d'une ligne microstrip

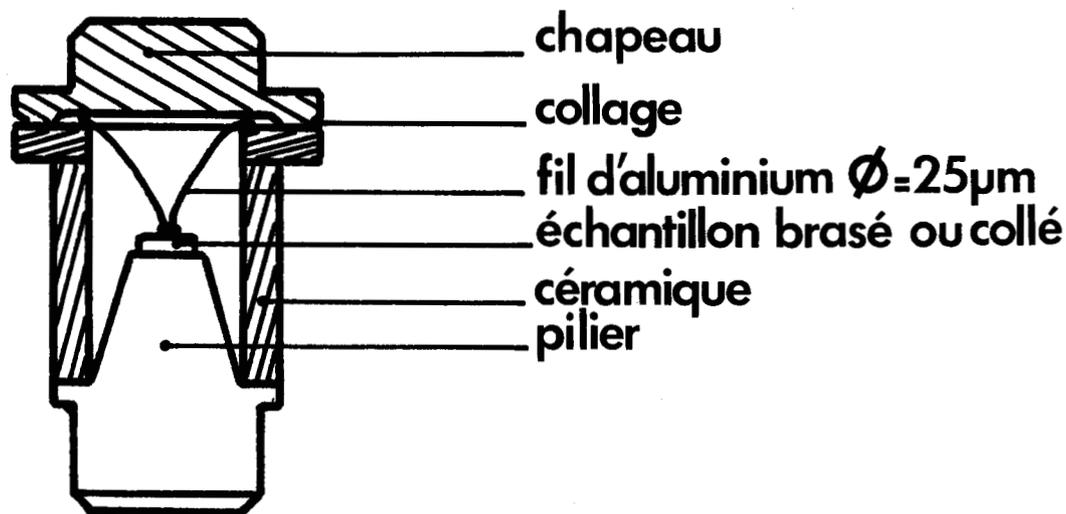


fig XX - Echantillon en boitier F 24 D

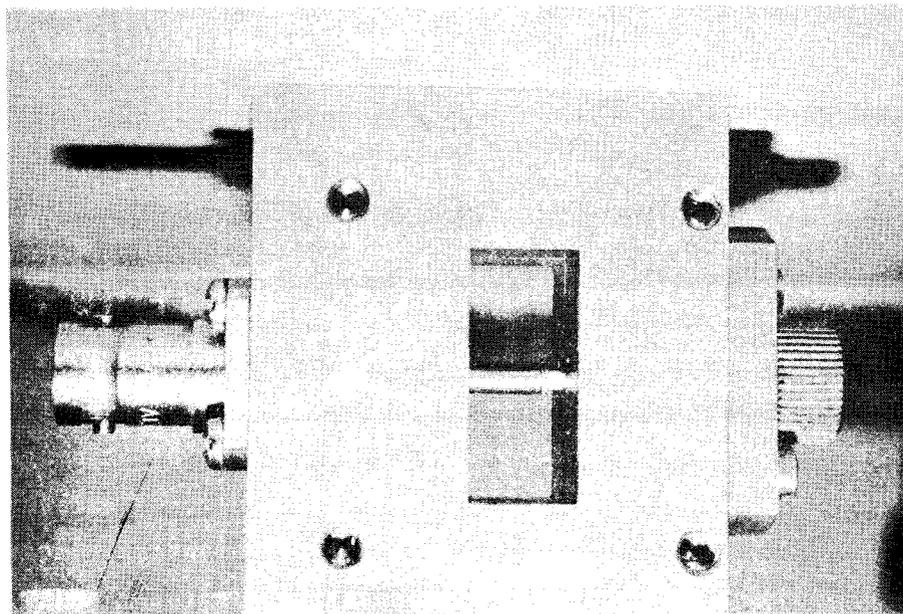


fig XXI - Echantillon dans cellule de mesure

IV -7 - 1 - jonction pastille- embase

Pour la jonction entre la pastille et l'embase nous utilisons 2 méthodes :

a) *le collage* : à l'aide d'une colle époxy chargée à l'argent (EPOTEK H 21 D) . Cette colle se présente sous la forme de 2 composants : une partie époxy chargée de grains d'argent, et un durcisseur. Après mélange dans le rapport 10/1, le composant est collé sur son support. Il est nécessaire ensuite d'effectuer un étuvage à 100° C pendant 10 mn pour obtenir une polymérisation de la colle.

Les mesures hyperfréquences effectués sur des composants collés montrent une résistance thermique satisfaisante , une faible résistance série et une bonne tenue en température (- 100+ 100° C) Néanmoins il a été remarqué que les propriétés électriques se dégradait avec le temps (oxydation des grains d'argent) Pour cette raison nous avons mis en oeuvre une méthode de braçure et d'eutectique .

b) *la brasure et l'eutectique* : se font soit à l'aide d'un alliage mou (étain-plomb , étain-indium, étain-argent etc...) et à des températures assz basses (100 à 300° C) soit par alliage eutectique (or-ge, or-si) à haut point de fusion ($> 400^{\circ}\text{C}$).

Nous avons expérimenté ces 2 méthodes. Pour la brasure basse température, nous avons utilisé un Kit de soudure " Indalloy " (distribué par B.F.I.); ce kit comprend toute une gamme d'alliages basses températures. La méthode opératoire est simple : il suffit de placer entre le support et la " puce " métallisée face arrière un morceau d'alliage et un décapant approprié, ensuite de chauffer à la température de fusion dans un petit four stabilisé en température.

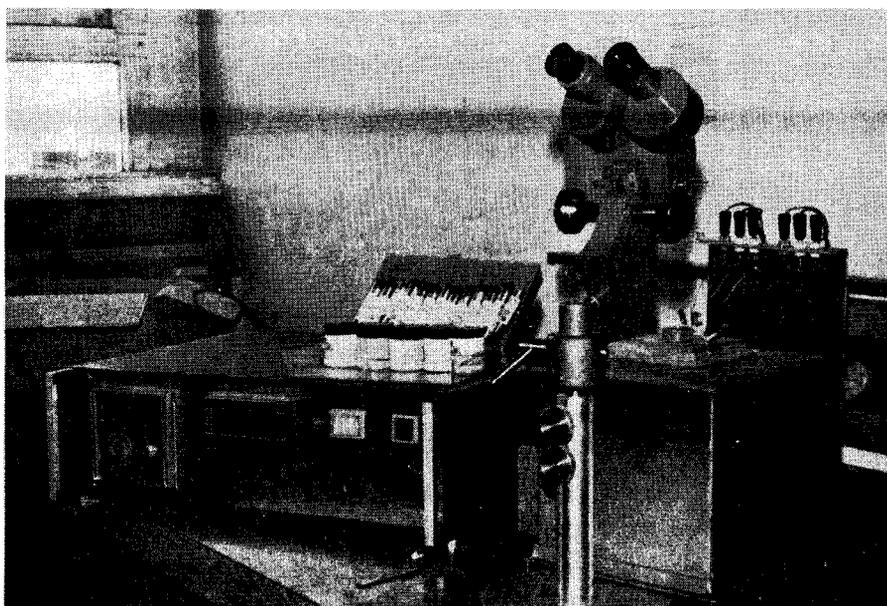


fig - XXII Ensemble de montage par brasure

Cette méthode facile à mettre en oeuvre est bon marché (puisque non utilisation d'or ou d'autres métaux nobles) et donne de bons résultats .

Pour la méthode par eutectique nous utilisons des préforms (or - ge) qui sont placées entre la puce et le boîtier. Le tout est chauffé à 600°C sous atmosphère inerte ou légèrement réductrice dans une enceinte à vide .

Une sonde en platine mesure la température. Cette méthode qui donne les meilleurs résultats au point de vue de la résistance thermique doit permettre également le montage inversé (côté MESA vers l'embase). Des essais sont en cours pour réaliser cette technique.

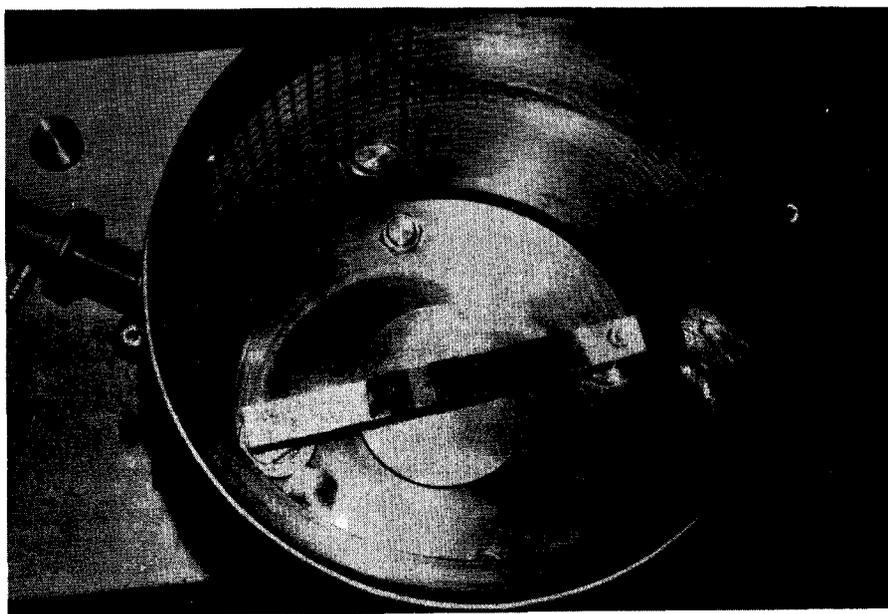


fig - XXIII dispositif de soudure eutectique

IV - 7 - 2 - pose des fils de connexions enrobage

Une fois la pastille liée à son embase il est nécessaire d'établir des connexions électriques entre la zone métallique du composant et le chapeau du boîtier. Le procédé utilisé consiste à souder des fils extrêmement fins ($25 \mu\text{m}$) soit par thermo-compression, soit par soudure ultrason . C'est ce dernier type qui est utilisé au laboratoire.

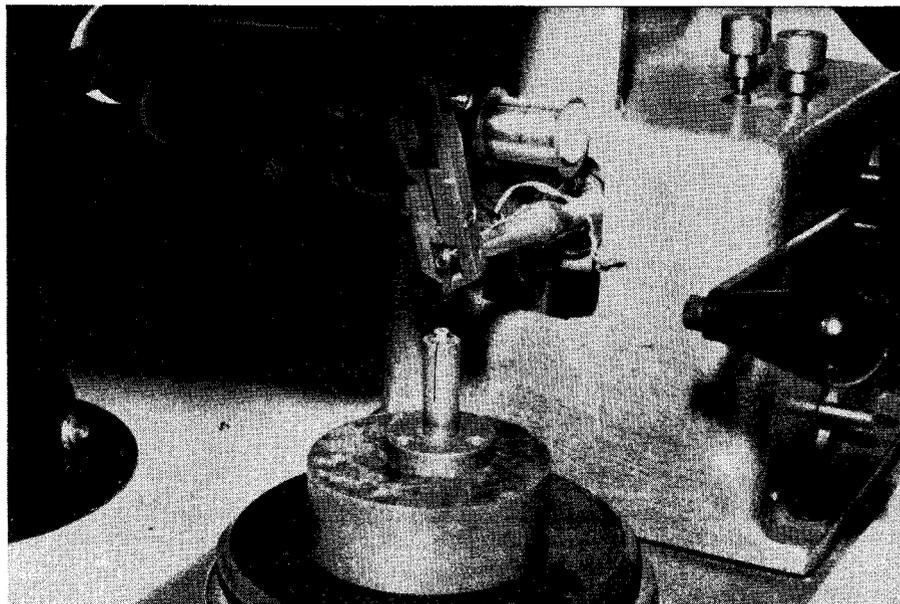
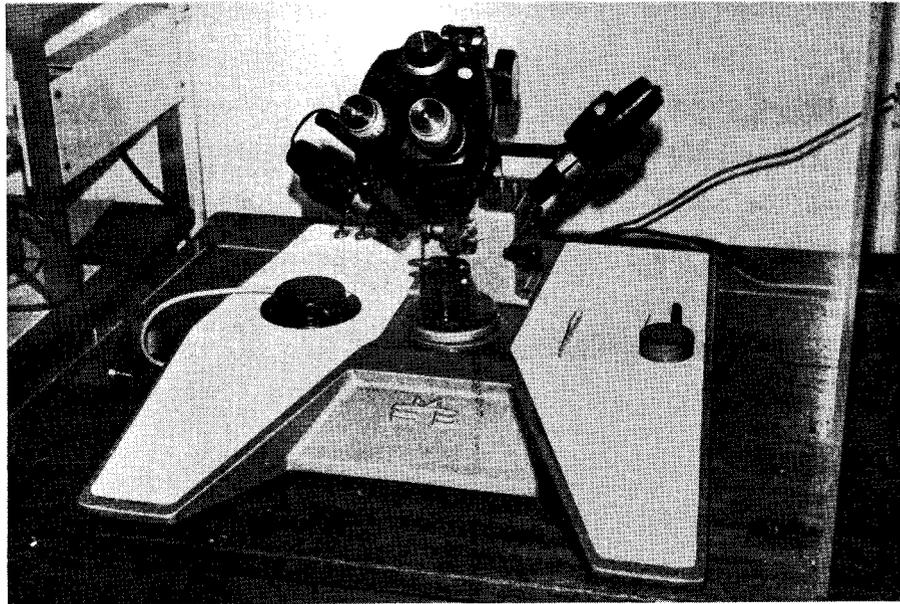


fig - XXIV Microsoudeuse à Ultrason

Avant de souder le chapeau du boîtier, un enrobage du composant est réalisé pour réduire les claquages superficiels. Nous utilisons soit une résine Epoxie (Epotex type 330) soit un vernis d'enrobage pour transfo T.H.T. (vernis silicone).

V - CONCLUSION

L'équipement technologique modeste du laboratoire du " Centre hyperfréquences et Semiconducteurs " a permis la réalisation de nombreux composants $N^+ N N^+$ Silicium (dont nous donnons la liste en annexes) destinés soit à la vérification expérimentale d'études générales fondamentales sur le silicium en champs forts, soit pour la réalisation de modulateurs et limiteurs hyperfréquences dans le cadre de contrats de recherches avec L.T.T , la D.R.M.E, et une A.T.P. C.N.R.S.

Les points à améliorer restent les problèmes liés à l'amélioration de la résistance thermique par réalisation de structures inversées et également par l'augmentation de la tension de claquage liée à l'ohmicité des contacts.

De plus, une investigation est en cours en vue d'adapter cette technologie au GaAs ou à d'autres composés III-V .

TABLEAU DES ECHANTILLONS REALISES AU LABORATOIRE

Echantillon série N°	ρ Ωcm	l μ	ϕ μ	S 10^{-4}	R_o théo.	R_o prat.	R_c théo.	R_c prat.	$\frac{R_c}{R_o}$	$\frac{R_c}{R_o}$	V claq.	Struc S P M
5N 68A	0,7	5	120	1,13	7	8,7	200	170	28	23	30	M
5N 68B	0,7	5	50	0,196	17	18	600	125	35	12	30	M
5N 70	0,7	5	120	1,13	3,1	3,2	104	30	33	9,1	30	M
13N 260	2,6	13	120	1,13	30	28	470	300	15	11,2	45	M
9N 900/1	8	9	120	1,13	71	69	283	270	4	3,9	40	P
12N 900/1	8	12	400	12,5	8,2	8	54,7	25,4	6,6	3,2	30	M
12N 900/2	8	12	200	π	33,5	27,5	218	62	6,5	2,2	25	M
10N 167/1	1,67	10,4	250	4,9	4	4,8	107	50	26,7	10,4	45	M
10N 520/1	5,2	10	120	1,13	46	15	430	150	9,5	7,4	45	M
19N 22/1	0,22	19,8	120	1,13	4	9	1636	50	424	5,2	22	M
12N 22/2	0,22	19,8	120	1,13	4	5	1636	30	424	6	34	M
11N 140/1	1,40	11	120	1,13	13,7	14	505	300	36	21	36	M
11N /61	1,6	11	120	1,13	15	16	500	400	44	31	43	M
19 N 1000	10	19	120	1,13	170	198	1200	700	7	3,5	60	M
20 N 1150	11,5	19	120	1,13	180	145	1350	500	7,3	3,7	100	M
6N 850/1	8,5	5	120	1,13	37	35	98	70	2,6	2	23	M
18N 1090	10,9	18,5	120	1,13	41	30		155	20	5,5	47	M
18N 1090 E3	10,9	18,5	120	1,13	47	44	650	224	18	5,1	50	M
5N 71	0,7	3	60	0,36	7	7	100	33	14	5	13	M
7N 74	0,7	7	80	0,5	10	6	460	100	46	17	17	M
32N 500	5	32	120	1,13	140	105	4450	1100	24	10	80	M
150N 380	3,8	150	□400	16	35	27	7000	2000	200	80	400	S
350N 1000	10	350	□1mm	100	35	30					1000	S

$$R_o = \rho \frac{l}{S} \dots \dots R_c = \frac{l^2}{2\varepsilon v S} \dots \dots \frac{R_c}{R_o} = \frac{l}{2\varepsilon v \rho}$$



R_c, R_o en Ω

l : en cm

v : vitesse limite = 10^7 cm/s

ρ : en Ωcm

Structure S : silistance

P : Planar

M : Mesa

BIBLIOGRAPHIE

R.M. WARNER

Etudes et réalisations des circuits intégrés (Edition Dunod 1968)

M. DE BREBISSON

Techniques de diffusion - R.T.C. - La Radiotechnique (1969)

W.R. RUNYAN

Silicon semi-conductor technology - Mc. Graw-Hill (1969)

EMULSITONE C°

Notice d'utilisation silicafilm, Phosphorosilicafilm,
Emitter Solution N 250 (1974)

HAPPER

Handbook of materials and Process for electronics
Mc. Graw-Hill (1969)

G. PIERREL, J. CHEVALIER

"La photogravure" Rapport interne L.A.A.S. (1973)

Y. BECQUELIN

"Sur un nouveau type de modulateur et limiteur hyperfréquence
subnanoseconde"

Thèse de 3° cycle C.H.S. 1977

S. BONFILS

"Essai de détermination du coefficient de diffusion dans le
silicium N en régime de porteurs chauds à partir de la température
de bruit"

Thèse Docteur-Ingénieur C.H.S. 1976

J. ZIMMERMANN

"Etude expérimentale du Silicium type N en champ fort dans le domaine des ondes millimétriques"

Thèse de 3° cycle C.H.S. 1975

B. BOITTIAUX, Y. BECQUELIN, J.M. JENDRZEJCZAK, E. CONSTANT

"Sur un nouveau type de modulateur et limiteur hyperfréquences subnanoseconde"

Revue de Physique Appliquée, Oct. 1977 page 1663-1677

L.T.T. & C.H.S.

"Composants hyperfréquences à effet de volume silicium"

Rapports de contrats D.R.M.E. N° 70.34.662

73.34.502

75.34.292

B. BOITTIAUX, Y. BECQUELIN, G. FORTERRE, J. MARCOUX

Ultra High speed components for microwave modulators

EuMC COPENHAGUE 1977

BIBLIOGRAPHIE

[1] Y. BECQUELIN

*"Sur un nouveau type de modulateurs et limiteurs hyperfréquences
subnanosecondes"*

Thèse 3ème cycle LILLE (1977)

[2] R.V. GARVER

"Microwave diode control devices"

Artech House Inc (1976)

[3] H.A. WATSON

"Microwave semiconductor devices and their circuit applications"

Chap. 9-10, Mc Graw Hill (1969)

[4] CONTRAT D.G.R.S.T. 73.7.1373 (LILLE)

[5] CONTRAT D.R.M.E. 75.34.292 (L.T.T.)

[6] D.H. AUSTON

"Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon"

Appl. Phys. Lett. 26, pp 101 (1975)

[7] R. CASTAGNE, R. LAVAL, S. LAVAL

"Picosecond one wavelength optoelectronic gate"

Elect. Lett. 12 pp 436 (1976)

- [8] A. FOGGIATO, G.L. PEARSON
*"A high speed bulk semiconductor microwave switch utilizing
GaAs_{1-x}P_x mixed crystal"*
P.I.E.E. 60 N° 4 pp 456 (1972)
- [9] A. IMMORLICA, G.L. PEARSON
"Application of III.V. compounds to high speed microwave modulation"
I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. 22 N° 10 pp 829 (1975)
- [10] E. CONWELL
"High field transport in semiconductors"
Academic Press N.Y. (1967)
- [11] K. OKAMOTO, J. NISHIZAWA
"Measurements of hot carrier diffusion constant in semiconductors"
J. Appl. Phys 36 N° 12, pp 3716 (1963)
- [12] C. JACOBONI, C. CANALI, G. OTTAVIANI, A. ALBERIGI QUARANTA
"A review of some charge transport properties of silicon"
Sol. St. Elec. 20, pp 77 (1977)
- [13] P.A. HOUSTON, A.G.R. EVANS
"Electron drift velocity in n GaAs at high electric field"
Sol. St. Elect. 20 , pp 197 (1977)
- [14] M. KAWASHIMA, H. OHTA, S. KATAOKA
*"Measurements of the electron velocity/field characteristics of
Ga_xIn_{1-x}Sb by a microwave heating technique"*
Elect. Lett. 12 pp 71 (1976)

[15] W. FAWCETT, D.C. HERBERT

"High-field transport in Indium phosphide"

Elect. Lett. 9 N° 14, pp 309 (1973)

[16] J. ZIMMERMANN, Y. LEROY, E. CONSTANT

"Monte Carlo calculation of microwave and far-infrared hot carrier mobility in N-Si. Efficiency of millimeter transit-time oscillators"

J. Appl. Phys. 49, N° 6, pp 3378 (1978)

[17] T.J. MALONEY, J. FREY

"Transient and steady state electron transport properties of GaAs and InP"

J. Appl. Phys. 48, N° 2, 781 (1977)

[18] K.W. THIM

"Computer study of bulk GaAs devices with random one-dimensional doping fluctuations"

J. Appl. Phys. 39, pp 3897 (1968)

[19] M. SHUR

"Geometrical magnetoresistance and negative differential mobility in semiconductor devices"

Sol. State Elect. 20, pp 389 (1977)

[20] A.S. MIRCEA

"Contribution à l'instabilité fort signal et du bruit dans les dispositifs à transfert d'électrons"

Thèse Paris VI, 1976

[21] M. REISER

"Zweidimensionale Lösung der cristationären Halbleitertransportgleichungen für Feldeffekt-Transistoren"

Thèse ZÜRICH 1971

[22] M. REISER

"A two dimensional numerical F.E.T. model for D.C., A.C. and large signal analysis"

I.E.E.E. Trans. Elect. Dev. 20, N° 1 pp 35 (1973)

[23] J. WHILEY

"Mathematical method for digital computers"

(A. Robston, H.S. Wilf Ed) Chap. 10

[24] J. ZIMMERMANN, Y. LEROY, A. KASZYNSKI, B. CARNEZ

"Monte Carlo calculation of non steady state hot electron noise in very short channel n Si and n GaAs devices"

5ème conférence internationale sur le bruit dans les systèmes physiques
Bad Nauheim R.F.A. (1978) Springer Verlag Edit.

[25] B. KALLBACK

"Noise properties of the injection limited gunn diode"

Elect. Lett. 8, N° 12 pp 476 (1972)

[26] E. CONSTANT, B. CARNEZ

"Amplificateurs hyperfréquences à diodes gunn, avalanche et barritt"

Onde Electrique, 56, N° 8-9, pp 349 (1976)

[27] B. BOITTIAUX, Y. BECQUELIN, J.M. JENDRZEJCZAK, E. CONSTANT

"Sur un nouveau type de modulateur et limiteur hyperfréquence subnanoseconde"

Rev. Phys. Appl. 12, N° 10, pp 1663 (1977)

[28] B. BOITTIAUX, Y. BECQUELIN, G. FORTERRE, J. MARCOUX

"Ultra high speed components for microwave modulations"

7th Eu.M.C. Copenhagen (1977)

[29] J.M. JENDRZEJCZAK

"Limiteurs hyperfréquences ultra-rapides à l'état solide"

Thèse 3ème cycle, LILLE (1978)

[30] A. CARUZO, P. SPIRITO, G.F. VITALE

"Negative resistance induced by avalanche injection in bulk semiconductor"

I.E.E.E., Elect. Dev. 21, N° 9 pp 578 (1974)

[31] G.F. VITALE

"The effect of carrier accumulation at the cathode on the negative resistance induced by avalanche injection in bulk devices"

Sol. St. Elect. 18, pp 1123 (1975)

[32] R. VAN OVERSTRAETEN, H. DE MAN

"Measurements of the ionization rates in diffused silicon p-n functions"

Sol. St. Elect., 13, pp 583 (1970)

[33] J.A. RINGO, P.O. LAURITZEN

*"The integral for multiplication factor M with single
a equal ionization coefficients"*

I.E.E.E. Trans. Elect. Dev., 18, pp 78 (1971)

[34] E. GROUBERT, J. MICHEL, J.M. PERANSIN

"Rapport A.T.P. N° 2348, Dispositifs Electroniques"

(1978)

[35] B. BOITTIAUX, J.M. JENDRZEJCZAK, G. FORTERRE, J. MARCOUX

"A new type of microwave power limiter without spike leakage"

8th Eu.M.C., Paris (1978)

ERRATA

Page :	LIGNE	AU LIEU DE	LIRE
2	5 ^{ème} avant la fin	du produit ^{et} de la concen..	du produit de la concen..
28	relation (I.15)	$\Delta t < \min \left(\frac{x^2}{2D}, \frac{3D}{v^2} \right)$	$\Delta t < \min \left(\frac{\Delta x^2}{2D}, \frac{3D}{v^2} \right)$
38	3 ^{ème} avant la fin	avec la théorie des résul.	avec la théorie <u>les</u> résul
54	4 ^{ème} avant la fin	0.68 cm	0.68 <u>Ω</u> cm
76	12 ^{ème}	de transit est inférieur	de transit est <u>supérieur</u>
89	légende fig. 43	amplitude cête	amplitude <u>crête</u>
99	6 ^{ème} avant la fin	temps montée ...	temps <u>de</u> montée ...
126	relation (II.28)	$\frac{dJ_n}{dx} = \frac{dJ_p}{dx} = J_n + J_p$ (II.8)	$\frac{dJ_n}{dx} = -\frac{dJ_p}{dx} = \alpha J_n + \beta J_p$ (II.28)
135	relation (III.2)	$+ \left(\frac{b + Ba}{2Z_g (g^2 + (b + Ba)^2)} \right)^2$	$+ \left(\frac{b + Ba}{2Z_g (g^2 + (b + Ba)^2)} \right)^2$
164	tableau VII	150 N BC 08	150 N <u>380</u> BC 08
166	5 ^{ème}	50 et elle est ...	50 <u>Ω</u> et elle est

