

N° d'ordre : 1305

50376
1985
151

50376
1985
151

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

Docteur de 3ème Cycle

par

Jean-Luc NIERUCHALSKI



CONTRIBUTION A L'ETUDE DE COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS A AVALANCHE POUR UNE UTILISATION EN OSCILLATEUR DANS LA GAMME DES ONDES MILLIMETRIQUES

Soutenue le 29 novembre 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

E. CONSTANT, Président
D. LIPPENS, Rapporteur
G. ALLAN, Examineur
J. LACOMBE, Examineur
J.F. PALMIER, Examineur
P.A. ROLLAND, Examineur
G. SALMER, Examineur

A mes Parents,

Cette étude a été effectuée au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois dirigé par Monsieur le Professeur E. CONSTANT. Je suis très reconnaissant à Monsieur CONSTANT d'avoir accepté de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Je tiens à remercier Monsieur Didier LIPPENS, qui a assuré la direction de cette étude, pour son aide constante et efficace à la réalisation de ce travail et pour l'amitié qu'il m'a témoignée. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma sympathie.

Je remercie vivement Monsieur G. ALLAN du Laboratoire de Physique des Solides de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord pour sa collaboration à ce travail et sa présence à ce jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur J. LACOMBE de la Thomson CSF et Monsieur J.F. PALMIER du Centre National d'Etudes des Télécommunications de Bagnex, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail et pour leur participation à la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur P.A. ROLLAND pour les discussions que nous avons eues et les conseils avisés qu'il m'a prodigués.

Monsieur le Professeur G. SALMER me fait l'honneur de juger mes travaux. Je lui en suis vivement reconnaissant.

Je ne saurai oublier l'aimable collaboration du Personnel du Centre Interuniversitaire du Traitement de l'Information et plus particulièrement celle de Monsieur Y. TINEL dans la mise au point des programmes informatiques. Je les en remercie sincèrement.

Qu'il me soit permis d'associer à ces remerciements Mademoiselle M.R. FRISCOURT et Messieurs C. DALLE et M. PERNISEK pour leur aimable concours à la réalisation de cette étude, ainsi que Messieurs M. BEN JELLOUN, F. HELIODORE, F. PERRI et M. SCHORTGEN pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée.

Madame FARGUE a eu la tâche délicate d'assurer la dactylographie de ce manuscrit. Je lui en suis reconnaissant et la remercie pour sa patience et son amabilité.

J'exprime enfin ma reconnaissance à tous les membres du Laboratoire ainsi qu'à l'ensemble du Personnel Technique et Administratif, notamment Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré l'impression de ce manuscrit.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
 <u>Chapitre I</u> : "Choix des matériaux semi-conducteurs, des structures et des conditions de fonctionnement".	
Introduction.....	3
I. Rappel sur les propriétés générales des diodes à injection par avalanche et temps de transit.....	4
I.1. Principe de fonctionnement.....	4
I.2. Structures.....	6
I.2.1. Les homojonctions.....	6
I.2.1.1. Les structures à profil de dopage uniforme.....	6
I.2.1.2. Les structures à profil de dopage différencié.....	7
I.2.2. Les hétérostructures.....	7
 II. Etude analytique préliminaire de l'impédance des diodes millimétriques.....	
II.1. Caractérisation du phénomène d'avalanche.....	9
II.1.1. Equation de dispersion.....	11
II.1.2. Impédance de la zone d'avalanche.....	13
* Application à la détermination de l'impédance d'avalanche à l'aide du modèle numérique.....	13
* Remarque.....	14
II.2. Caractérisation du phénomène de transit.....	15
II.2.1. Conductivité d'injection.....	15
II.2.2. Impédance de la zone de transit.....	17
* Application à la détermination d'une impédance de transit à l'aide du modèle numérique.....	18
II.3. Impédance petit signal totale.....	19

III. Résultats en gamme d'ondes millimétriques.....	20
III.1. Influence de la zone d'avalanche.....	20
III.2. Influence de la dérivée du coefficient d'ionisation.....	21
III.3. Influence de la densité de courant de polarisation.....	22
III.4. Choix des structures. Conditions de fonctionnement.....	23
Conclusion.....	25
Bibliographie chapitre I.....	26

Chapitre II : "Modèle numérique utilisé. Application du modèle à l'étude de fluctuations en régime statique".

Introduction.....	28
I. Modèle microscopique du fonctionnement des diodes IMPATT.....	29
I.1. Equations fondamentales permettant la description du transport et de l'ionisation par choc dans les semi-conducteurs.....	30
I.1.1. Description des phénomènes de dérive et de diffusion.....	30
* Dérive et diffusion.....	30
* Détermination de l'énergie.....	31
I.1.2. Choix d'un pas sur le temps.....	32
I.1.3. Description des phénomènes d'ionisation.....	33
* Remarque.....	33
I.2. Traitement numérique dans une optique de simulation composant...	34
I.2.1. Définition des structures.....	34
I.2.2. Conditions de fonctionnement.....	35
I.2.3. Conditions aux limites.....	36
I.3. Traitement des résultats.....	36
I.3.1. Détermination des courants.....	36
I.3.2. Répartitions spatiales et réaction de charge d'espace.....	38
I.3.3. Lissage des grandeurs spatiales et temporelles.....	39
I.4. Contact ohmique.....	39
I.5. Validité des procédures numériques utilisées. Vérification de la continuité des courants.....	40

II. Application du modèle à l'étude de fluctuations en régime statique....	41
II.1. Mise en évidence d'oscillations de plasma.....	41
II.1.1. Analyse des fluctuations à l'aide des fonctions d'auto-corrélation.....	43
II.1.2. Analyse des fluctuations à l'aide des fonctions d'inter-corrélation.....	44
II.2. Interprétation des résultats à l'aide de la théorie de TODA.....	45
Conclusion.....	48
Bibliographie chapitre II.....	49

Chapitre III : "Application du modèle à la recherche de structure de diodes DDR en vue d'un fonctionnement en gamme millimétrique".

Introduction.....	53
I. Diodes au silicium.....	54
I.1. Propriétés dynamiques en régime grand signal de structures à double zone de transit.....	54
I.1.1. Les mécanismes de fonctionnement.....	54
I.1.2. Performances intrinsèques.....	56
I.1.3. Contraintes technologiques.....	56
I.1.3.1. Pertes série.....	56
I.1.3.2. Résistances thermiques.....	58
I.2. Etude fréquentielle des diodes en silicium DDR.....	58
I.3. Fonctionnement de diodes PIN en silicium en régime DAR (double avalanche région).....	60
I.4. Comparaison avec un modèle macroscopique.....	61
II. Diodes réalisées en matériau III-V.....	62
II.1. Diodes à l'arséniure de gallium.....	62
II.1.1. Mécanisme de fonctionnement des structures double drift à profil de dopage différencié (diodes Read).....	62
II.1.2. Performances intrinsèques (GaAs).....	63
II.1.3. Comparaison théorie-expérience.....	64

II.2. Diodes au phosphore d'indium.....	65
II.2.1. Mécanismes de fonctionnement dans les structures différenciées.....	65
II.2.1.1. Augmentation de la vitesse de transit pour un matériau à transfert électronique.....	65
II.2.1.2. Rendement de conversion à fort taux de modulation.....	66
II.2.2. Performances intrinsèques (InP).....	66
III. Comparaison des résultats obtenus par l'utilisation des différents matériaux.....	66
* Vitesses de saturation.....	67
* Coefficients d'ionisation.....	67
* Dérivées du coefficient d'ionisation.....	68
* Phénomènes non stationnaires.....	69
Conclusion.....	71
Bibliographie chapitre III.....	72

Chapitre IV : "Ionisation par choc dans les hétérostructures multicouches".

Introduction.....	77
I. Structures à hétérojonctions multicouches GaAs/AlGaAs.....	78
I.1. Introduction.....	78
I.2. Structures.....	79
I.3. Procédure de simulation.....	80
I.4. Résultats.....	81
I.4.1. Régime statique.....	81
I.4.2. Régime dynamique.....	83
II. Ionisation par choc dans l'espace réciproque.....	84
II.1 Structure de bande aux énergies élevées.....	85
II.2. Taux d'interactions avec phonons. Collisions ionisantes.....	88

II.2.1. Interactions avec phonons.....	88
II.2.2. Interactions ionisantes.....	88
II.2.3. Collision ionisante : interaction nécessaire au-dessus de 100 KV/cm.....	90
Conclusion.....	92
Bibliographie chapitre IV.....	93
Conclusion générale.....	96

Annexe I

Annexe II.

I N T R O D U C T I O N

Les possibilités d'applications aux ondes millimétriques, voire submillimétriques, requièrent de disposer de sources de puissance à l'état solide. Parmi les solutions avancées, les composants faisant intervenir dans leur fonctionnement un processus d'émission de paires électrons-trous par ionisation par choc suivi d'un mécanisme de transit (diodes IMPATT) se sont imposés.

Or, le fonctionnement de ces composants aux fréquences très élevées, supérieures à 100 GHz est complexe. D'une part, il s'agit d'un composant bipolaire. D'autre part, le phénomène de multiplication des porteurs étant cumulatif il s'en suit des excursions des grandeurs électriques qui peuvent être importantes.

Par ailleurs, l'augmentation des fréquences d'utilisation des composants conduit à des déséquilibres entre l'action du champ électrique appliqué et les interactions que les porteurs subissent dans le réseau cristallin. Dans ce cas, le transport comme la création des porteurs dans le semi-conducteur sont non stationnaires.

Il en ressort que toute étude théorique du fonctionnement des composants à avalanche en vue d'une utilisation en oscillateur en très hautes fréquences n'est souvent possible qu'à l'aide de techniques numériques, tenant compte en particulier des effets non stationnaires.

Dans ce travail nous nous proposons de préciser les propriétés dynamiques de composants à avalanche et temps de transit en gamme d'ondes millimétriques. Pour se faire, nous utilisons un modèle de simulation particulière du fonctionnement des dispositifs avec pour objectifs principaux de caractériser les phénomènes physiques fondamentaux et de déterminer les impédances et les rendements.

Quatre axes d'études sont abordés :

Dans un premier chapitre nous nous efforçons de dégager les critères quant aux caractéristiques des matériaux, des structures et des conditions de fonctionnement des composants sur la base du calcul analytique de leurs impédances petit signal ;

Le second chapitre est consacré dans sa majeure partie à la description des procédures numériques de simulation. Nous complétons cette présentation de l'outil théorique en montrant comment les méthodes ainsi définies peuvent être appliquées à l'étude des oscillations de plasma électrons-trous ;

Dans le troisième chapitre, nous nous attachons à définir les structures hauts rendements à double zone de transit en silicium, arséniure de gallium et phosphore d'indium au niveau des fenêtres atmosphériques 94, 140 et 220 GHz ;

Enfin, dans un dernier chapitre, nous présentons les études, relatives à l'ionisation par choc dans les hétérostructures multicouches, que nous avons été amenés à réaliser.

INTRODUCTION

Après avoir brièvement rappelé le principe de fonctionnement des dispositifs à avalanche et temps de transit ainsi que les principales structures existantes, nous essayons de mettre en évidence quelques critères simples dans le choix des matériaux, des structures et des conditions de fonctionnement dans les gammes d'ondes millimétriques.

Cette étude préliminaire est basée sur le modèle analytique de MISAWA, étendu au cas des structures qui peuvent être considérées comme la superposition d'une zone d'avalanche et de transit. Nous précisons les contributions respectives des phénomènes de multiplication et de transit au niveau de la résistance différentielle négative en insistant sur les comportements asymptotiques.

Nous terminons ce chapitre par l'exposé des différents types de composants retenus et par une discussion sur la validité du modèle ainsi utilisé.

I. RAPPEL SUR LES PROPRIETES GENERALES DES DIODES A INJECTION PAR AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT

I.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Le principe des oscillateurs à l'état solide, fonctionnant en gamme d'ondes millimétriques notamment, est basé dans la plupart des applications sur l'utilisation de dipôles présentant une impédance dont la partie réelle est négative.

La diode IMPATT (Impact ionization avalanche and transit time) est l'un des composants les plus utilisés dans les applications nécessitant l'émission d'une puissance hyperfréquence importante [1].

L'obtention de résistance négative dans ce composant repose sur deux phénomènes physiques [2].

Le premier phénomène est le mécanisme d'ionisation par choc observé dans la plupart des matériaux semi-conducteurs pour des champs électriques élevés typiquement supérieurs à 100 KV/cm. Pour de telles valeurs de champ électrique, les porteurs peuvent acquérir une énergie égale ou supérieure à l'énergie d'ionisation en première approximation une fois et demi la différence d'énergie minimale entre la bande de conduction et de valence. Ce gain d'énergie leur permet lors d'une collision avec le réseau cristallin de créer une paire électron-trou. Ce phénomène est cumulatif. Il donne lieu au mécanisme d'avalanche.

On caractérise macroscopiquement le processus d'ionisation par choc par les coefficients d'ionisation que nous noterons α et β , respectivement pour les électrons et les trous.

Ces coefficients représentent le nombre moyen de collisions ionisantes provoquées par un porteur par unité de longueur. La détermination expérimentale de ces coefficients d'ionisation met en évidence une dépendance exponentielle en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué au matériau. L'ionisation est donc un phénomène extrêmement non linéaire en fonction du champ électrique.

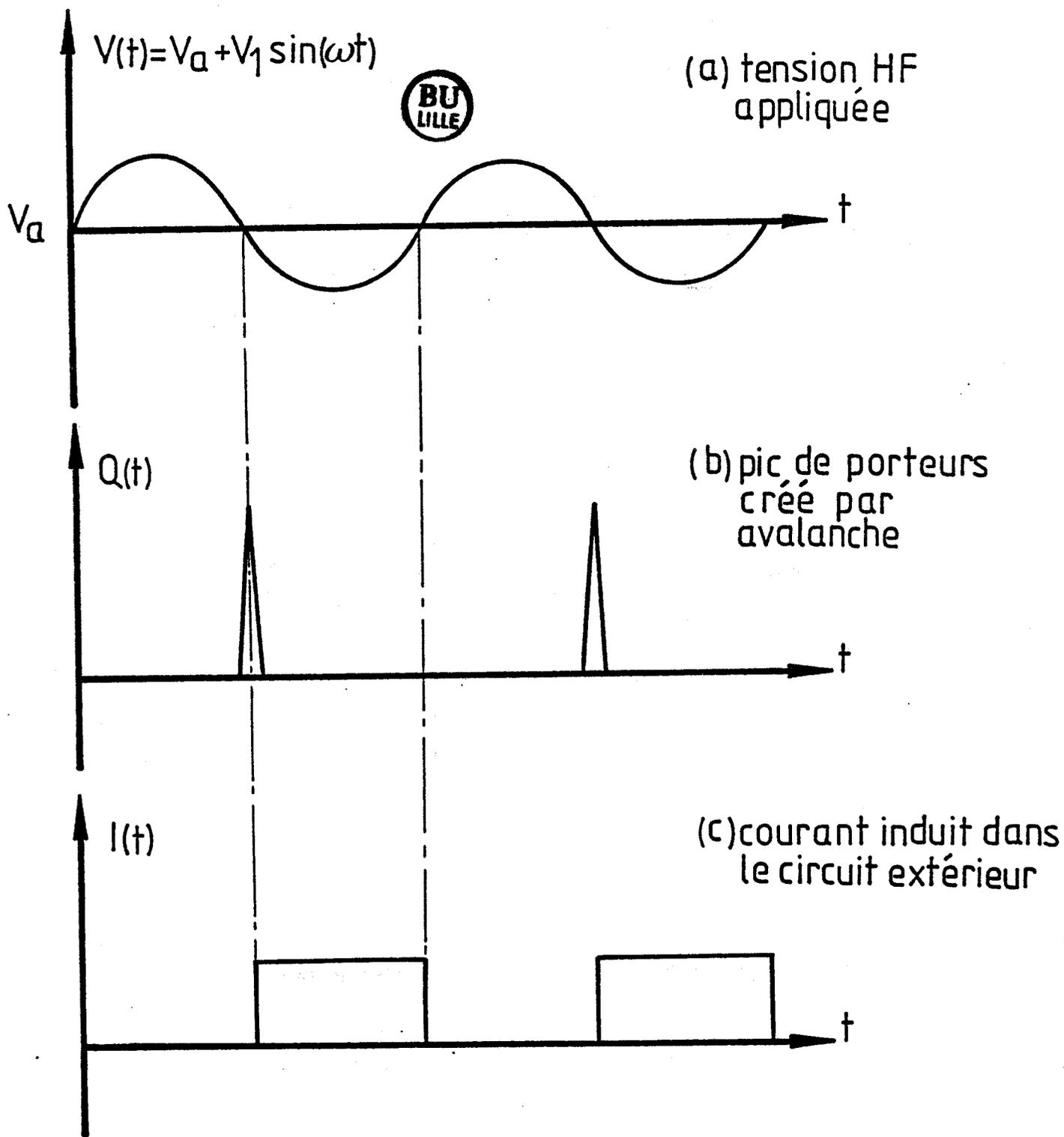


Figure 1 : Formes de tension et de courant dans une diode IMPATT idéale.

Il en résulte en première analyse deux propriétés essentielles :

En premier lieu il apparaît possible dans le cas d'un semiconducteur à champ électrique inhomogène spatialement, de définir les zones pour lesquelles le phénomène d'ionisation par choc est important. Ces zones qui correspondent aux régions où les valeurs de champ électrique sont les plus élevées, sont appelées zones d'avalanche. Par opposition, les zones du semiconducteur pour lesquelles les porteurs transitent sous l'action du champ électrique sans multiplication sont appelées zones de transit.

En second lieu, une variation temporelle des valeurs de champ électrique met en évidence une valeur critique de champ pour laquelle le mécanisme de multiplication des porteurs est auto-entretenu. La tension correspondante est appelée tension d'avalanche. Nous la noterons V_a . Une excursion de tension même faible autour de V_a permet d'initialiser ou de "stopper" le processus de création de porteurs en excès.

Pratiquement, les valeurs très élevées de champ électrique, de l'ordre de 500 KV/cm, nécessaires à l'obtention du mécanisme d'ionisation par choc, peuvent être obtenues en polarisant en inverse à la tension d'avalanche une jonction PN.

La zone quasi-désertée qui se crée, constitue la zone active du composant. Supposons que l'on superpose à la tension d'avalanche V_a une tension sinusoïdale. Soit la tension totale : $V(t) = V_a + V_1 \sin \omega t$. (Fig. 1a). Durant l'alternance positive, on observe de très nombreuses créations de paires électrons-trous. Cette génération de porteurs est limitée au sein de la région de charge d'espace à la zone d'avalanche. Cet accroissement du nombre de porteurs libres se poursuit tant que la condition $V(t) > V_a$ est remplie, donnant naissance à l'existence d'un paquet de porteurs situé dans les zones à champs élevés, pratiquement près de la jonction PN. En première analyse, les variations temporelles du courant de porteurs créés par avalanche peuvent être comparées à un pic de dirac déphasé de $\pi/2$ par rapport à la tension (Fig. 1b).

Durant l'alternance négative, les créations de porteurs en excès cessent. Sous l'action du champ électrique, le paquet d'électrons précédemment créé est injecté dans la zone de transit puis est collecté par la zone

HOMOJUNCTIONS

profils plats

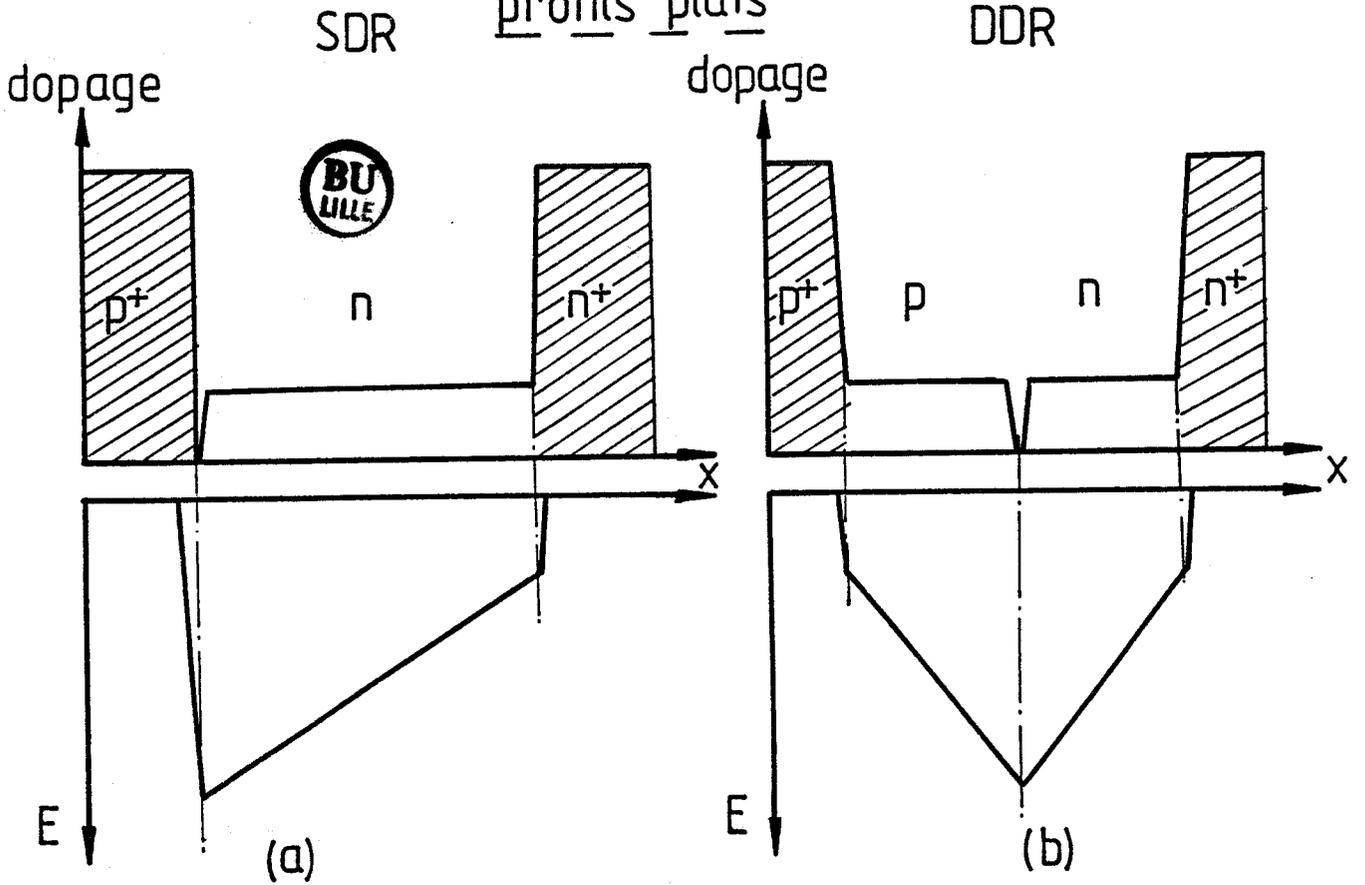


Figure 2

profils différenciés

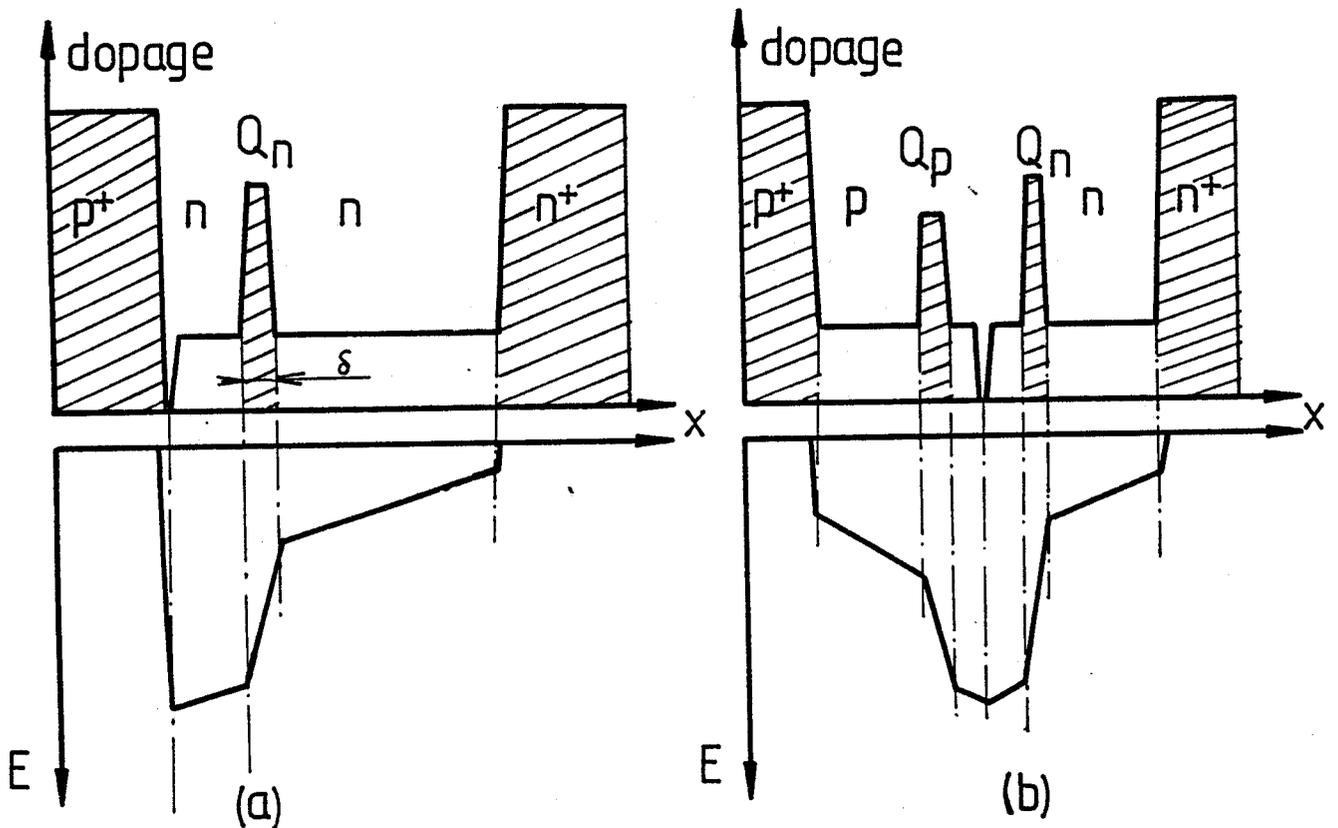


Figure 3

fortement dopée N^+ . Ce phénomène de transit du paquet de porteurs constitue le second phénomène physique qui permet d'obtenir une résistance négative.

Le théorème de Ramo et Shockley traduit l'expression du courant obtenu dans le circuit extérieur [2]. Si l'on suppose dans ce cas très simple, que le paquet de porteurs créé par avalanche est extrêmement localisé, soit idéalement un plan de densité de charges Q , les variations temporelles du courant induit prennent l'allure d'un signal rectangulaire de courant (Fig. 1c). Ce courant s'initialise au moment de l'injection des porteurs dans la zone de transit et s'annule pour un temps, correspondant à la collection des électrons par la zone N^+ .

Le conjugaison de ces deux phénomènes permet d'obtenir un déphasage total entre le courant induit et la tension hyperfréquence supérieur à $\Pi/2$ et ainsi de donner lieu à l'existence d'une résistance différentielle négative.

I.2. STRUCTURES

Les principales structures existantes sont essentiellement de deux types : les homojonctions et les hétérojonctions.

I.2.1. Les homojonctions

I.2.1.1. Les structures à profil de dopage uniforme :

Ces composants sont du type P^+NN^+ où la zone N est dopée uniformément. La carte de champ électrique correspondante a une allure triangulaire (Fig. 2a).

Dans ce type de structure notée SDR (single drift region) seul le transit des électrons intervient. Dans le cas où l'on désire faire intervenir également le transit des trous, créés par avalanche, on utilise des composants du type P^+PNN^+ . La carte de champ électrique obtenue par ces structures à double zone de transit ou DDR (double drift region) [3] est schématisée figure 2b.



HÉTÉROSTRUCTURES

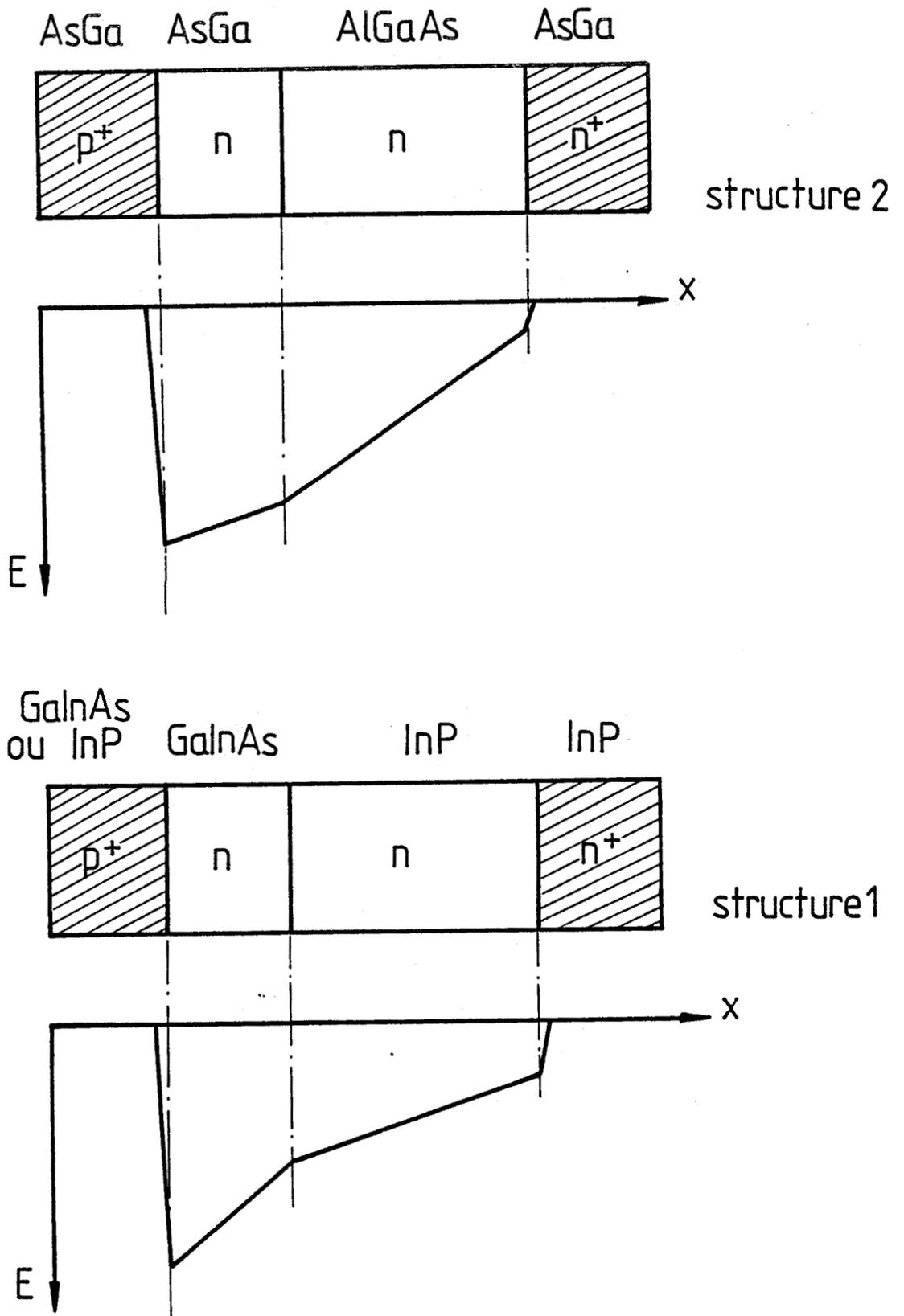


Figure 4

I.2.1.2. Les structures à profil de dopage différencié

Ces structures ont été introduites afin de localiser précisément la zone d'avalanche. Les profils de dopage les plus utilisés sont du type $P^+NN^+NN^+$. L'implantation d'un plan de dopage de type N^+ au sein de la zone N permet de "sculpter" la carte de champ électrique. Un profil type est donné figure 3a. On définit la charge intégrée Q_N dans le pic de concentration en impuretés de type N. Dans l'exemple schématisé de la figure 3a, $Q_N = N_D \cdot \delta$.

Sur la figure 3b, nous avons représenté le profil de dopage et la carte de champ électrique d'une diode à double zone de transit à profil différencié.

I.2.2. Les hétérostructures

Les progrès réalisés dans l'élaboration d'hétérostructures permettent à présent d'imaginer des composants à avalanche et temps de transit constitués de matériaux semiconducteurs différents. Si l'on fait abstraction des difficultés de réalisation technologique, il est certain que les avantages potentiels des hétérostructures sont multiples. Il est en effet possible, par un choix judicieux des matériaux, d'optimiser les grandeurs physiques intervenant dans le mécanisme de création de porteurs par avalanche, telles que les coefficients d'ionisation, et dans le phénomène de transit, telles que les vitesses limites.

Sur la figure 4, nous avons schématisé deux exemples de structures les plus étudiées actuellement [4, 5].

La première structure est réalisée à partir d'une épitaxie GaInAs/InP. La zone d'avalanche est ici restreinte au matériau GaInAs. Ce matériau présente en effet une très faible largeur de bande interdite comparativement à l'InP. La zone de transit est obtenue à partir du matériau InP qui présente l'avantage d'une vitesse de saturation élevée.

La deuxième structure est constituée d'une épitaxie GaAs-GaAlAs. La définition d'une telle structure est basée sur les mêmes critères

que dans l'exemple précédent. Dans ce cas, cependant, il est possible de modifier les propriétés de création et de transit des porteurs en faisant varier la concentration en aluminium. D'autres exemples faisant appel aux épitaxies multicouches seront proposés dans le chapitre IV.

II. ETUDE ANALYTIQUE PRELIMINAIRE DE L'IMPEDANCE DES DIODES MILLIMETRIQUES

Si dans son principe, le fonctionnement des diodes IMPATT est assez simple, de nombreuses études réalisées principalement aux fréquences centimétriques [6, 7] ont montré que la réalité est souvent beaucoup plus complexe.

De nombreux phénomènes, omis volontairement dans l'analyse présentée au paragraphe I.1.1., vont jouer un rôle important au niveau des performances. Ainsi, il s'avère nécessaire d'étudier beaucoup plus finement les mécanismes physiques mis en jeu, notamment aux longueurs d'ondes millimétriques. Dans ce contexte, les modélisations numériques, auxquelles nous allons faire largement appel au cours de ce travail, vont se révéler être indispensables.

Cependant, si les méthodes numériques sont sans nul doute un outil d'analyse extrêmement puissant, l'interprétation des résultats est souvent difficile en raison de la complexité des phénomènes mis en jeu. C'est pourquoi, avant d'aborder le chapitre II, nous proposons à présent, une étude analytique préliminaire de l'impédance des diodes millimétriques basée sur la théorie de MISAWA. Quelques critères simples quant aux choix des matériaux, des structures et des conditions de fonctionnement vont en découler.

Dans son modèle original [8], MISAWA a montré la façon de déterminer la valeur de l'impédance d'une zone uniformément en avalanche. L'adaptation de ce modèle à notre étude demande donc de considérer que les structures à avalanche, précédemment décrites, peuvent être assimilées comme la succession de zones d'avalanche et de transit (dans ce dernier cas les coefficients d'ionisation sont nuls), pour lesquelles le champ électrique est uniforme spatialement (Fig. 5). Si cette distinction s'avère aisée en ce qui concerne les diodes à profil différencié et les hétérostructures à

zone d'avalanche de transit

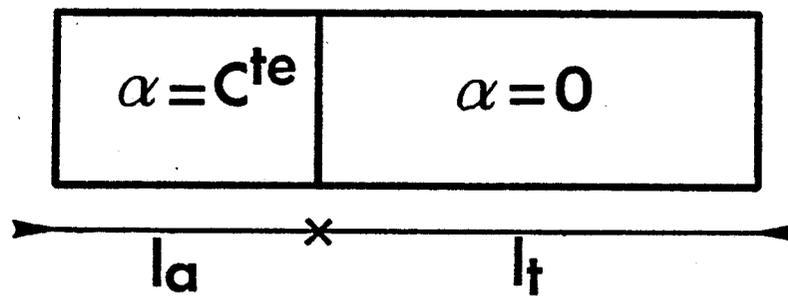


Figure 5 : Scission de la zone active du composant en une zone d'avalanche et une zone de transit.

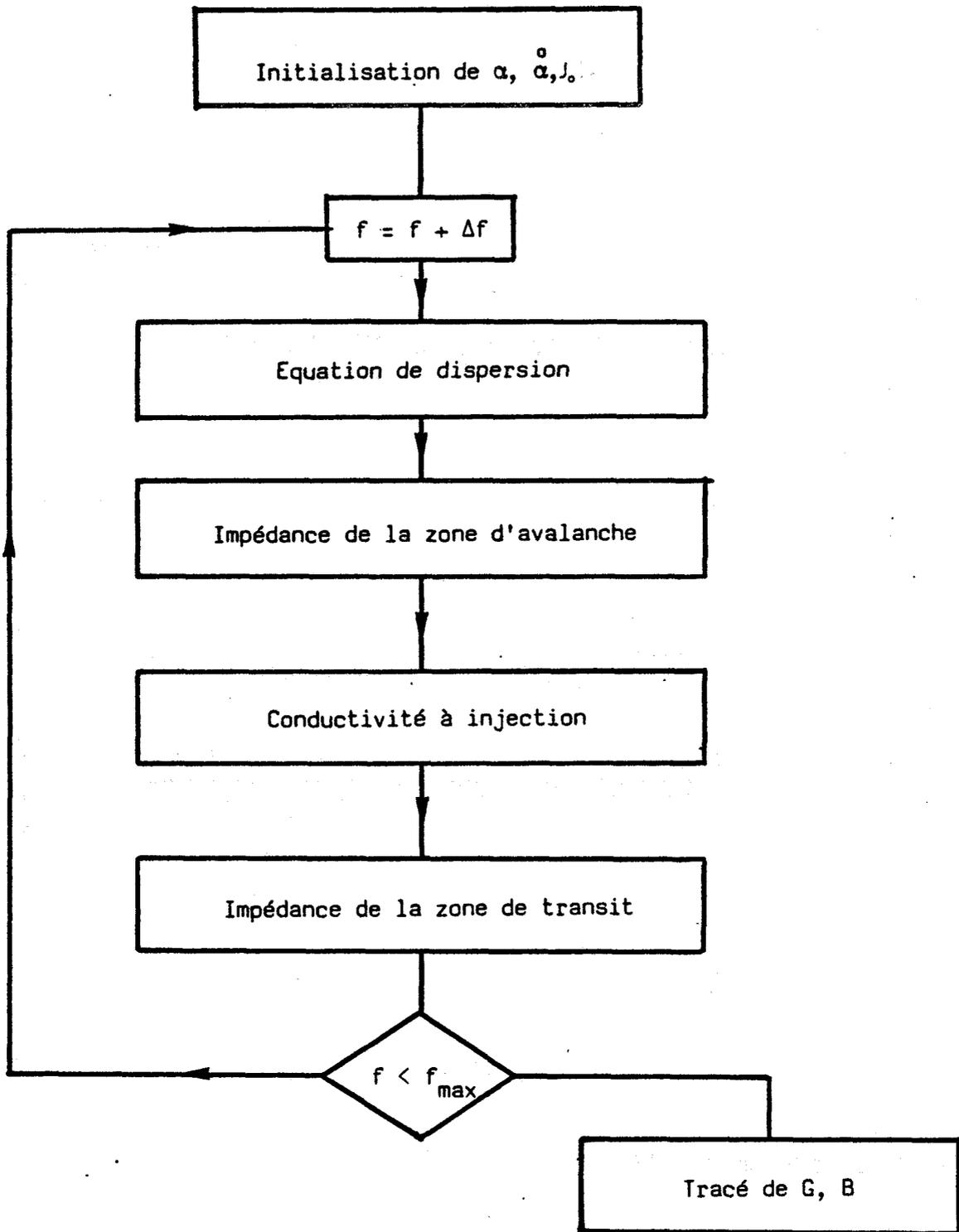


Figure 6 : Organigramme du calcul de l'impédance petit signal des diodes millimétriques (théorie MISAWA).

faible niveau de dopage, il n'en est pas de même pour les jonctions abruptes. C'est pourquoi dans ce type de structures nous définissons un champ électrique équivalent. L'introduction du profil réel de champ électrique interdisant une approche analytique du problème.

De plus nous supposons :

- que la tension hyperfréquence existante aux bornes du composant est de faible amplitude comparée à la tension d'avalanche. Il s'agit donc d'une théorie petit signal ;

- que les coefficients d'ionisation, ainsi que les vitesses limites supposées atteintes en tout point du composant, sont égaux ;

- que le courant de diffusion est négligeable.

L'organigramme du calcul de l'impédance présentée par les structures ainsi idéalisées est donné figure 6.

Ce calcul demande au préalable la résolution de l'équation de dispersion des ondes de champ électrique et de porteurs, qui constituent les solutions aux équations de l'électrocinétique, appliquées à la zone d'avalanche. On détermine alors successivement les impédances des zones d'avalanche et de transit. Les conditions de passage entre ces deux zones sont obtenues à l'aide de la conductivité d'injection qui décrit les variations temporelles du courant de porteurs, initialement créés par avalanche, et qui sont injectés dans la zone de transit. L'impédance totale est obtenue en sommant les impédances des deux zones.

Considérons plus en détail ces différentes étapes de calcul.

II.1. CARACTERISATION DU PHENOMENE D'AVALANCHE

Compte-tenu des hypothèses faites précédemment, les équations classiques de l'électrocinétique s'écrivent :

$$(1) \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (p-n+N_d-N_a)$$

$$(2) \frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} + \alpha(n+p)v$$

$$(3) \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} + \alpha(n+p)v$$

$$(4) J_n = -qnv$$

$$(5) J_p = -qpv$$

Le champ électrique E est dirigé dans le sens des x négatifs (voir développements mathématiques en annexe I).

Dans ces expressions :

- α désigne le coefficient d'ionisation moyen des électrons et des trous (cm^{-1}) ;
- p et n sont respectivement les densités de trous et d'électrons ;
- J_p et J_n les densités de courants associées (A/cm^2) ;
- v la vitesse limite des porteurs (cm/s) ;
- N_D et N_A les taux de concentration en impuretés (cm^{-3}) ;
- ϵ la permittivité du matériau (Farad/cm) ;
- q la charge élémentaire ($1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb).

En posant d'autre part, que toute grandeur électrique G dépendante du temps peut se mettre sous la forme $G_0 + G e^{j\omega t}$ et en ne retenant que les termes du premier ordre dans la composante alternative, le système d'équations initial se réécrit :

$$(7) \frac{d\vec{E}}{dx} = \frac{1}{v\epsilon} (\vec{J}_n - \vec{J}_p)$$

$$(8) \frac{d\tilde{J}_n}{dx} = \tilde{\alpha} \tilde{E} J_0 + \tilde{J}_n \left(\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) + \alpha \tilde{J}_p$$

$$(9) \frac{d\tilde{J}_p}{dx} = -\tilde{\alpha} \tilde{E} - \alpha \tilde{J}_n - \left(\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) \tilde{J}_p$$

Dans ces expressions, les grandeurs surmontées d'un tilde désignent les composantes petit signal. $\tilde{\alpha}$ est la dérivée moyenne du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique.

J_0 correspond à la densité de courant de polarisation. En outre, l'équation de conservation des courants s'écrit pour sa composante petit signal :

$$(10) \tilde{J} = \tilde{J}_n + \tilde{J}_p + j\omega \epsilon \tilde{E} = \text{cte}$$

avec J composante alternative du courant total.

MISAWA a montré que les solutions de ce système sont données par :

$$(11) \tilde{E}(x) = C_1 \exp^{jkx} + C_2 \exp^{-jkx} + \frac{2\alpha - j \frac{\omega}{v}}{v \epsilon k^2} J$$

$$(12) \tilde{J}_n(x) = \frac{j}{2} \epsilon v \left(k - \frac{\omega}{v} \right) C_1 \exp^{jkx} - \frac{j}{2} \epsilon v \left(k + \frac{\omega}{v} \right) C_2 \exp^{-jkx} - \frac{\tilde{\alpha} J_0 J}{v \epsilon k^2}$$

$$(13) \tilde{J}_p(x) = -\frac{j}{2} \epsilon v \left(k + \frac{\omega}{v} \right) C_1 \exp^{jkx} + \frac{j}{2} \epsilon v \left(k - \frac{\omega}{v} \right) C_2 \exp^{-jkx} - \frac{\tilde{\alpha} J_0 J}{v \epsilon k^2}$$

où C_1 et C_2 sont des constantes d'intégration déterminées par les conditions aux limites (voir annexe I). k représente le vecteur d'onde. Il est déterminé par la résolution de l'équation de dispersion.

II.1.1. Equation de dispersion

L'équation de dispersion est obtenue en dérivant (11) une seconde

fois par rapport à x . On trouve une équation différentielle du second ordre de type Helmotz, soit :

$$(14) \quad \frac{d^2 \bar{E}}{dx^2} - \left(\frac{2\dot{\alpha} J_0}{v\epsilon} - \frac{\omega^2}{v^2} - 2j \frac{\omega \alpha}{v} \right) \bar{E} = \frac{j}{v\epsilon} (2\alpha - \frac{j\omega}{v})$$

$$(14 \text{ bis}) \quad \frac{d^2 \bar{E}}{dx^2} + k^2 \bar{E} = \frac{j}{v\epsilon} (2\alpha - \frac{j\omega}{v})$$

où l'équation de dispersion est donnée par :

$$(15) \quad k^2 + \frac{2\dot{\alpha} J_0}{v\epsilon} - \frac{\omega^2}{v^2} - 2j \frac{\omega \alpha}{v} = 0$$

ou si l'on pose $\omega_c^2 = \frac{2\dot{\alpha} J_0 v}{\epsilon}$

$$(16) \quad (\omega_c : \text{pulsation critique}).$$

$$k^2 + \frac{\omega_c^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{v^2} - 2j \frac{\omega \alpha}{v} = 0$$

$$\text{soit } k = k_r + jk_i = \frac{1}{v} \sqrt{\omega^2 - \frac{2\dot{\alpha} J_0 v}{\epsilon} + 2j v \alpha \omega}$$

Les courants de porteurs et le champ électrique obtenus sont chacun formés de deux ondes qui se propagent dans la direction des x positifs et négatifs [9]. Du fait de la relation obtenue en $\exp^{\pm jkx}$, la partie réelle du vecteur d'onde correspond à une constante de phase et la partie imaginaire à une constante d'amplification ou d'atténuation.

Dans l'équation de dispersion, deux termes jouent un rôle important outre la pulsation ω . Il s'agit de la densité de courant de polarisation " J_0 " et de la longueur de la zone d'avalanche " l_a ". En effet, la longueur de la zone d'avalanche " l_a " fixe les valeurs du coefficient d'ionisation (pour la condition d'avalanche $\alpha \cdot l_a = 1$) et de sa dérivée par rapport au champ électrique $\dot{\alpha}$.

Nous avons mis en évidence l'influence de ces différents facteurs sur l'évolution fréquentielle des parties réelles et imaginaires du vecteur d'onde, figures 7 et 8. La figure 7 traduit les effets de l'augmentation en courant. On note que plus la densité de courant est forte, plus la constante d'amplification k_i est importante, quoique pour des fréquences élevées k_i tende à converger vers une même valeur. La figure 8 montre l'influence de la décroissance de la longueur d'avalanche " l_a ". On remarque d'après cette figure, que la valeur de la constante d'amplification tend à croître pour des longueurs d'avalanche faibles. Cependant, il faut tempérer les conséquences de ce résultat au vu du produit " kl ", qui intervient effectivement dans les relations en $E(x)$, $J_n(x)$ et $J_p(x)$ (formules 11, 12 et 13) et qui tend à rester constant pour une même fréquence quelle que soit " l_a ". Néanmoins, pour une longueur d'avalanche " l_a " inférieure ou égale à $0,2 \mu m$, on constate pour des fréquences croissantes, une augmentation de la constante d'amplification.

Il s'avère donc qu'une forte densité de courant de polarisation et, dans une moindre mesure, une diminution de la zone d'avalanche aient pour conséquence d'exalter les effets d'amplification.

II.1.2. Impédance de la zone d'avalanche

Le calcul de l'impédance présentée pour la zone d'avalanche est obtenue par la détermination préalable de la tension, dans la zone d'avalanche, par intégration du champ électrique [10].

Nous avons :

$$(17) \quad Z_A = \frac{1}{\epsilon k^2 v^2} \left\{ (2\alpha v - j\omega) l_a + \frac{2\omega_p^2}{k} \frac{(\omega + kv)e^{jkl_a} + (\omega - kv)e^{-jkl_a} - 2\omega}{(\omega + kv)^2 e^{jkl_a} - (\omega - kv)^2 e^{-jkl_a}} \right\}$$

avec $\omega_p^2 = \frac{2\alpha J_0 v}{\epsilon}$

* Application à la détermination d'une impédance d'avalanche à l'aide du modèle numérique

Nous avons donné figures 9 et 10 les allures fréquentielles

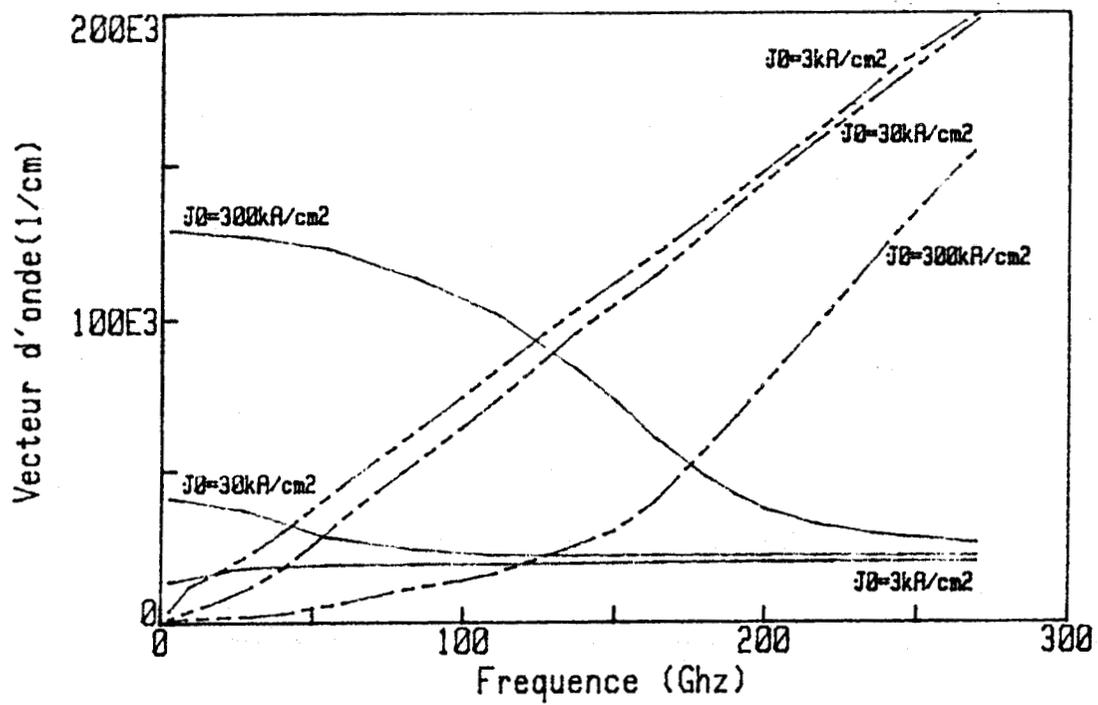


Figure 7

Influence de la densité de courant sur la caractéristique de dispersion

partie réelle du vecteur d'onde ————
 partie imaginaire du vecteur d'onde ————

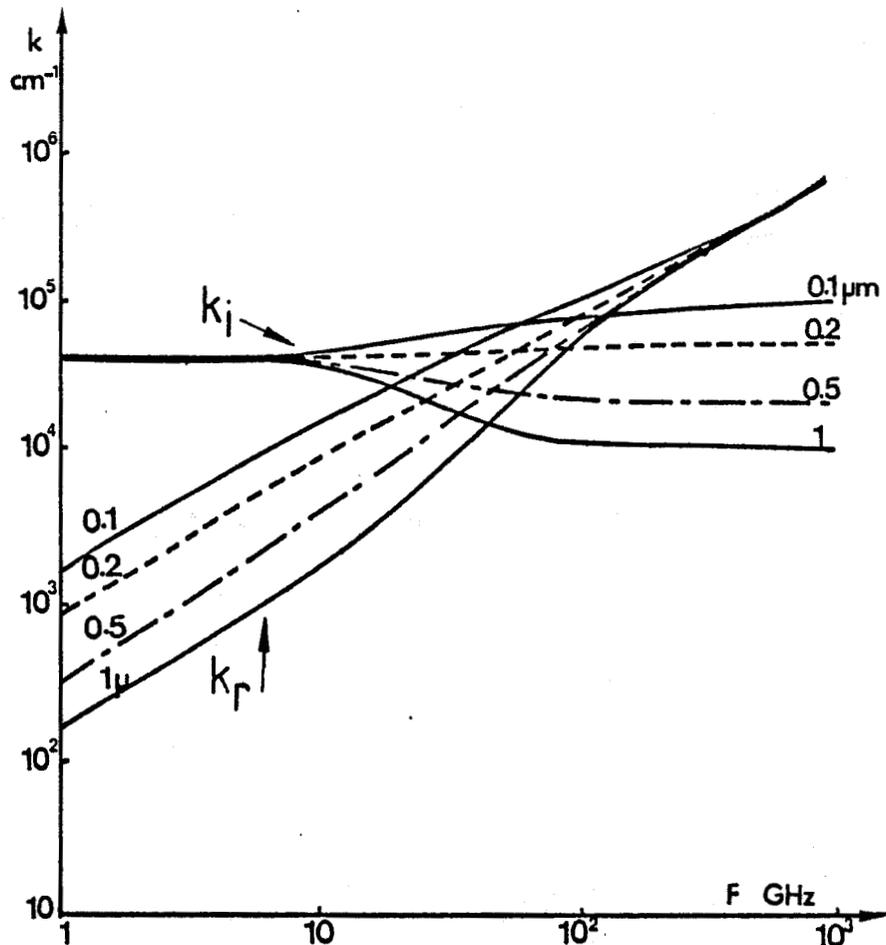
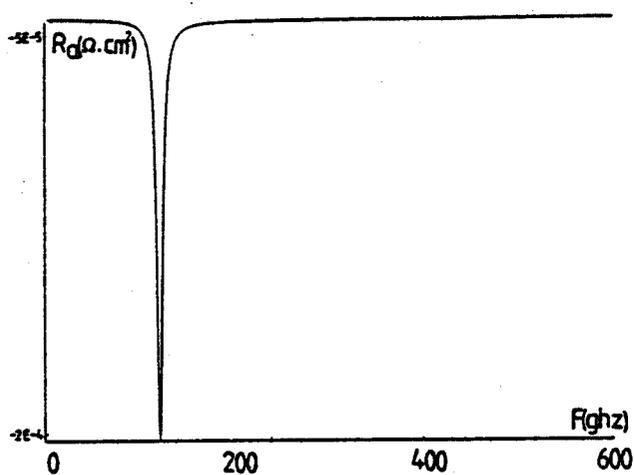
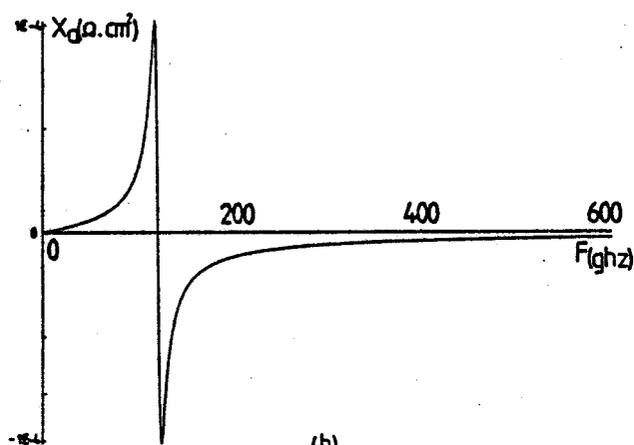
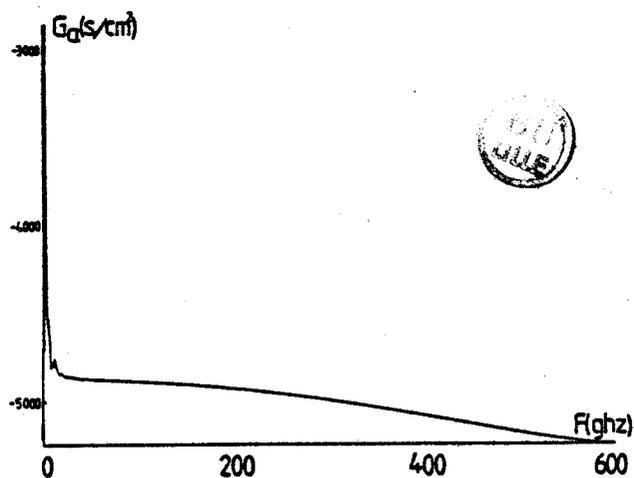


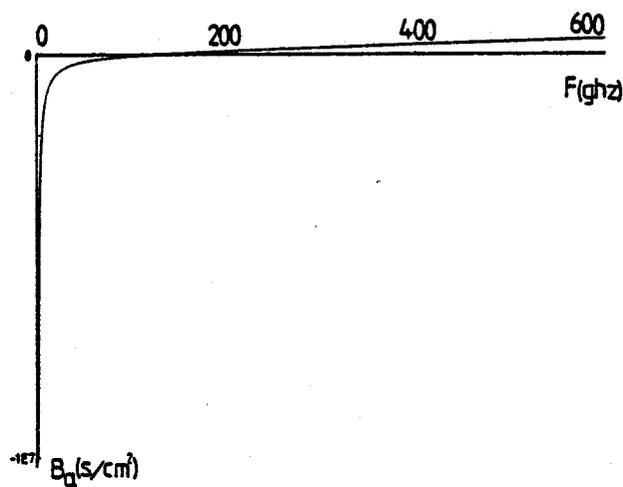
Figure 8 Influence de la décroissance de la longueur d'avalanche sur la caractéristique de dispersion



(a)



(b)



Figures 9 et 10 : Evolutions fréquentielles de l'impédance et de l'admittance présentées par une diode uniformément en avalanche (Diode S_i ; $l = l_a = 0,1 \mu\text{m}$; $J_0 = 100 \text{ KA/cm}^2$).

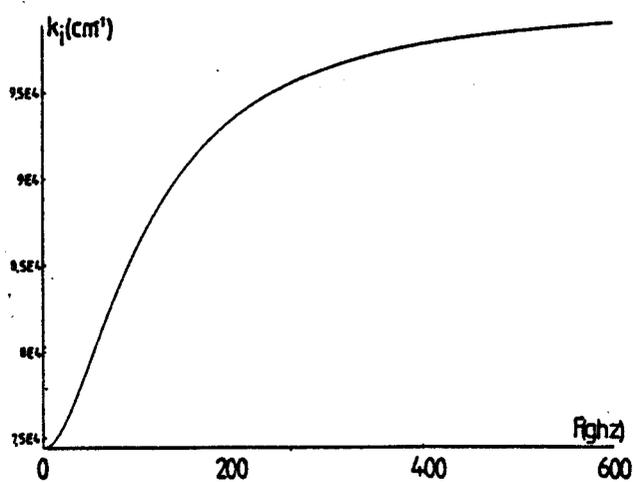
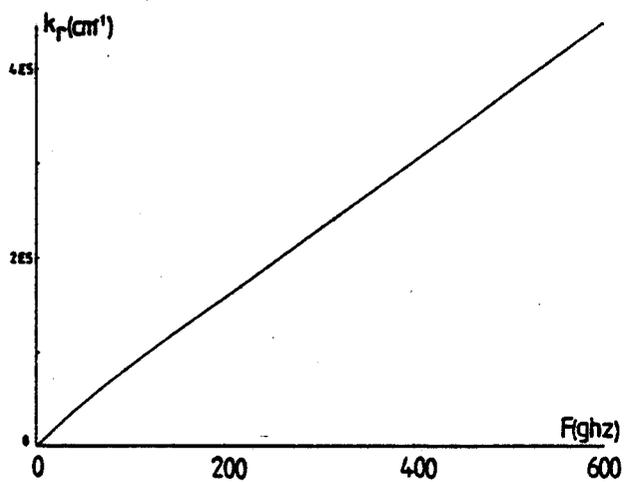
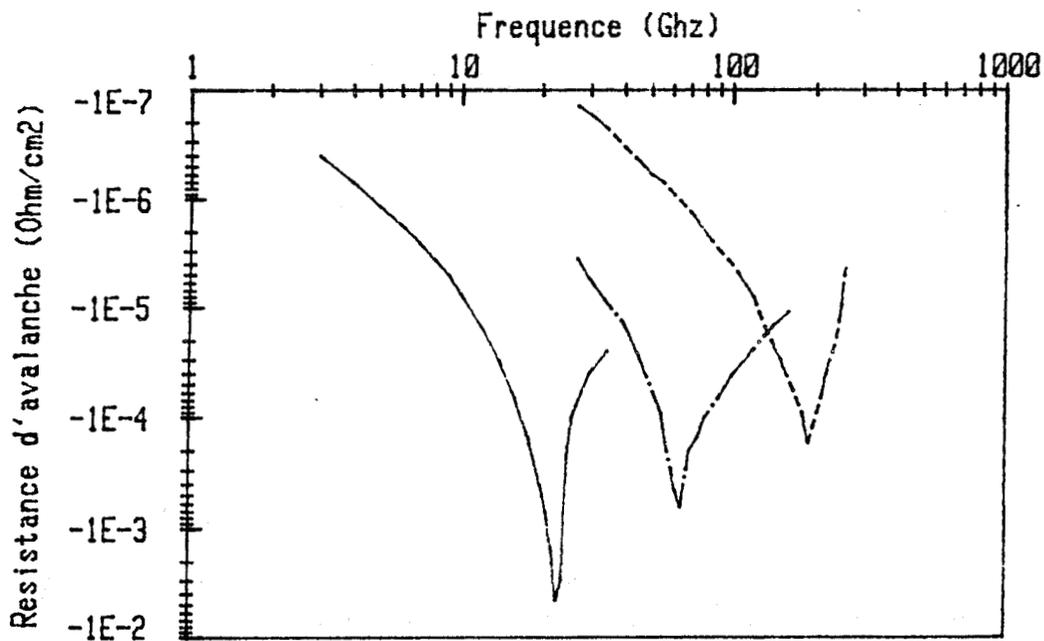
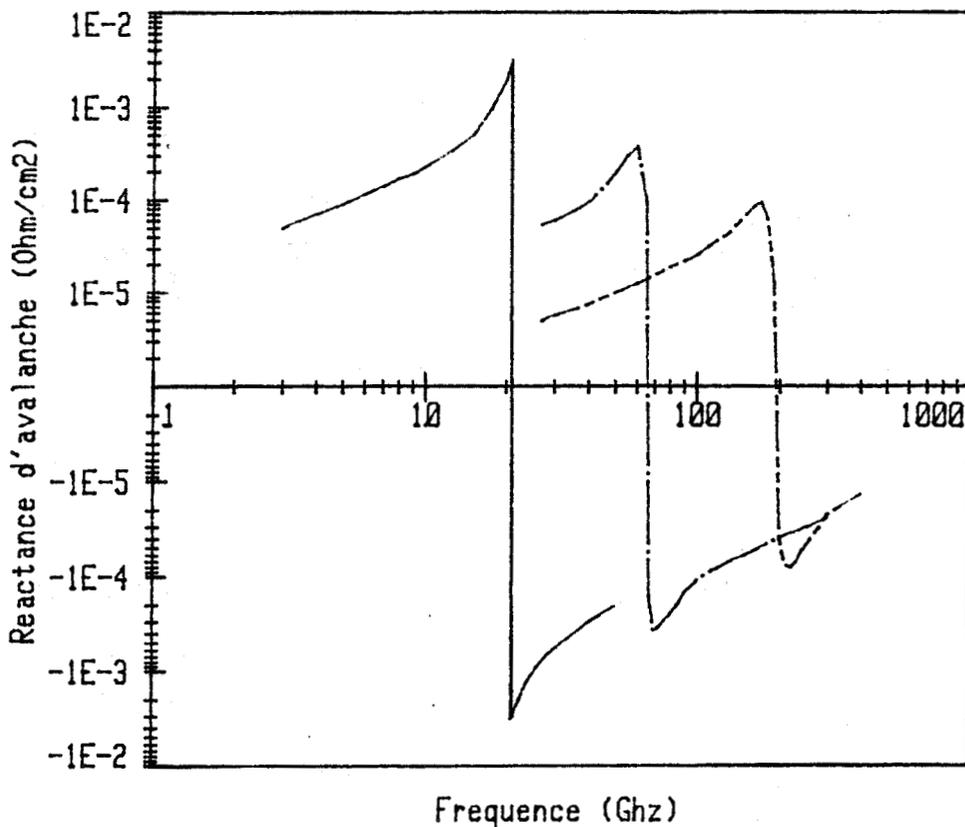


Figure 11 : Allure des parties réelle (k_r) et imaginaire (k_i) du vecteur d'onde solution.



Evolution de la partie reelle de l'impedance d'avalanche suivant la frequence pour differentes densites de courant de polarisation

$J_0=3\text{KA}/\text{cm}^2$: ———
 $J_0=30\text{KA}/\text{cm}^2$: - · - · -
 $J_0=300\text{KA}/\text{cm}^2$: - - - -



Evolution de la partie imaginaire de l'impedance d'avalanche suivant la frequence pour differentes densites de courant de polarisation

$J_0=3\text{KA}/\text{cm}^2$: ———
 $J_0=30\text{KA}/\text{cm}^2$: - · - · -
 $J_0=300\text{KA}/\text{cm}^2$: - - - -

Figure12:Diode Si p+n+n+ de longueur 0.5micrometre

typiques de l'impédance de zone d'avalanche ainsi que celles de l'admittance correspondante obtenues à l'aide du modèle numérique.

Pour accéder aux valeurs de cette impédance, il nous a fallu auparavant résoudre l'équation de dispersion. Les parties réelle et imaginaire du vecteur d'onde solution, représentées en fonction de la fréquence sont données figure 11.

Sur la courbe 9a, nous remarquons d'une part que la valeur de la partie réelle de l'impédance d'avalanche est toujours négative. D'autre part, la partie imaginaire suit tout d'abord un comportement selfique puis capacitif (Fig. 9b). La transition self-capacité s'effectue à une fréquence que nous noterons dans la suite de ce travail, fréquence d'avalanche F_a . A cette même fréquence, la partie réelle de l'impédance présente un maximum. Figure 12 ont été tracées les allures des impédances de zone d'avalanche pour différentes valeurs de densité de courant J_0 .

Nous constatons que l'augmentation du courant a pour effet de translater la fréquence d'avalanche vers des fréquences supérieures. Cette translation s'accompagne d'une décroissance du niveau maximum de la partie réelle de l'impédance.

* Remarque

Ce comportement est similaire à celui d'un circuit résonnant parallèle R.L.C. MISAWA [9] a montré que sous certaines conditions, l'impédance présentée par une jonction uniformément en avalanche peut être approximée par un circuit de composants R_a , L_a , C_a .

L'hypothèse essentielle requise est que la fréquence de fonctionnement des composants se trouve à des fréquences inférieures à la fréquence F_t , où F_t est la fréquence de transit dans la zone d'avalanche, soit v/l_a .

Les valeurs des éléments équivalents sont :

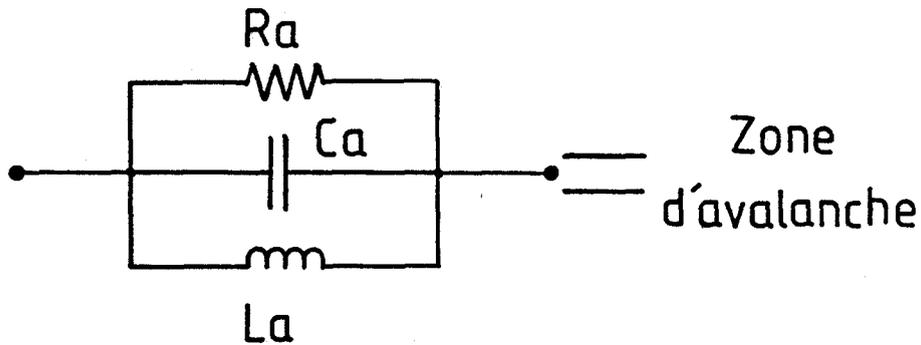
$$(18) \quad R_a \approx \frac{5}{\alpha J_0} \quad (\Omega \cdot \text{cm}^2)$$

J_0 (KA/cm ²)	3	30
F_r (Ghz)	22	65
R_{SF_r} (ohm.cm ²)	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$
X_s (ohm.cm ²) $F < F_r : X_s = L_s \cdot \omega$ $F > F_r : X_s = \frac{1}{C_s \cdot \omega}$	$F = 15$ Ghz $X_s = 5 \cdot 10^{-4}$	$F = 40$ Ghz $X_s = 10^{-4}$
	$F = 27$ Ghz $X_s = -7,2 \cdot 10^{-4}$	$F = 110$ Ghz $X_s = -10^{-4}$
R_A (ohm.cm ²)	$6,66 \cdot 10^{-3}$	$6,66 \cdot 10^{-4}$
L_A (H.cm ²)	$2,61 \cdot 10^{-15}$	$2,61 \cdot 10^{-16}$
C_A (F/cm ²)	$21,07 \cdot 10^{-9}$	$21,07 \cdot 10^{-9}$
R_{SAF_r} (ohm.cm ²)	$6,66 \cdot 10^{-3}$	$6,66 \cdot 10^{-4}$
X_{SA} (ohm.cm ²) $F < F_r : X_{SA} = L_{SA} \cdot \omega$ $F > F_r : X_{SA} = \frac{1}{C_{SA} \cdot \omega}$	$F = 15$ Ghz $X_{SA} = 4,78 \cdot 10^{-4}$	$F = 40$ Ghz $X_{SA} = 9,8 \cdot 10^{-5}$
	$F = 27$ Ghz $X_{SA} = -7,5 \cdot 10^{-4}$	$F = 110$ Ghz $X_{SA} = -1,07 \cdot 10^{-4}$

Tableau I : Vérification de l'hypothèse de MISAWA selon laquelle une zone uniformément en avalanche peut s'approximer par un circuit parallèle $R_A L_A C_A$ (R_s et X_s valeurs obtenues à l'aide du modèle analytique (Fig. 12) ; R_{SA} et X_{SA} valeurs obtenues à l'aide de l'approximation). (Diode Si ; $l = l_a = 0,5 \mu m$; $\alpha = 0,25 V^{-1}$; $v_s = 8,5 \cdot 10^6$ cm/s) ; ($Z_s = R_s + jX_s$: impédance série équivalente).

$$(19) \quad L_a = \frac{l_a}{3\alpha_0 v} \quad (\text{H.cm}^2)$$

$$(20) \quad C_a = \frac{\epsilon}{l_a} \quad (\text{F/cm}^2)$$



La fréquence de résonance de ce circuit est donnée par :

$$(21) \quad F_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_a C_a}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3\alpha_0 v}{\epsilon}}$$

On remarque que cette fréquence de résonance fait intervenir les mêmes grandeurs que celles obtenues dans les théories classiques [11] au facteur 3 près (classiquement il s'agit d'un facteur 2).

La validité de l'approximation d'un simple circuit RLC est effectuée tableau I, où nous avons reporté les valeurs de l'impédance d'avalanche obtenues à l'aide des approximations précédentes et celles obtenues par le calcul complet.

II.2. CARACTERISATION DU PHENOMENE DE TRANSIT

II.2.1. Conductivité d'injection

Le calcul des grandeurs électriques dans la zone de transit, compte-tenu des phénomènes qui se produisent dans la zone d'avalanche, est

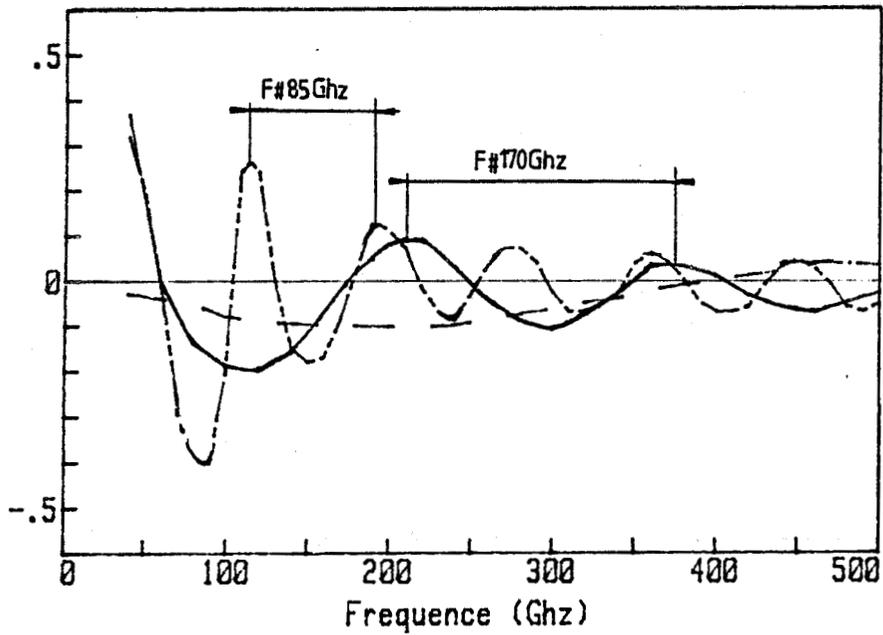


Figure 13

Evolution de la partie réelle de la conductivité d'injection suivant la fréquence pour différentes longueurs de zone d'avalanche (diode PIN Si, $J_0=30\text{KA/cm}^2$)

$l_a=1$ micron: - - - -
 $l_a=0.5$ micron: ————
 $l_a=0.2$ micron: - . - .

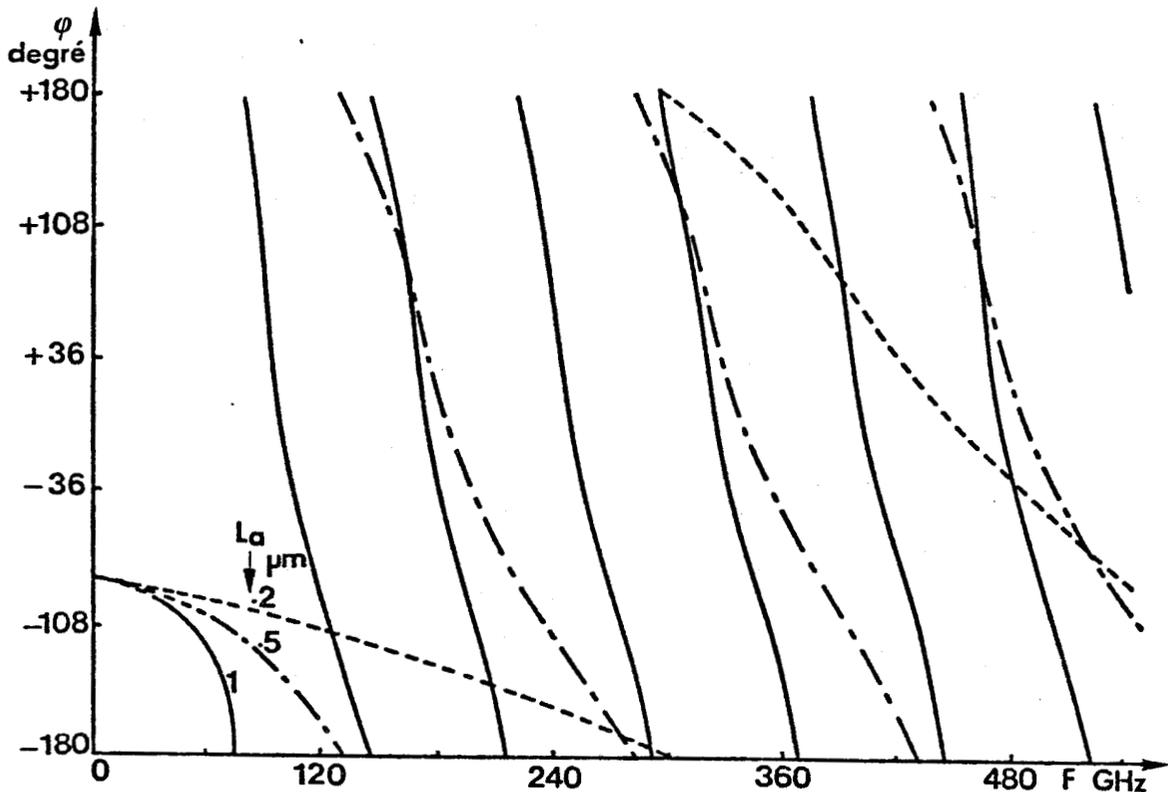


Figure 14

Variations de la phase de la conductivité d'injection suivant la fréquence pour différentes longueurs de zone d'avalanche (diode PIN Si, $J_0=30\text{KA/cm}^2$)

effectué à l'aide de la conductivité d'injection σ_i . Ce paramètre physique, dans le cas d'une structure "simple drift", représente le rapport entre le courant d'électrons injectés dans la zone de transit et le champ d'avalanche à l'abscisse $x = la$ [12].

Cette grandeur électrique s'exprime sous la forme :

$$(22) \sigma_i = \sigma_i' + j\sigma_i'' = \frac{J_n(la)}{E(la)} = \frac{j\omega e M}{1-M}$$

avec M , rapport entre le courant de conduction électronique J_n à l'abscisse $x = la$ et le courant total J .

$$(23) M = \frac{J_n(la)}{J_d + J_n(la)} = \frac{-2\alpha J_0}{e v k^2} \frac{k v \omega (\cos kl - 1) + j k^2 v^2 \sin kl}{j \sin kl (k^2 v^2 + \omega^2) + 2\omega k v \cos kl}$$

$$(24) \bar{J} = \bar{J}_d + \bar{J}_n$$

Nous avons tracé, figures 13 et 14, les allures de la partie réelle et de la phase de la conductivité d'injection suivant la fréquence.

Sur la figure 13 est tracée la partie réelle de σ_i pour différentes longueurs de zone d'avalanche. Celle-ci se présente sous l'allure d'une sinusoïde amortie dont la fréquence est égale à l'inverse du temps de transit correspondant, soit v/la .

La figure 14 décrit les variations de phase de la conductivité d'injection. L'effet de transit dans la zone d'avalanche se manifeste par des rotations de phase de $-\Pi$ à $+\Pi$ avec une périodicité égale au temps de transit. Pour les basses fréquences, la phase de σ_i tend vers $-\Pi/2$ quelles que soient les longueurs d'avalanche "la". La conductivité d'injection devient donc purement imaginaire. Ceci est conforme à la théorie classique [11] où nous avons :

$$J_n = \sigma_i \bar{E} = \frac{2\alpha l_0 v}{j\omega l_0} \cdot E l_0 = \frac{\alpha J_0}{j\omega \frac{l_0}{2}} V_0$$

$$(25) \text{ soit } \sigma_1 = \frac{\alpha J_0}{j\omega \tau_a / 2}$$

avec τ_a temps de transit dans la zone d'avalanche.

Physiquement, l'accroissement de la phase de la conductivité d'injection qui accompagne la montée en fréquence correspond à un retard à l'émission de champ dans le fonctionnement des dispositifs à avalanche.

II.2.2. Impédance de la zone de transit

L'impédance de la zone de transit est déterminée de façon classique [12]. Considérons la zone active l d'une jonction PN polarisée en inverse pour laquelle la zone d'avalanche est un plan d'injection. La zone de transit s'étend sur toute la longueur de la zone active, " $l_t = l$ ". En supposant que le courant $J_n(x)$ issu du plan d'injection ne subit qu'un déphasage sans atténuation, nous avons :

$$(26) \bar{J}_n(x) = \bar{J}_{n0} e^{-j \frac{\omega x}{v}}$$

$J_n(x)$ représente la densité de courant d'électrons à l'abscisse x ;

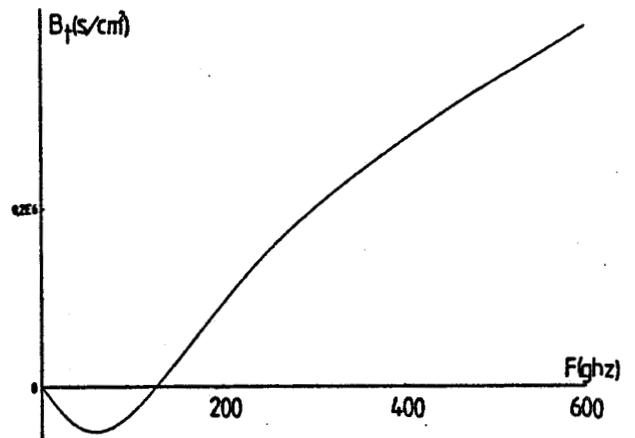
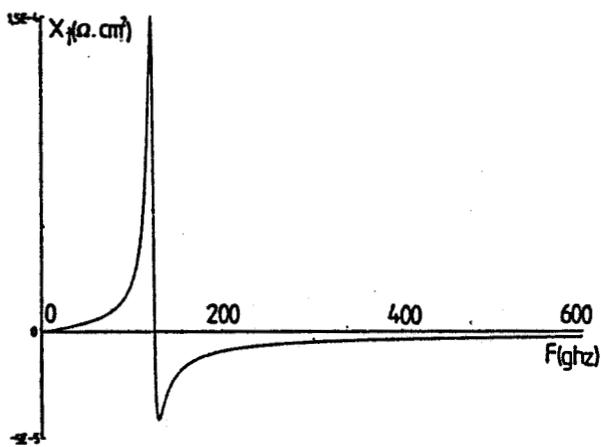
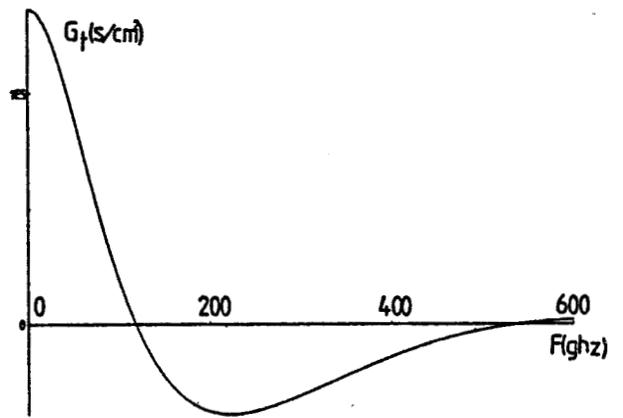
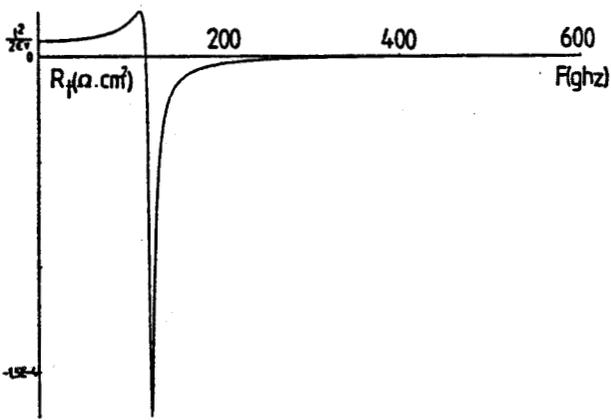
J_{n0} représente la densité de courant d'électrons à l'abscisse $x = 0$, issue du plan d'injection.

L'expression du champ électrique régnant sur la région de charge d'espace est obtenue à l'aide de l'équation de Poisson.

$$(27) \frac{dE}{dx} = \frac{\bar{J}_{n0} e^{-j \frac{\omega x}{v}}}{\epsilon v}$$

En intégrant une première fois sur l'espace, on en déduit $E(x)$.

$$(28) E(x) = E_0 + \frac{\bar{J}_{n0}}{j\omega \epsilon} (1 - e^{-j\theta})$$



Figures 15 et 16 : Evolutions fréquentielles de l'impédance et de l'admittance présentées par une diode où la zone d'avalanche est réduite à un plan d'injection (Diode Si ; $l_t = l = 0,1 \mu\text{m}$; $J_0 = 100 \text{ KA}/\text{cm}^2$).

avec θ angle de transit égal à $\omega l / v$ (radians) et E_0 champ électrique en $x = 0$ obtenu à l'aide des conditions initiales.

$$(29) E_0 = \frac{-\bar{J}}{j\omega\epsilon} \quad , \quad \bar{J} \text{ densité de courant total issue du plan d'injection.}$$

Une seconde intégration sur la zone désertée nous donne la tension régnant à ses bornes.

$$V = \int_{\text{zone désertée}} E dx$$

$$(30) V = \frac{\bar{J}l}{j\omega\epsilon} - \frac{\bar{J}_0 l}{j\omega\epsilon} \left(\frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta} \right)$$

$$(31) \text{ soient } \beta_d = \frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta} \quad , \text{ et (32) } \bar{J}_0 = M\bar{J}$$

(M défini au paragraphe précédent).

$$(33) \text{ d'où } Z_t = \frac{V}{\bar{J}} = \frac{1 - \beta_d M}{j\omega\epsilon l}$$

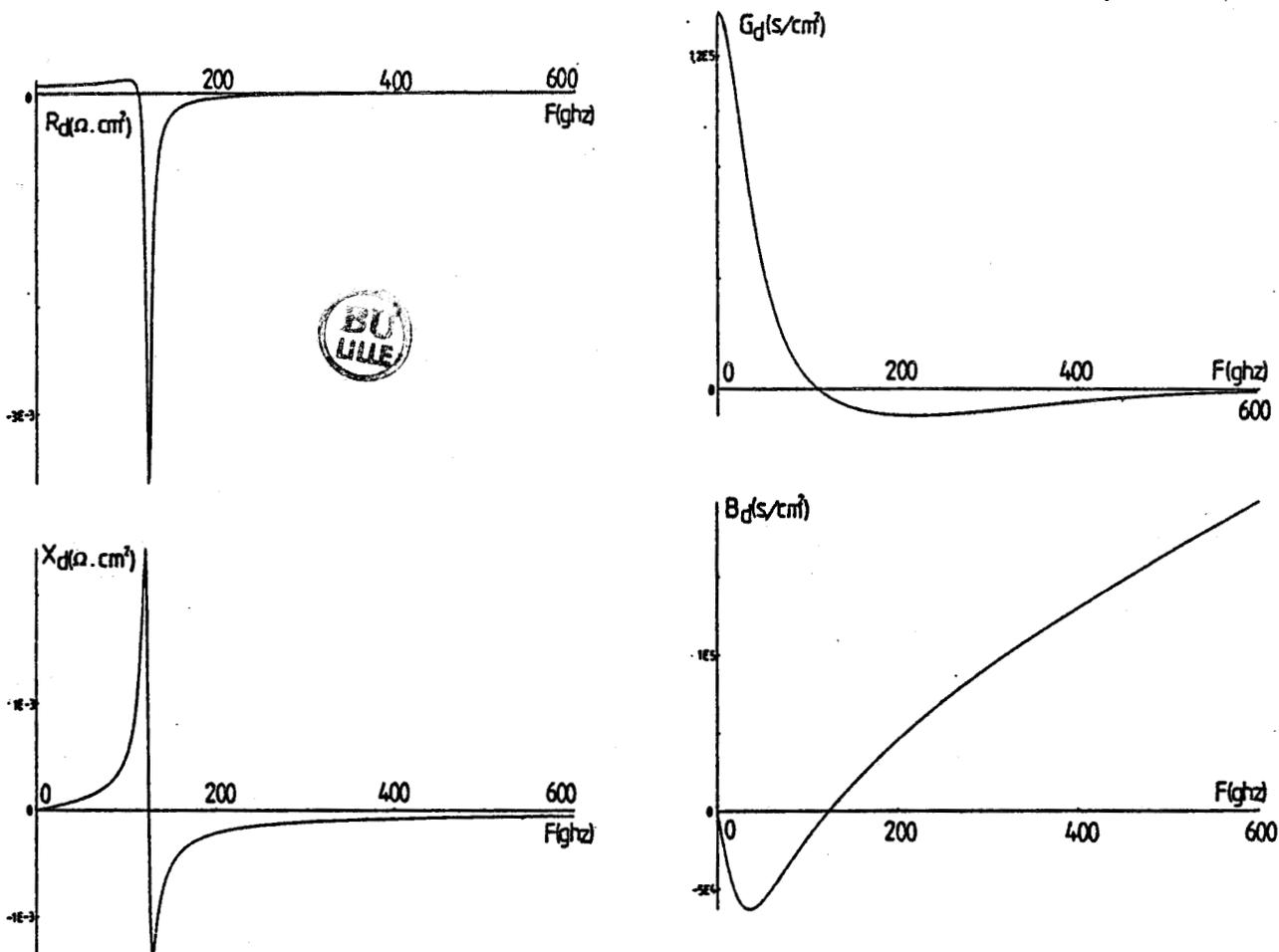
Nous remarquons lorsque la longueur de la zone d'avalanche tend vers 0, que M tend vers $1 / (1 - (\frac{\omega}{\omega_a})^2)$.

On obtient alors une valeur d'impédance de transit classique, soit :

$$(34) Z_t = \frac{l}{j\omega\epsilon} \left(1 - \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \left(\frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta} \right) \right)$$

*** Application à la détermination d'une impédance de transit à l'aide du modèle numérique**

Nous avons représenté les évolutions fréquentielles d'une impédance de transit et de son admittance associée figures 15 et 16.



Figures 17 et 18 : Evolutions fréquentielles de l'impédance et de l'admittance présentées par une diode en régime petit signal (Diode Si ; $l = 0,2 \mu\text{m}$; $l_a = l_t = 0,1 \mu\text{m}$; $J_0 = 100 \text{ KA}/\text{cm}^2$).

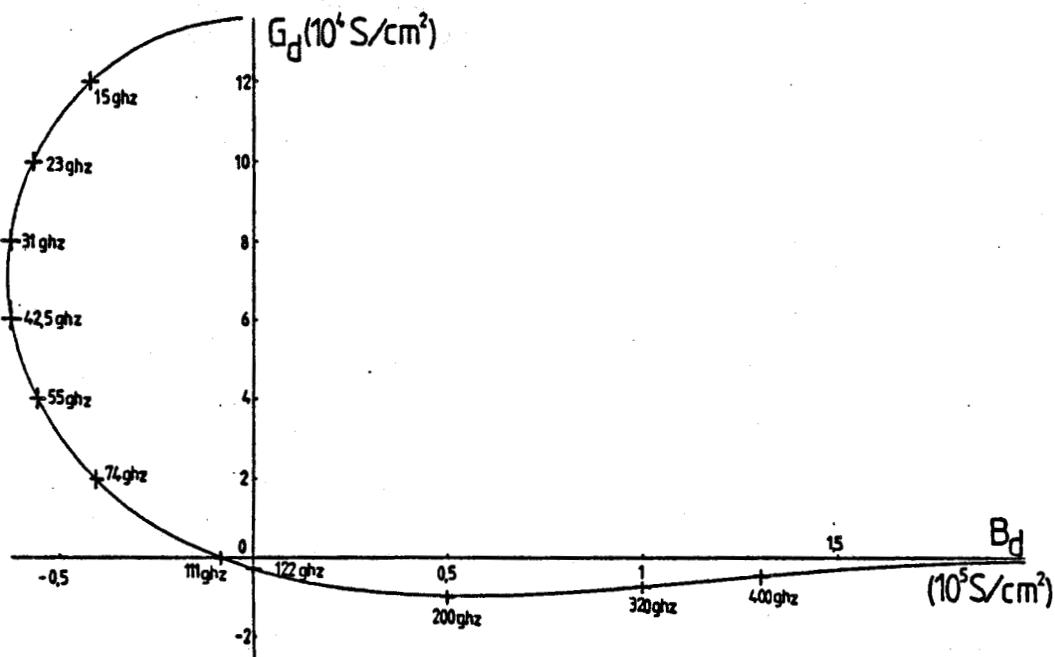


Figure 19

Diagramme G(B) de l'admittance totale de diode en regime petit signal, parametre en frequences.
 diode Si; 0.2micrometre; $l_a = l_t = 0.1$ micrometre; $J_0 = 100 \text{ KA}/\text{cm}^2$
 $\alpha = 1 \text{ E}3 (1/\text{cm})$; $\alpha' = 0.25 (1/\text{v})$

La partie réelle de l'impédance de transit présente pour les basses fréquences et contrairement à l'impédance d'avalanche, une valeur de résistance positive, dont la valeur obtenue par nos calculs est identique à celle obtenue dans les théories classiques [13].

Cette valeur de résistance positive est donnée par la résistance de charge d'espace, soit : $l^2/2\varepsilon v$ (Ωcm^2).

Pour des fréquences croissantes elle devient négative, présente un maximum (négatif) à la fréquence d'avalanche F_a , puis tend vers une valeur finie proche de 0, pour la partie supérieure du spectre fréquentiel étudié.

La partie imaginaire de l'impédance de transit suit, tout comme celle de l'impédance d'avalanche, un comportement selfique puis capacitif. Le passage self-capacité s'effectue, de même, à la fréquence d'avalanche.

On note que les valeurs maximales présentées par les parties réelles des impédances d'avalanche et de transit sont du même ordre de grandeur.

II.3. IMPEDANCE PETIT SIGNAL TOTALE

L'impédance complète de la diode est donnée par la somme des impédances des zones d'avalanche et de transit. Nous avons donné figure 17 et 18 les allures respectives des impédance et admittance totales ainsi obtenues. Afin de réunir sur un même graphique les informations nécessaires à l'utilisation du composant, nous avons représenté son diagramme $G(B)$ paramétré en fréquence (Fig. 19). Ainsi il apparaît que le composant étudié présente un maximum de conductance négative pour une fréquence de l'ordre de deux fois la fréquence d'avalanche.

Dans les théories classiques [13], qui négligent les effets de transit et de réaction de charge d'espace dans la zone d'avalanche, la conductance et la susceptance s'annulent pour une même valeur de fréquence. On pourra remarquer qu'il n'en est pas de même dans un calcul tenant compte de ces effets.

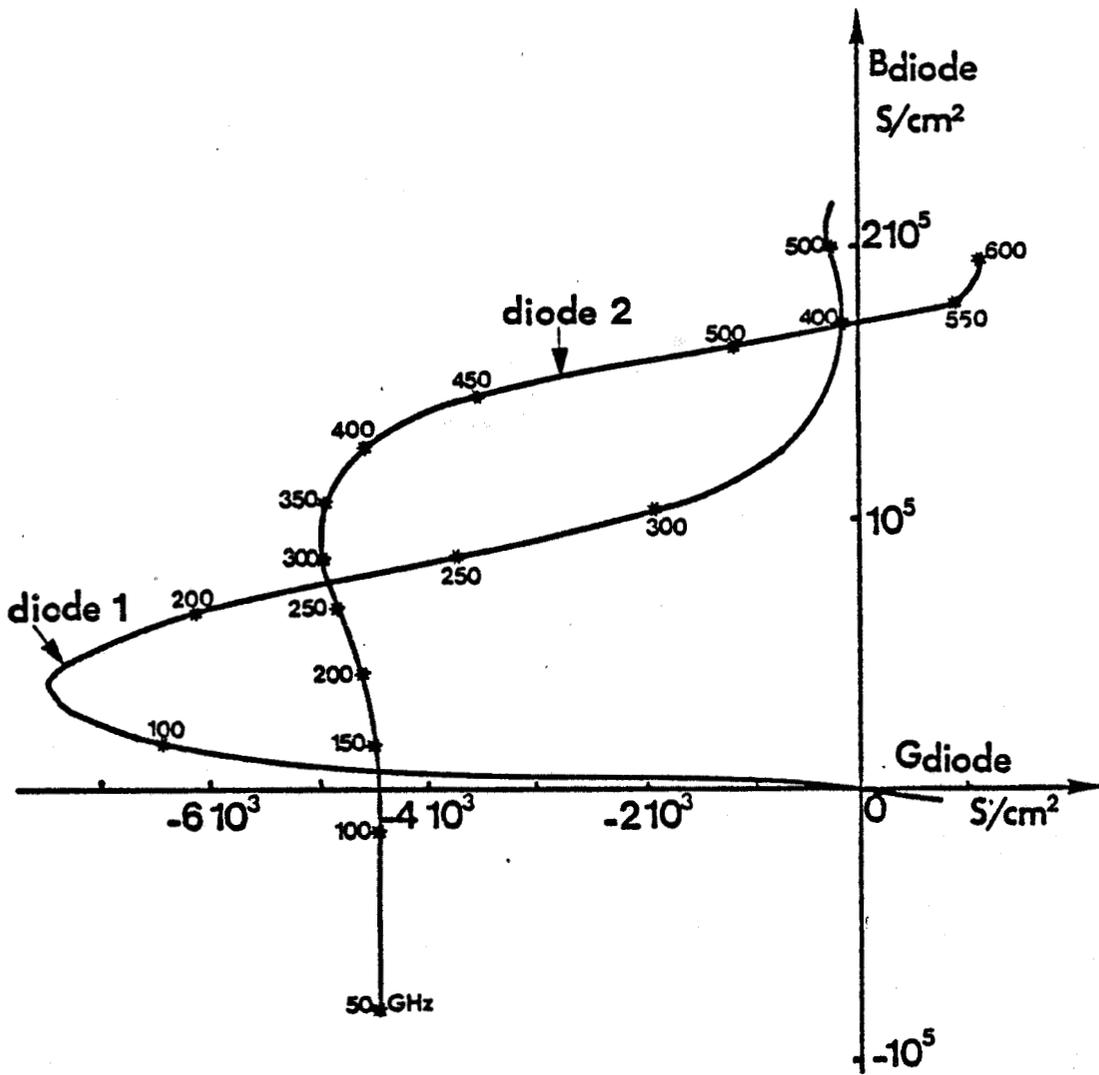


Figure 20 : Répercussions d'une zone d'avalanche étendue sur l'admittance des diodes millimétriques.

diode 1 ; READ Si ; $l_a \rightarrow 0$; $l_t = 0,2 \mu\text{m}$

diode 2 : PIN Si ; $l_a \rightarrow 0,2 \mu\text{m}$; $l_t \rightarrow 0$

$J_0 = 75 \text{ KA/cm}^2$ (régime petit signal).

III. RESULTATS EN GAMMES D'ONDES MILLIMETRIQUES

Nous avons utilisé ce modèle numérique afin de simuler le fonctionnement de diodes devant être utilisées en gammes d'ondes millimétriques et ainsi étudier l'influence des différents paramètres de structure sur les niveaux d'impédances.

Trois principaux résultats en ont découlé.

III.1. INFLUENCE DE LA ZONE D'AVALANCHE

Considérons le cas d'une jonction PN de longueur de zone désertée l . Afin de mettre en évidence le rôle joué par la longueur de zone d'avalanche, nous avons considéré deux cas extrêmes :

- le premier cas où la zone d'avalanche s'étend sur toute la longueur de la zone désertée (structure PIN) ;

- le second cas où la zone d'avalanche est réduite à un plan d'injection et est de ce fait négligeable par rapport à la zone de transit (structure READ).

Les résultats obtenus dans les mêmes conditions de fonctionnement visualisés sous forme de diagramme $B_D(G_D)$ sont reportés figure 20.

Lorsque la zone d'avalanche s'étend sur toute la région de charge d'espace, le domaine fréquentiel pour lequel la conductance de diode est négative est relativement étendu. Cependant, cet effet s'accompagne d'une diminution de la valeur maximale de G_D .

Dans le cas où la zone d'avalanche est extrêmement restreinte, on observe un résultat inverse. La valeur de conductance négative maximum est obtenue pour une fréquence plus faible que dans le cas précédent. Par contre, la plage d'existence de cette conductance est plus restreinte.

Ces résultats montrent, qu'une augmentation de la longueur de la zone semiconductrice où se produit la génération des porteurs, s'accompagne d'une diminution sensible du niveau de conductance négative.

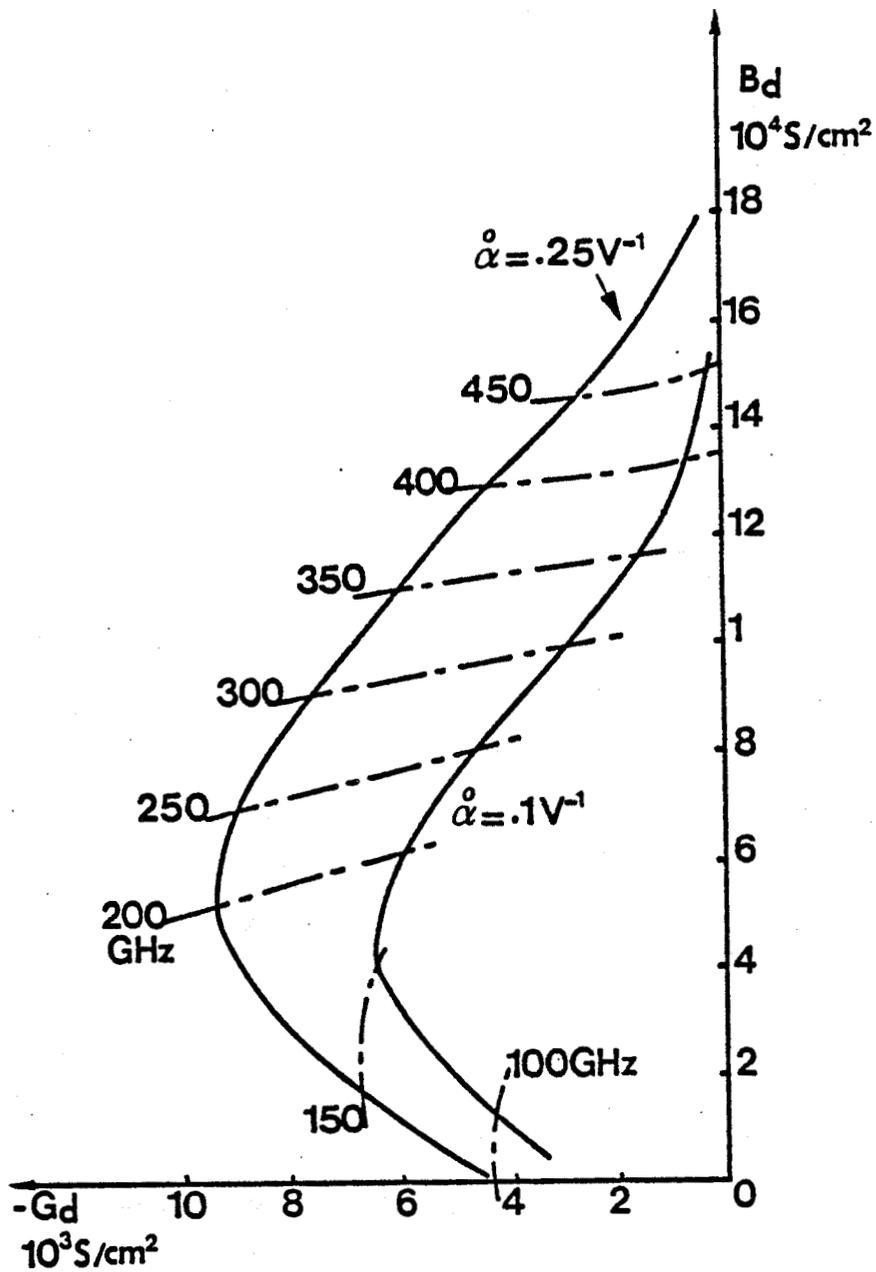


Figure 21 : Influence de la décroissance de α_0 sur l'admittance des diodes millimétriques.

diode 1 ; READ Si ; $\alpha_0 = 0,1 \text{ V}^{-1}$; $l_a = 500 \text{ \AA}$; $l_t = 1\,500 \text{ \AA}$
 diode 2 ; READ Si ; $\alpha_0 = 0,25 \text{ V}^{-1}$; $l_a = 1000 \text{ \AA}$; $l_t = 1000 \text{ \AA}$
 $J_0 = 100 \text{ KA/cm}^2$ (régime petit signal).

Dans les gammes d'ondes millimétriques on recherchera donc à limiter, ou confiner, le plus possible la zone d'avalanche. Par contre, pour les ondes submillimétriques ($F > 300$ GHz) il n'est pas exclu, au vu de ces résultats, qu'une structure à avalanche délocalisée soit plus compétitive au niveau des performances [14].

III.2. INFLUENCE DE LA DERIVEE DU COEFFICIENT D'IONISATION

Le second résultat à noter est l'influence de la dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique $\overset{\circ}{\alpha}$. En effet, ce paramètre matériau joue directement sur l'amplitude des variations de courant de porteurs multipliés par avalanche et ainsi sur l'impédance petit signal correspondante.

Nous avons reporté, figure 21, sur un diagramme $B_D(G_D)$ l'influence de la décroissance de $\overset{\circ}{\alpha}$. Cette décroissance marque sur le tracé $B_D(G_D)$ une diminution sensible de la valeur maximale de conductance négative. Celle-ci s'accompagne d'une diminution de la fréquence optimale de fonctionnement. Ce dernier résultat s'explique par le fait suivant.

Le niveau de conductance négative dépend de façon très étroite de la pulsation d'avalanche qui est elle-même directement proportionnelle à $\overset{\circ}{\alpha}$. Dans la mesure où $\overset{\circ}{\alpha}$ diminue, la pulsation d'avalanche diminue également. Il en résulte une diminution de la résistance négative à la fréquence visée.

L'explication de la décroissance de $\overset{\circ}{\alpha}$ est relative aux courbes $\alpha(E)$. Ces courbes font apparaître une saturation des coefficients d'ionisation pour des champs électriques importants (> 700 KV/cm). Cette saturation se traduit par la diminution de $\overset{\circ}{\alpha}$ dérivée de ce coefficient d'ionisation.

Il sera donc judicieux de choisir un matériau qui présente des dérivées de coefficients d'ionisation par rapport au champ électrique $\overset{\circ}{\alpha}$ élevées, ou encore qui offre une caractéristique $\alpha(E)$ à faible saturation, afin d'obtenir des niveaux d'impédances les plus importants possibles.

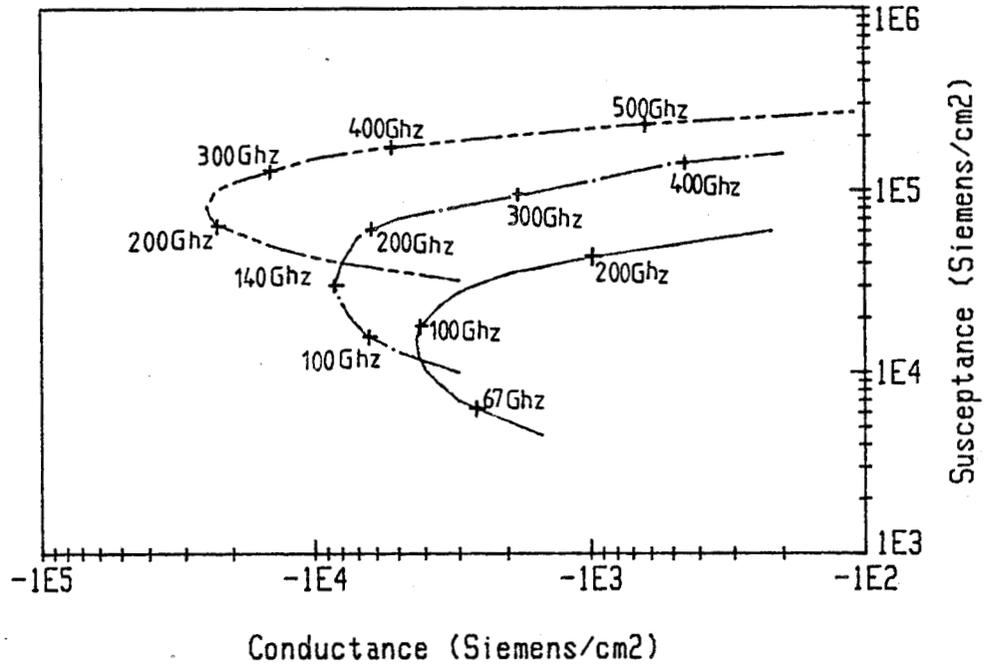


Figure 22: Influence de la densité de courant de polarisation sur le niveau d'impédance présente par une diode SDR a zone d'avalanche localisée

diode p+nn+ 0.3 μm polarisée a $J_0=25\text{KA}/\text{cm}^2$: ———
diode p+nn+ 0.2 μm polarisée a $J_0=50\text{KA}/\text{cm}^2$: - - - -
diode p+nn+ 0.15 μm polarisée a $J_0=150\text{KA}/\text{cm}^2$: - · - ·

III.3. INFLUENCE DE LA DENSITE DE COURANT DE POLARISATION

Nous avons montré l'influence de la densité de courant de polarisation sur le niveau d'impédance obtenu figure 22.

La structure étudiée est celle d'une diode à simple zone de transit (SDR) où la zone d'avalanche est localisée (plan d'injection).

Nous constatons d'une part, que l'augmentation de la densité de courant accroît le niveau de conductance présenté par la diode pour une même fréquence de fonctionnement.

D'autre part, le niveau maximum de conductance négative est obtenu à des fréquences plus élevées pour des densités J_0 croissantes.

Il est à noter, cependant, que ces effets sont liés, dans une certaine mesure, à la diminution de la longueur de la zone active du composant. Il en résulte, néanmoins, que la densité de courant est un facteur important, qui conditionne fortement le fonctionnement et les performances des diodes étudiées.

III.4. RESULTATS QUANT AU CHOIX DES STRUCTURES, DES MATERIAUX ET DES CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT

Le tableau II regroupe un certain nombre de résultats, obtenus à partir de ce modèle analytique, pour des fréquences proches des fenêtres atmosphériques 94, 140 et 220 GHz.

Dans ce tableau, l' désigne la longueur totale de la zone désertée. Les dimensions respectives des zones d'avalanche et de transit, considérées ici comme variables sont notées l_a et l_t . La fréquence notée F_{opt} correspond à la fréquence où l'on observe un maximum de conductance négative G_d . Les valeurs de susceptance B_d , ainsi que le coefficient de qualité Q associé, complètent ces informations.

L_T (μm)	L_G (μm)	L_f (μm)	structure	J_0 (KA/cm^2)	F_{OPT} (GHZ)	G_D (S/cm^2)	B_D (S/cm^2)	Q
0,4	0,2	0,2	A	25	100	-2357	11380	4,9
0,3	0,1	0,2	A très dopée	25	110	-3473	17300	4,97
0,3	0,05	0,25	R ou H	25	110	-4560	18130	3,97
0,25	0,15	0,1	A peu dopée	50	150	-4139	28140	6,8
0,25	0,05	0,2	R ou H	50	150	-8126	31140	3,8
0,2	0,1	0,1	A	50	150	-5112	34840	6,8
0,2	0,1	0,1	A	100	200	-9552	45530	4,9
0,2	0,05	0,15	R ou H	100	200	-20340	53660	2,6
0,15	0,075	0,075	A	150	300	-14580	108600	7,5
0,15	0,05	0,1	R ou H	150	270	-19500	96343	4,9

A STRUCTURE A JONCTION ABRUPTÉ

R STRUCTURE A PROFIL DIFFÉRENCIÉ (READ)

H HÉTÉROSTRUCTURE

TABLEAU II

Au vu de ces résultats, un certain nombre de remarques peuvent être faites quant aux choix des structures et des conditions de fonctionnement.

* Choix des structures

On note tout d'abord, en accord avec les conclusions du paragraphe III.1, que plus la longueur l_a est faible, plus le niveau de conductance négative est élevé. Cet avantage tend à s'amenuiser aux fréquences submillimétriques.

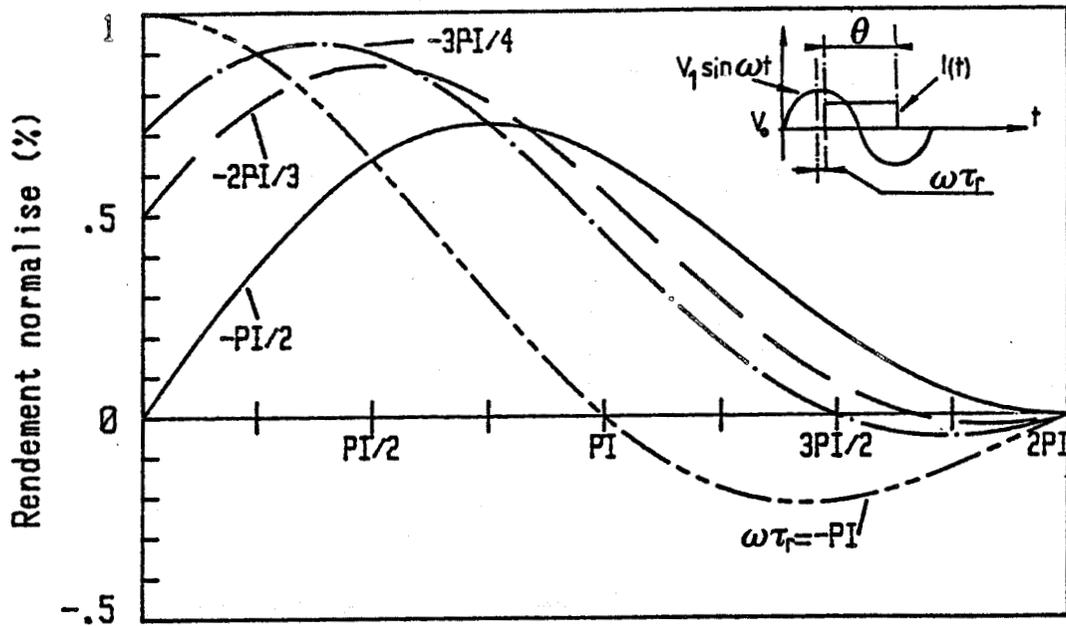
Le choix de l_a détermine la structure éventuelle du composant. Ainsi la réalisation de composants à très faibles largeurs de zone d'avalanche n'est concevable qu'en utilisant des profils de dopage différenciés, notés R (structure type Read), ou des hétérostructures, notées H, dans le tableau.

Le choix de l_t semble moins critique. En toute rigueur cependant, si l'on tient compte que l'injection des porteurs peut être retardée par effet de transit dans la zone d'avalanche, l_t demande à être redéfinie en fonction de ce retard à l'émission des porteurs.

En première analyse, les répercussions d'un tel retard à l'émission sur les longueurs optimales de transit peuvent être chiffrées quantitativement à partir du tracé (Figure 23) du rendement théorique de conversion des composants à injection et temps de transit [15], donné par l'expression :

$$(35) \quad \eta = \frac{V_1}{V_0} \left(\sin \omega \tau_r \frac{1 - \cos \theta}{\theta} - \frac{\sin \theta}{\theta} \cos \omega \tau_r \right)$$

Les variations temporelles des courants et tensions ainsi que la signification des paramètres utilisés sont données dans l'insert de la figure 23. On remarque une augmentation des rendements théoriques, consécutive à un retard à l'émission, qui s'accompagne par une diminution des longueurs de transit optimales.



Angle de transit (rds)

Figure:23



Influence du dephasage a l'injection sur le rendement des dispositifs a avalanche et temps de transit

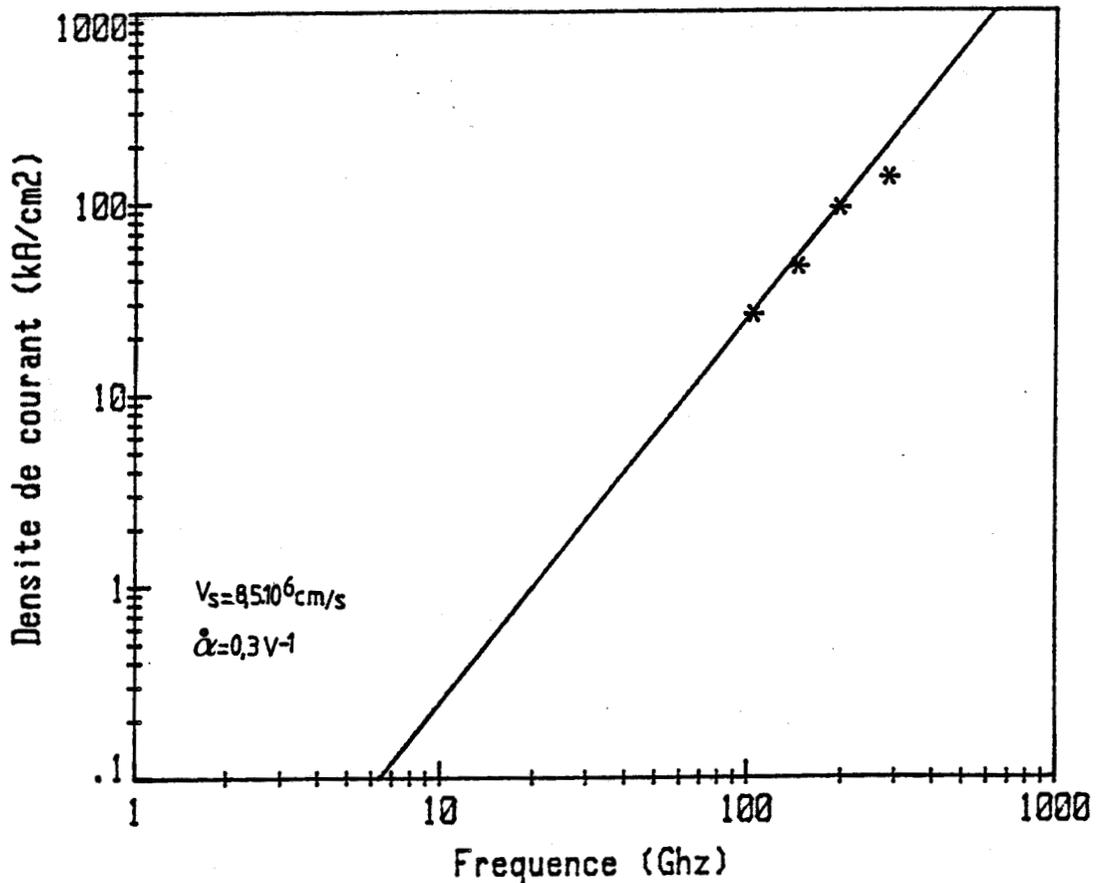


Figure 24 : Evolution de la densité de courant suivant la fréquence d'utilisation. Les "*" représentent les résultats issus de nos simulations:

*** Choix des conditions de fonctionnement**

En accord avec la remarque d'une influence peu marquée de la zone de transit, on note, par ailleurs, dans le tableau II, que la fréquence de fonctionnement est pratiquement déterminée par la densité de courant de polarisation.

Sur la figure 24, nous avons reporté l'évolution des courants ainsi obtenus, en fonction de la fréquence éventuelle de fonctionnement des composants. On note que l'obtention d'oscillations dans la gamme millimétrique nécessite des densités de courant entre 10 et 100 KA/cm². Sur cette même figure, nous avons également représenté les variations de J_0 en fonction de " $2 f_a$ ". En effet, le maximum de conductance négative est observé, généralement, à une fréquence égale à deux fois la fréquence d'avalanche. On remarque une concordance satisfaisante avec les points reportés du tableau II.

CONCLUSION

Le modèle numérique, développé à partir de la théorie de MISA-WA, nous a permis de mettre en évidence les paramètres importants des composants IMPATT, en vue d'un fonctionnement situé dans les plages de fréquences égales ou supérieures à 100 GHz. Ces paramètres sont :

- des paramètres matériau, comme la dérivée du coefficient d'ionisation par rapport au champ électrique α_0 , ou dans une moindre mesure, la vitesse de saturation v ;

- des paramètres de structure, comme l_a et l_t , respectivement les longueurs des zones d'avalanche et de transit ;

- enfin le paramètre de fonctionnement J_0 , densité de courant continu, qui fixe pratiquement la fréquence d'utilisation du composant.

Néanmoins, ce modèle souffre du fait qu'il s'agit d'une analyse petit signal, et que d'autre part, il néglige de nombreux phénomènes qui vont se révéler importants, tels que les phénomènes de dynamique non stationnaire.

C'est pourquoi nous avons été conduit à développer un modèle numérique grand signal. Ce modèle numérique fait l'objet du chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] Agard conference proceedings n° 245
Millimeter and submillimeter wave propagation and circuits.
Edited by E. Spitz.
- [2] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY
Avalanche diode oscillator. I Basic concepts.
Int. J. Electronics, 1974, Vol. 37, n° 5, pp. 577-632.
- [3] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN, P.A. BLAKEY
Avalanche diode oscillator. III Design and analysis.
Int. J. Electronics, 1976, Vol. 40, n° 6, pp. 521-568.
- [4] J.C. DE JAEGER
Structures à hétérojonction pour la conception de diodes à avalanche et temps de transit à très haut rendement.
Thèse d'Etat, Lille, le 10 juillet 1985.
- [5] R. KOZLOWSKI
Un nouveau dispositif semiconducteur à avalanche et temps de transit :
l'hétérostructure GaInAs/InP.
Thèse IIIe cycle, Lille, le 3 juillet 1985.
- [6] I. DOUMBIA
Diodes A.T.T.. Contributions à la définition de modèles physiques. Etudes des limitations en ondes millimétriques. Application aux dispositifs d'amplification.
Thèse d'état, Lille, le 17 mars 1978.
- [7] Diodes à avalanche pour hyperfréquences. Premier et second cahier.
Acta Electronica, volume 12, avril 1969, n° 2 et juillet 1969, n° 3.
- [8] T. MISAWA
Negative resistance in p.n junctions under avalanche breakdown conditions (I and II).
IEEE Transactions on electron devices. Vol. ED-13, n° 1, january 1966, pp. 137-151.

- [9] T. MISAWA
Multiple uniform layer approximation in analysis of negative resistance in pn junction in breakdown.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-1, n° 12, december 1967, pp. 795-808.
- [10] H.W. THIM and H.W. POETZL
Search for higher frequencies in microwave semiconductor devices.
6th Eur. Solid States devices res. conf.
Inst. Phys. Conf. ser n° 32, 1977.
- [11] S.M. SZE
Physics of semiconductor devices 2nd edition.
- [12] B. KÄLLBÄCK
Noise properties of the injection limited Gunn diode.
Electronics Letter, 21st september 1978, vol. 8, n° 19.
- [13] M. GILDEN, M.E. HINES
Electronic tuning effects in the Read microwave avalanche diode.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-13, n° 1, january 1966, pp. 169-175.
- [14] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI
Rapport de contrat DRET n° 83/110.
Génération de puissance à l'état solide au-dessus de 100 GHz. Méthodes de simulation des structures à ionisation par choc, décembre 1984.
- [15] M. ELTA, G. HADDAD
High-frequency limitations of IMPATT, MITTAT and TUNNET mode devices.
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. MTT-27, n° 5 May 1979, pp. 442-449.

INTRODUCTION

De nombreux modèles de simulations macroscopiques existent en gamme d'ondes centimétriques pour décrire le fonctionnement des diodes à avalanche et temps de transit [1] [2]. Cependant, ceux-ci sont limités fréquentiellement. En effet, les phénomènes de transit des porteurs et de réaction de charge d'espace dans la zone d'avalanche, qui ne peut plus être considérée comme localisée, sont omis dans la plupart des modèles. De plus, les effets de dynamique non stationnaire ne peuvent plus être négligés aux fréquences très élevées. Ceci s'explique par le fait que les échelles de temps et d'espace, qui interviennent dans le transport des porteurs deviennent du même ordre de grandeur que les gradients spatio-temporels de champ électrique. Il en résulte des phénomènes transitoires importants.

Pour pallier ces insuffisances, un modèle particulière simplifié a été développé. Ce modèle est simplifié dans la mesure où l'étude du transport est limitée à l'espace géométrique. En outre, ce modèle permet de rendre compte de la multiplication des porteurs par avalanche en traitant le phénomène d'ionisation par choc de façon probabiliste.

La présentation détaillée de ce modèle microscopique a déjà été effectuée [3]. En conséquence, dans une première partie nous limitons sa description à l'essentiel. Toutefois, nous insistons sur les études spécifiques que nous avons été amenés à effectuer en vue d'introduire les études en régime dynamique qui font l'objet du chapitre III.

De plus, du fait de leur nature microscopique, les modélisations mises en oeuvre peuvent être appliquées à l'étude des fluctuations des grandeurs électriques [4]. Nous nous sommes attachés dans une seconde partie à caractériser les fluctuations de ces grandeurs, en absence d'excitation alternative de tension, à partir de l'étude de leurs fonctions d'auto et d'intercorrélation.

I. MODELE MICROSCOPIQUE DU FONCTIONNEMENT DES DIODES IMPATT

Les procédures utilisées doivent répondre à certains impératifs essentiels :

- tout d'abord elles doivent rendre compte, de façon réaliste, des phénomènes physiques, notamment des phénomènes de dynamique non stationnaire qui deviennent importants en gamme d'ondes millimétriques ;

- ensuite, il s'avère nécessaire de tenir compte de la réaction de charge d'espace créée par avalanche sur les valeurs locales de champ électrique ;

- enfin, il est impératif que les simulations soient effectuées en fonction du temps afin d'accéder aux valeurs d'impédance et de rendement du composant.

Par ailleurs, des problèmes d'ordre purement technique entrent en ligne de compte comme les limitations dues au temps calcul, à l'espace mémoire et au coût d'utilisation. Le modèle développé doit donc être suffisamment simple pour pouvoir être appliqué au traitement du composant avec des temps calcul raisonnables.

La première approche dans l'étude du fonctionnement des diodes IMPATT en gamme d'ondes millimétriques, consiste à étendre les modèles macroscopiques existants en tenant compte des équations de relaxation de l'énergie et du moment [5]-[9]. Cependant, cette approche s'avère difficile de par la complexité du système d'équations couplées à résoudre pour les deux types de porteurs. Par ailleurs, les effets physiques fondamentaux sont traités de façon globale. Notamment, ces simulations ne permettent pas de traduire le fait que l'énergie d'un porteur ayant ionisé peut varier de façon considérable.

La seconde approche est d'étudier le composant de façon microscopique avec une procédure type Monté-Carlo [10]-[12] pour simuler les phénomènes de transport. Cependant, cette technique requiert des temps calcul extrêmement importants et de ce fait rend très difficile l'étude du composant en fonction du temps.

En conséquence, nous avons opté pour une simulation microscopique simplifiée des phénomènes de transport à champs élevés dont les principes de base sont explicités dans les paragraphes suivants [13].

I.1. EQUATIONS FONDAMENTALES PERMETTANT LA DESCRIPTION DU TRANSPORT ET DE L'IONISATION PAR CHOC DANS LES SEMICONDUCTEURS

L'idée de base de notre modèle est de restreindre notre description du transport des porteurs à champs élevés à l'espace réel. Nous faisons ainsi abstraction de l'évolution au cours du temps du vecteur d'onde de chaque porteur dans l'espace réciproque. En outre, nos calculs s'appliquent à l'étude du fonctionnement de diodes, le modèle utilisé est unidimensionnel.

I.1.1. Description des phénomènes de dérive et de diffusion

* Dérive et diffusion

Le mouvement des porteurs dans la zone active du composant est déterminé, durant un intervalle de temps Δt , d'après le modèle de Hockney [14] [15]. Chaque porteur se déplace tout d'abord sous l'action du champ électrique local, traduisant dans l'espace réciproque une phase de vol libre. Ce déplacement certain est suivi d'un déplacement aléatoire d'amplitude égale à $\sqrt{2D\Delta t}$ et de sens équiprobable, permettant de traduire dans l'espace géométrique les interactions avec le réseau cristallin.

Ainsi, le déplacement Δx durant Δt s'exprime sous la forme suivante :

$$(36) \Delta x = \mu E \Delta t \pm \sqrt{2D\Delta t}$$

où les grandeurs μ , E et D représentent respectivement la mobilité, le champ électrique et le coefficient de diffusion.

Dans la procédure originale développée par HOCKNEY, ces grandeurs sont supposées des fonctions du champ électrique appliqué au porteur étudié. Or, en gamme d'ondes millimétriques, les grandeurs physiques telles que la vitesse ne dépendent plus uniquement des valeurs instantanées du champ électrique local mais de l'ensemble des valeurs de champ électrique auxquelles les porteurs ont été soumis auparavant. Il est maintenant bien admis qu'un des moyens de rendre compte de ces phénomènes transitoires consiste à supposer que tous les paramètres de transport ne sont plus des fonctions du champ électrique mais de l'énergie des porteurs [16].

Le problème du calcul de cette énergie se pose donc à présent.

* Détermination de l'énergie

La détermination de l'énergie est obtenue en faisant le bilan des gains et des pertes d'énergie au niveau de chaque porteur. Ainsi, toute variation d'énergie durant un intervalle de temps Δt , résulte du gain d'énergie dû au déplacement du porteur dans le champ électrique, égal à $q.E.v.\Delta t$, où v est la vitesse du porteur, et des pertes d'énergie correspondant aux interactions avec le réseau cristallin. Ces pertes d'énergie peuvent être déterminées en utilisant une approximation du type temps de relaxation. Compte-tenu de cette hypothèse, le transfert d'énergie vers le réseau cristallin est donné par $(\epsilon - \epsilon_0 / \tau_\epsilon) \Delta t$. Les grandeurs ϵ , ϵ_0 et τ_ϵ représentent respectivement l'énergie de la particule, l'énergie thermique et le temps de relaxation de l'énergie.

Moyennant ces hypothèses, la variation d'énergie de chaque porteur est donnée par :

$$(37) \quad d\epsilon = qEvd t - \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon} \right) dt.$$

En adoptant une double discrétisation sur le temps et l'espace, l'énergie de chaque particule i à l'instant j est calculée à partir de la relation :

$$(38) \quad \epsilon_{k_i}^j = \epsilon_{k_i}^{j-1} + qE(x_{k_i}^{j-1}) \cdot (x_{k_i}^j - x_{k_i}^{j-1}) - \left(\frac{\epsilon_{k_i}^{j-1} - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon_{k_i}^{j-1})} \right) \Delta t$$

avec $k = n$ pour les électrons et $k = p$ pour les trous.

Dans cette expression x_{ki}^j représente la position du porteur i à l'instant j calculée à l'aide de (36) qui se met numériquement sous la forme :

$$(39) \quad x_{ki}^j = x_{ki}^{j-1} + \mu_k(\epsilon_{ki}^{j-1}) E(x_{ki}^{j-1}) \Delta t \pm \sqrt{2D(\epsilon_{ki}^{j-1}) \Delta t}$$

I.1.2. Choix d'un pas sur le temps

Ce choix obéit à deux critères.

Tout d'abord, pour rendre compte des effets non stationnaires dus à la relaxation de l'énergie, il est nécessaire d'étudier le transport des électrons et des trous pour des échelles de temps inférieures au temps de relaxation moyen de l'énergie. Soit $\Delta t < \tau_\epsilon$.

Ensuite il est important de remarquer que la dérive des porteurs dans le champ électrique est effectuée en supposant que la vitesse des porteurs est donnée par une expression du type : $v = \mu(\epsilon).E$. Nous négligeons par conséquent les phénomènes de relaxation du moment. Cette approximation est justifiée aux fréquences de fonctionnement des composants que nous étudions, dans la mesure où les temps de relaxation du moment τ_m sont de l'ordre de 10^{-14} seconde. Dans ces conditions, l'influence de la relaxation du moment sur les phénomènes de transport des porteurs n'est significative qu'à des fréquences très élevées de l'ordre de $1/\tau_m$. Cependant, cette simplification au niveau du calcul de la vitesse implique que l'incrément temporel soit supérieur au temps où se situent les phénomènes de relaxation du moment, soit $\Delta t > \tau_m$.

En conclusion, il faudra vérifier : $\tau_m < \Delta t < \tau_\epsilon$. Dans la plupart de nos simulations, un pas sur le temps de l'ordre de $5 \cdot 10^{-14}$ seconde a été choisi pour satisfaire ces critères.

I.1.3. Description des phénomènes d'ionisation

Le phénomène d'ionisation par choc est traité de façon probabiliste. Nous supposons que chaque porteur a , durant le temps Δt , a une probabilité P_i d'ioniser au cours de son déplacement dans la zone à champ électrique élevé. Cette probabilité P_i est calculée à partir des coefficients d'ionisation macroscopiques, qui sont appliqués dans cette simulation, à chaque particule. De même que précédemment, pour traduire les phénomènes de relaxation de l'énergie au niveau de la création paire électron-trou, la probabilité P_i est supposée fonction de l'énergie individuelle des porteurs.

Nous avons $P_i = \alpha(\epsilon).v.\Delta t$ où v est la vitesse saturée des porteurs. Pour déterminer s'il y a eu ionisation durant Δt , nous usons d'une procédure numérique analogue à celle utilisée dans les études de transport par la méthode Monté Carlo. Nous comparons P_i à un nombre aléatoire r , tiré de façon équiprobable dans l'intervalle $[0, 1]$. Ce n'est que lorsque la valeur du nombre aléatoire r est inférieure à P_i qu'il y a création d'une paire électron-trou. Les valeurs de position et d'énergie des porteurs ainsi créés sont celles du porteur incident. De plus, pour décrire le fait que dans l'espace réciproque, un porteur ne peut pas ioniser immédiatement après avoir créé une paire électron-trou, on affecte sa probabilité P_i à 0 durant le temps nécessaire à l'acquisition de l'énergie d'ionisation dans le champ électrique. Ce procédé nous permet de décrire les effets "d'espaces noirs" mis en évidence par OKUTO [17].

* Remarque

L'hypothèse essentielle de ce modèle est de supposer que les paramètres de transport et de création ne sont plus fonction du champ électrique mais de l'énergie. En pratique, ces fonctions sont obtenues en composant les fonctions reliant les paramètres de transport et de création au champ électrique à celles qui lient le champ électrique à l'énergie moyenne.

Il nous faut cependant émettre quelques réserves quant aux valeurs quantitatives des paramètres fonction de l'énergie, obtenues à des valeurs de champs électriques très élevées.

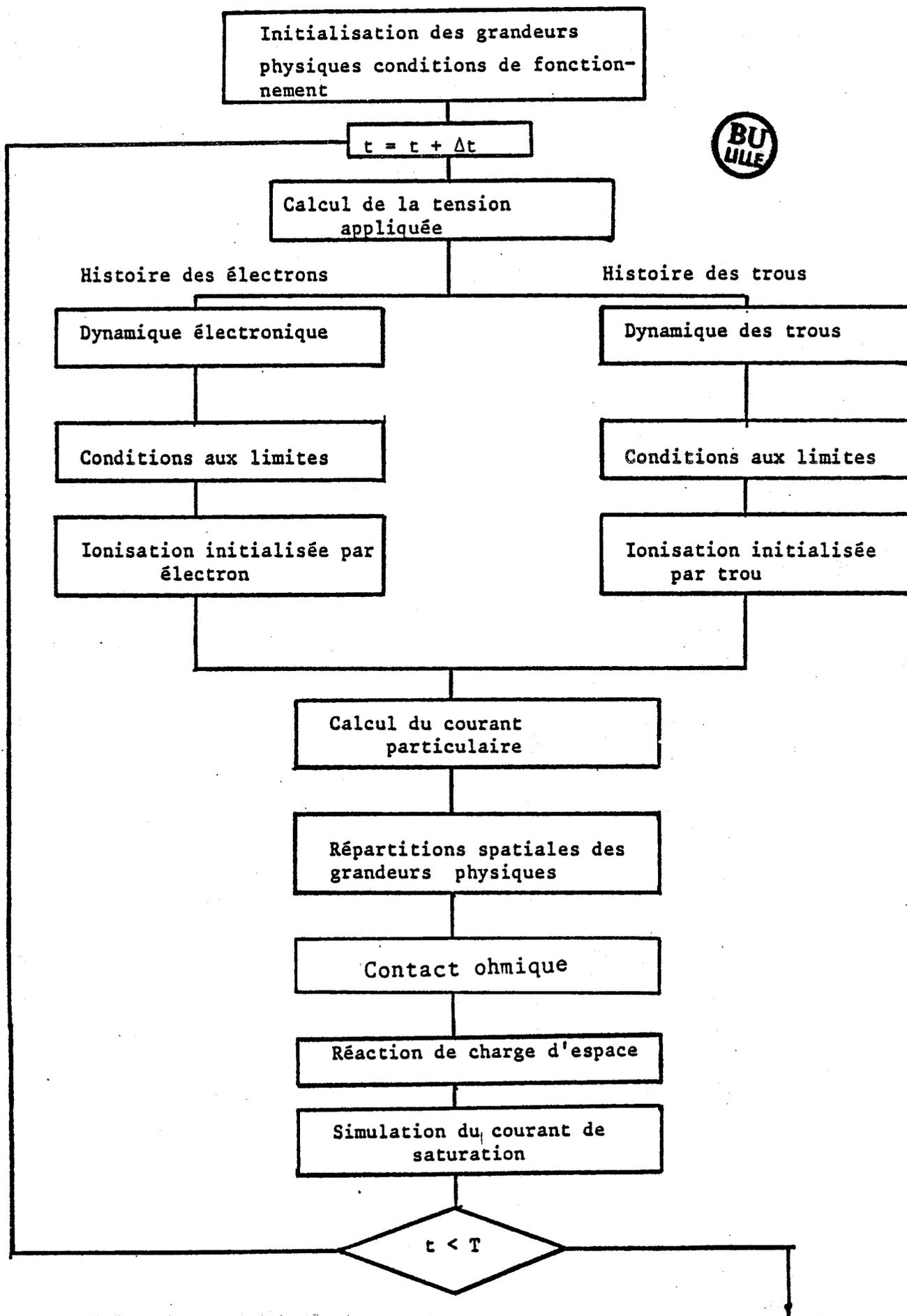


Figure 25 : Organigramme général de la simulation composant.

D'une part, il est à noter que les paramètres de transport des porteurs chauds, en particulier les valeurs du coefficient de diffusion, sont peu connus.

D'autre part, il s'avère que les variations de l'énergie moyenne des porteurs suivant le champ électrique, déterminées pratiquement par simulation Monté Carlo du transport [12], sont extrêmement dépendantes des hypothèses faites dans ces simulations (concernant principalement les taux d'interaction avec le réseau). Il en résulte une imprécision sur les valeurs des paramètres ainsi obtenues qui peut être de 50 % pour des énergies de l'ordre de 1 eV.

I.2. TRAITEMENT NUMERIQUE DANS UNE OPTIQUE DE SIMULATION COMPOSANT

I.2.1. Définition des structures

Si l'on tient compte des structures réelles auxquelles les simulations particulières sont appliquées, il est nécessaire d'introduire un certain nombre d'approximations.

Tout d'abord nous avons restreint notre étude du composant aux zones PN. Cette approximation est justifiée dans la mesure où les niveaux de dopage dans les zones P^+ et N^+ sont de l'ordre de 10^{19} atomes/cm³, par conséquent, très supérieurs à ceux des zones P et N de l'ordre de 10^{17} atomes/cm³. Dans ces conditions, le champ électrique régnant dans ces zones P^+ et N^+ est négligeable.

En outre, les transitions P^+P (P^+N) et NN^+ sont supposées abruptes.

L'étude des phénomènes de transport et d'ionisation est alors effectuée conformément à l'organigramme figure 25. Le fait de travailler dans un composant demande de tenir compte des conditions aux limites. Par ailleurs, il nous faut accéder aux répartitions spatiales des densités de porteurs libres au sein de la zone active et ainsi pouvoir rendre compte de la réaction de charge d'espace. Enfin, il faut modéliser l'existence éventuelle d'un courant de saturation.

On détermine alors les variations temporelles du courant particulière et de la tension aux bornes du composant. La décomposition en série de Fourier de ces grandeurs nous permet d'accéder à l'impédance, au rendement de conversion et à la puissance hyperfréquence fournie, présentée par la diode.

I.2.2. Conditions de fonctionnement

La zone active du composant définie, la diode est polarisée en inverse à la tension d'avalanche par l'intermédiaire d'une résistance de ballast R. A cette tension continue, l'on superpose une tension alternative dont la fréquence correspond à celle où le composant est susceptible d'osciller (figure 26).

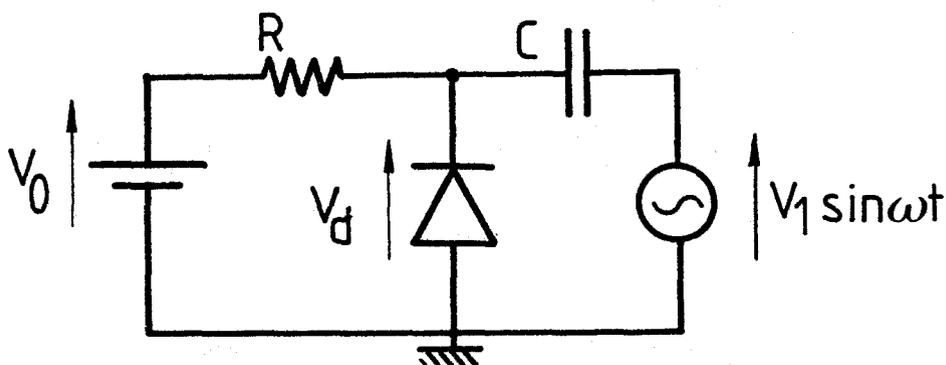


Figure 26

Afin d'éviter que les variations temporelles du courant issu de la diode modulent la tension continue appliquée aux bornes du composant, la contre-réaction en régime dynamique est effectuée conformément à l'expression suivante :

$$(40) V_d(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t - RT(t)$$

$$(41) I(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t I(t') dt'$$

$I(t)$ désigne la valeur du courant moyenné sur une période T , correspondant à la période du signal hyperfréquence appliqué, ou à la période d'étude du système en régime statique.

I.2.3. Conditions aux limites

L'absorption des porteurs aux limites de la zone active du composant est traitée de la façon suivante :

Lorsqu'un électron (un trou) atteint la zone $N^+(P^+)$ on admet qu'il est collecté par le circuit extérieur. A ce titre, il ne fait plus partie de la population des porteurs simulés.

Si par contre, l'abscisse d'un électron (d'un trou) le situe dans la zone $P^+(N^+)$ on le réinjecte dans la zone active du composant à une abscisse symétrique par rapport à l'interface P^+P (NN^+) sans modification de la valeur de son énergie. On décrit ainsi les propriétés de rectification de la jonction PN. Cependant, nous verrons, lors d'études à taux de modulation importants, qu'il est nécessaire de rendre compte du rôle joué par les zones fortement dopées P^+ et N^+ . En effet, elles constituent des réservoirs quasi-infinis d'électrons et de trous, qui permettent de subvenir au manque de porteurs libres qui peut apparaître dans les zones non désertées en régime grand signal. Ce point sera abordé dans le paragraphe consacré à la simulation des contacts ohmiques.

I.3. TRAITEMENT DES RESULTATS

Trois phases essentielles apparaissent dans le traitement des résultats. Il s'agit de la détermination des valeurs de courants, des répartitions spatiales des grandeurs physiques et de la réaction de charge d'espace.

I.3.1. Détermination des courants

Le calcul des courants est effectué par application du théorème de Ramo et Shockley [18]. Le courant $I_n(t)$ est donné par la relation :

$$(42) I_n(t) = \frac{q}{l} U_n(t)$$

$$(43) \text{ où } U_n(t) = \sum_{i=1}^{nn} v_i(t)$$

(l : longueur de la région de charge d'espace).

De la même façon on calcule le courant de trous $I_p(t)$.

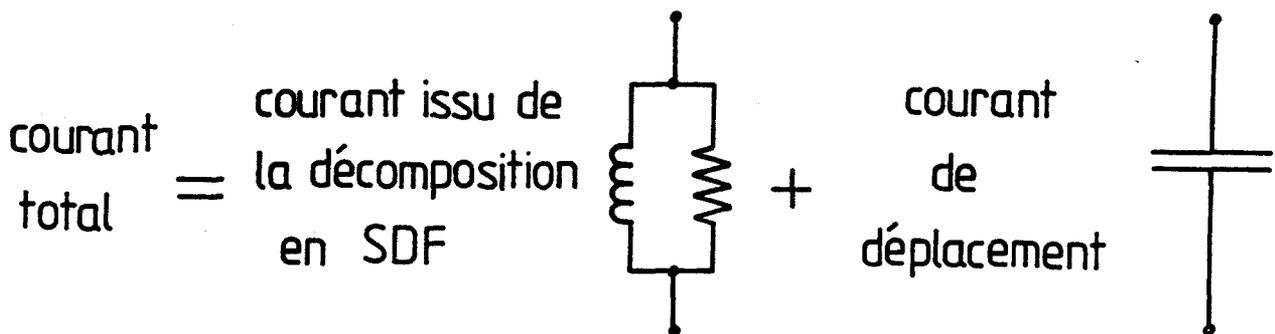
$$(44) \quad I_p(t) = \frac{q}{l} U_p(t) \quad \left(U_p(t) = \sum_{i=1}^{np} v_i(t) \right)$$

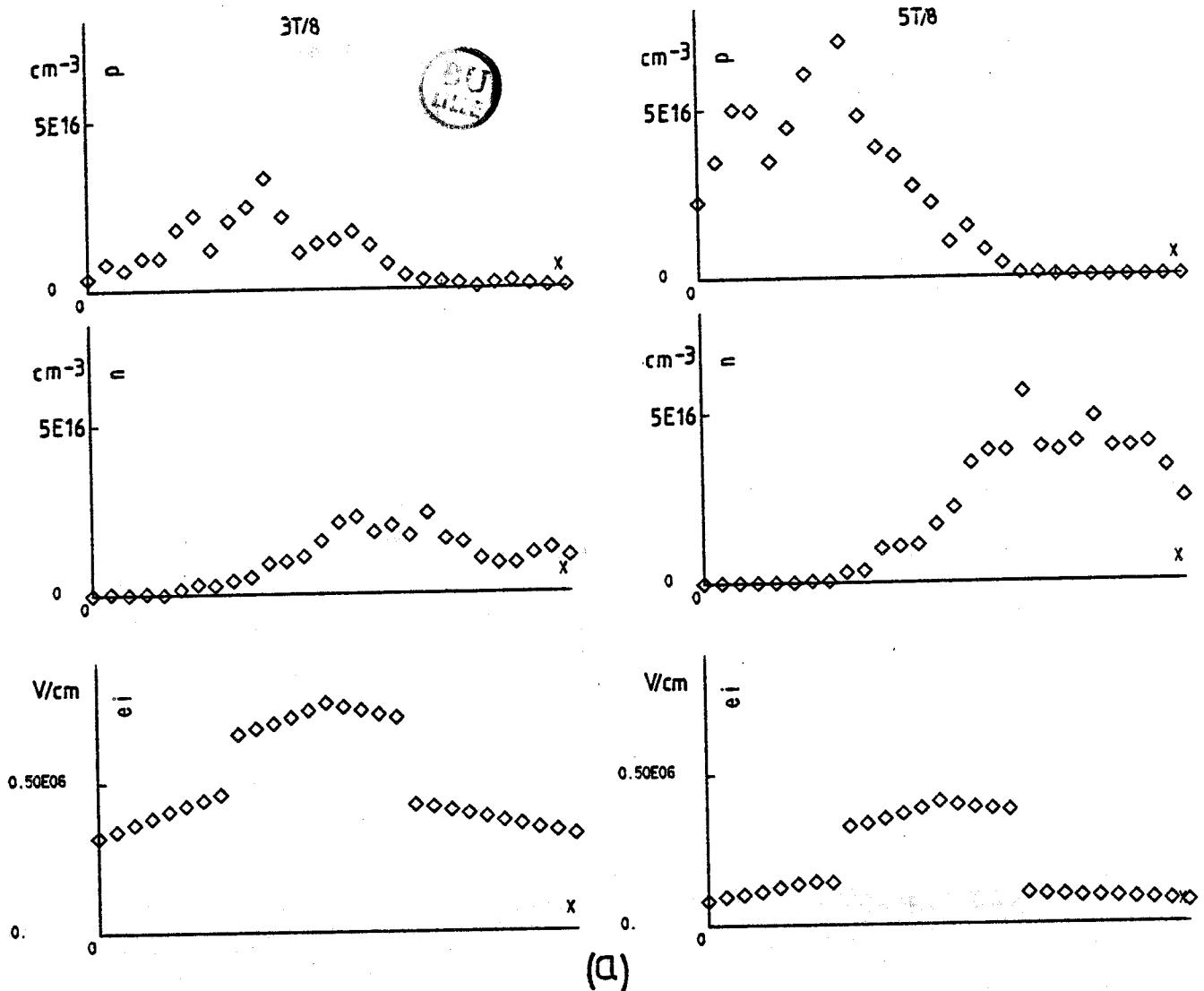
($v_i(t)$: vitesse de la particule d'indice i
et nn : nombre d'électrons dans la zone active).

Le courant total est obtenu en sommant les courants d'électrons et de trous.

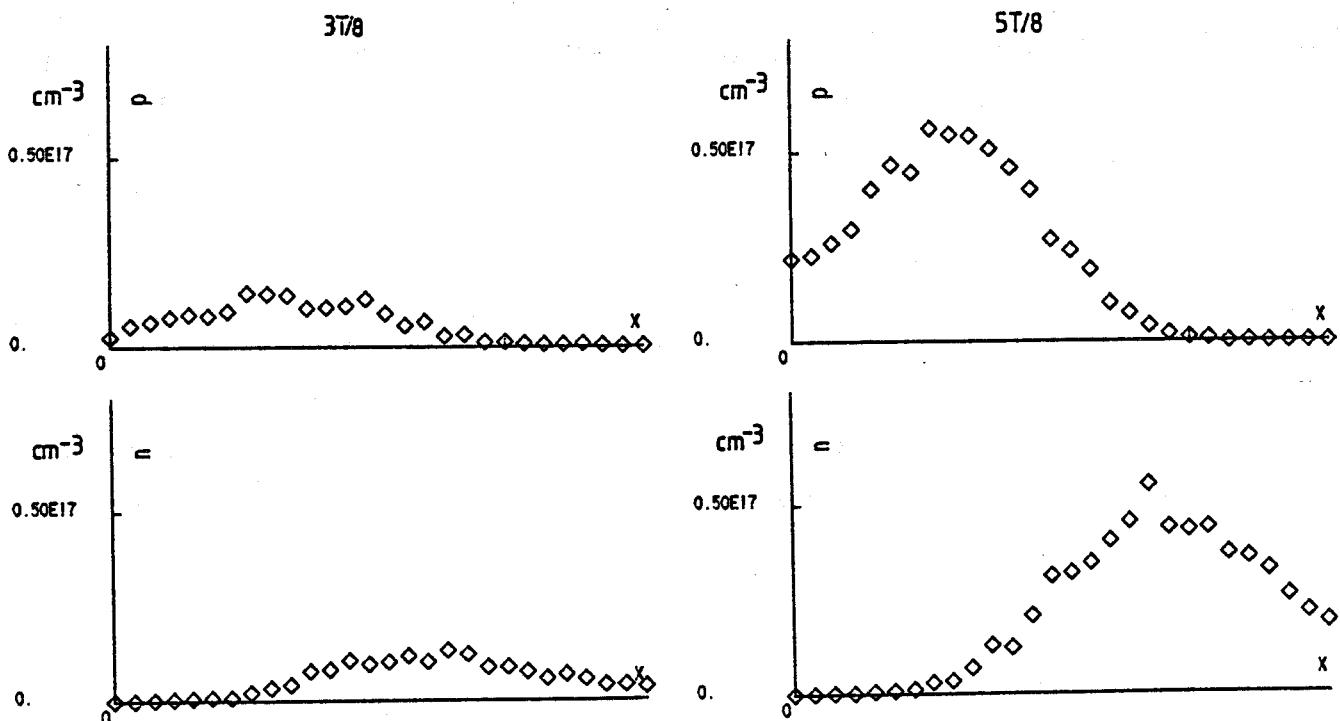
Rappelons cependant que les valeurs de courants particulières ainsi obtenues ne sont égales au courant total qu'en régime statique. Il en résulte que dans l'étude du régime dynamique, il faudra ajouter le courant de déplacement introduit par les variations temporelles de la tension aux bornes du composant. Pratiquement ceci est réalisé en ajoutant en parallèle aux éléments localisés issus de la décomposition en série de Fourier la capacité "froide" donnée par l'expression $\epsilon S/l$

avec ϵ : permittivité du matériau
 S : section du composant
 l : longueur de la zone active du composant.





(a)



(b)

Figure 27 : Evolutions spatiales instantanées (a) des électrons, des trous et du champ électrique ainsi que celles correspondant aux électrons et aux trous lissées sur le temps (b). (Diode InP DDR : $F = 104$ GHz).

I.3.2. Répartitions spatiales et réaction de charge d'espace

La détermination des valeurs de champ électrique local auxquelles sont soumis les porteurs demande de connaître à tout instant la répartition de porteurs, respectivement N_i pour les électrons et P_i pour les trous, qui s'y trouvent. L'on calcule alors la densité d'électrons n_i et de trous p_i à partir des relations :

$$(45) \quad n_i = \frac{N_i}{S_e \Delta x} \quad (46) \quad p_i = \frac{P_i}{S_e \Delta x}$$

où S_e représente la surface effective de simulation, qui permet de décrire, à partir d'un nombre de particules limité à 10 000, les dopages rencontrés dans les diodes millimétriques (typiquement de l'ordre de 10^{17} atomes/cm³).

Les variations spatiales de densités d'électrons et de trous ainsi obtenues, le calcul du profil de champ électrique est effectué à partir de l'équation de Poisson qui s'écrit après discrétisation :

$$(47) \quad E_i^j = E_{i-1}^j + \frac{q}{\epsilon S_e} (N_{i-1}^j - P_{i-1}^j) - \frac{q}{\epsilon} N_{Di-1}^j \Delta x$$

où E_{i-1}^j , N_{i-1}^j , P_{i-1}^j et N_{Di-1}^j représentent le champ électrique, le nombre d'électrons et de trous et la concentration en impuretés au temps j , dans le $(i-1)$ ème élément de longueur de la zone active.

Afin d'illustrer cette procédure, nous avons représenté figure 27a les évolutions spatiales respectives, instantanées, des électrons et des trous ainsi que celles du champ électrique associé, à différents instants de la période de la tension alternative appliquée. Il s'agit ici d'une diode "double drift" à profil différencié au phosphore d'indium (InP). On note les fluctuations importantes des grandeurs pouvant masquer le sens de variation des densités de porteurs. La même remarque peut être faite en ce qui concerne les variations temporelles du courant de diode (voir figure 28).

L'application directe des procédures de simulation décrites dans les paragraphes précédents met en évidence des fluctuations importantes au

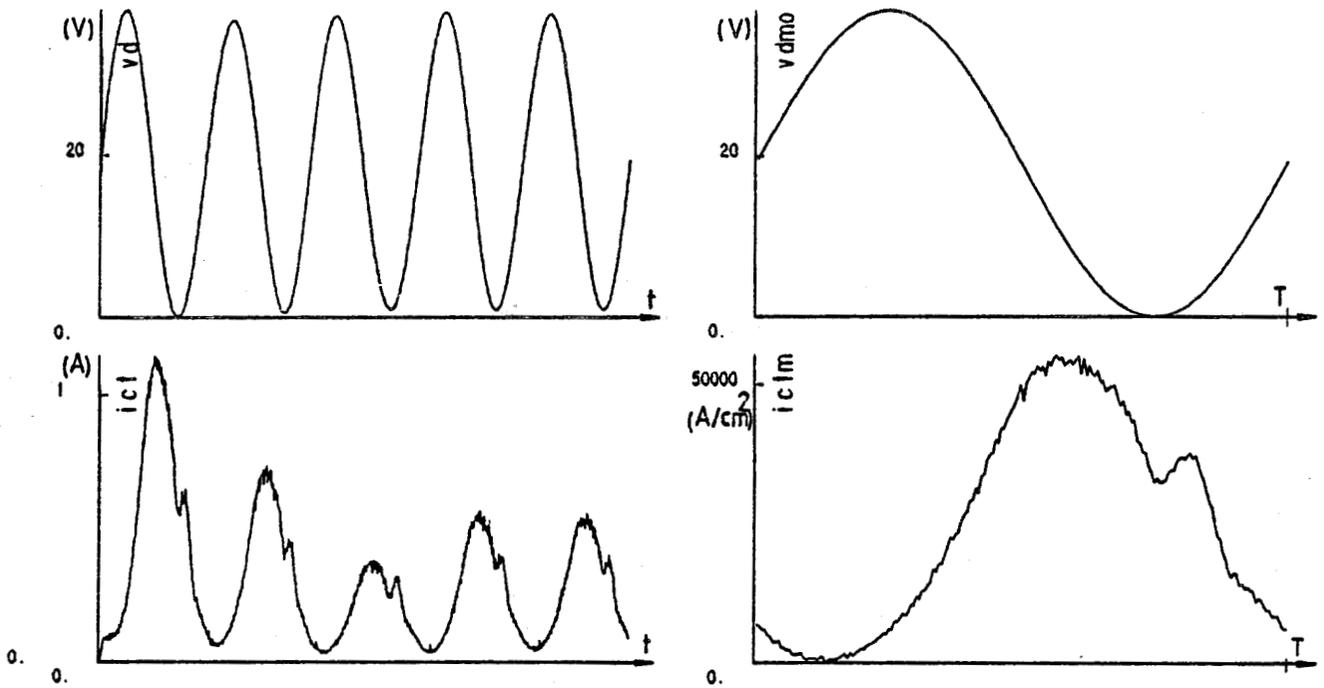


Figure 28 : Evolutions temporelles du courant et de la tension de diode ainsi que celles lissées sur une période (diode InP DDR, $F = 104$ GHz).

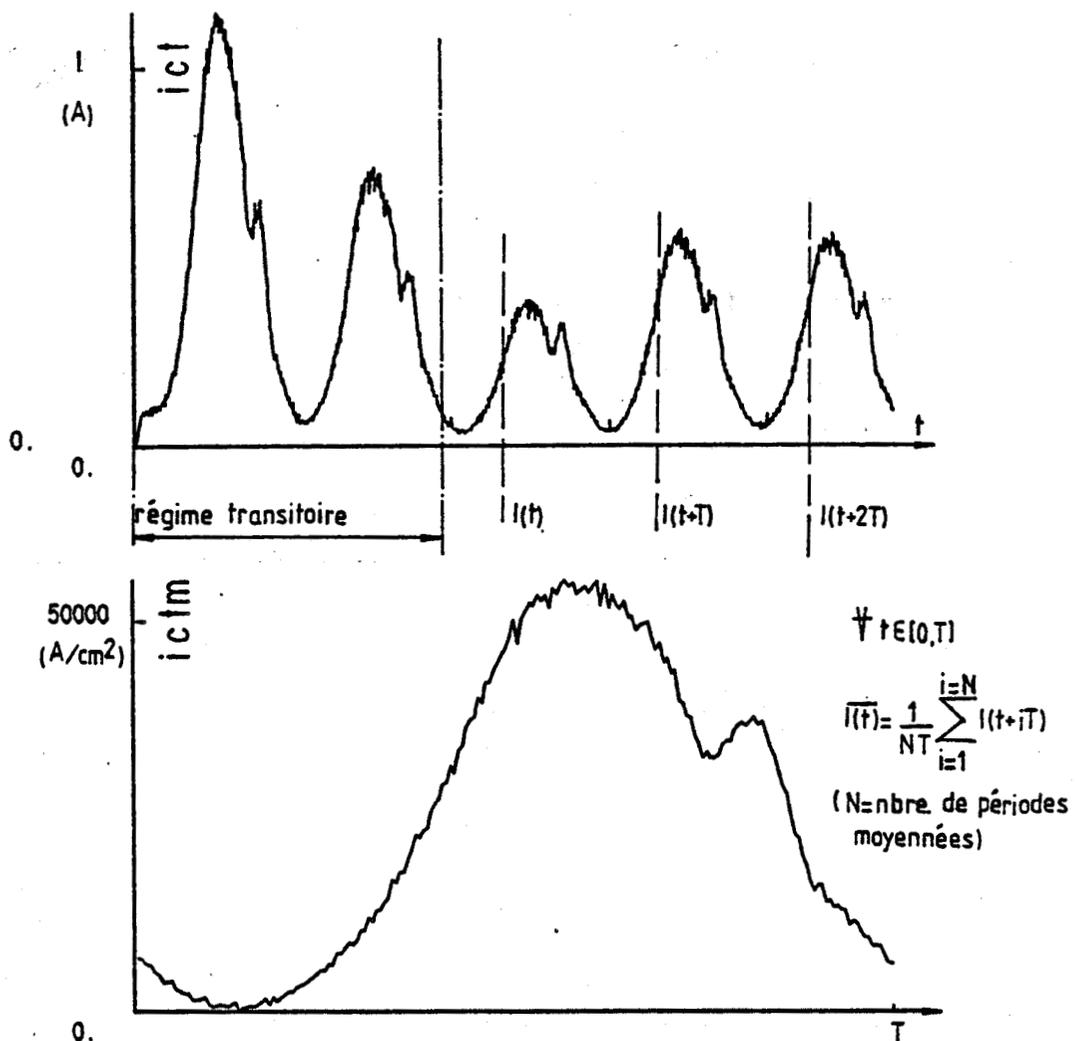


Figure 29 : Illustration du processus de lissage.

niveau de la représentation des variations spatiales et temporelles des grandeurs qui interviennent dans le fonctionnement du dispositif. Il s'avère par conséquent nécessaire, en vue de l'exploitation des résultats, de s'affranchir de ces fluctuations. En pratique, nous utilisons un procédé de "lissage" basé sur les méthodes suivantes.

I.3.3. Lissage des grandeurs spatiales et temporelles

La figure 28 présente les évolutions temporelles de la tension et du courant de diode ainsi que celles obtenues sur une période moyenne. Le procédé de lissage est illustré figure 29.

L'opération de lissage permet de s'affranchir du bruit de phase et d'amplitude qui affectent les grandeurs considérées. En pratique, ce sont les variations temporelles moyennes que l'on décompose en série de Fourier afin d'obtenir les caractéristiques "circuit" du composant. Les deux premières périodes du signal sont exclues afin de s'affranchir du régime transitoire.

Nous avons reporté les répartitions moyennées de porteurs (instants $3T/8$ et $5T/8$), sur la figure 27b. Il a été utilisé une méthode analogue à celle décrite précédemment. La seule différence réside dans le fait que le lissage a été effectué sur le temps et l'espace. Au vu des figures 28 et 27b on peut remarquer une diminution sensible des fluctuations.

I.4. CONTACT OHMIQUE

Sur la figure 30a nous avons représenté la répartition des densités d'électrons à l'instant $t = 3T/4$ de l'alternance négative de la période hyperfréquence, pour une diode "double drift" soumise à des taux de modulation importants. On note dans cet exemple, un appauvrissement significatif en porteurs dans les zones proches du substrat N^+ . Il en résulte compte-tenu de la réaction de charge d'espace, des valeurs de champ électrique négatives. Cet effet qui résulte du fait que les substrats ne sont pas pris en compte dans cette simulation, n'est pas conforme à la réalité.

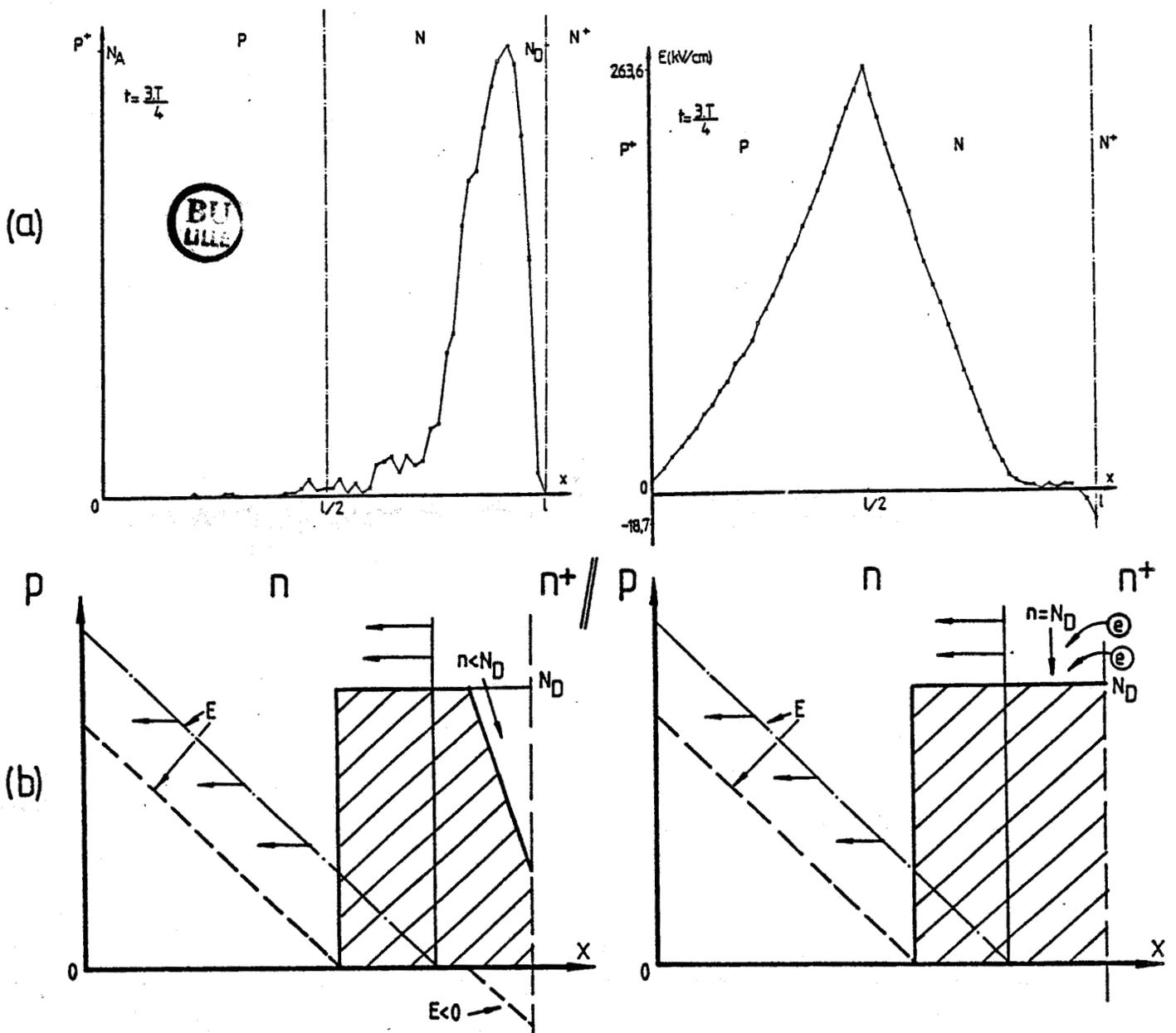


Figure 30 : (a) Répartitions des électrons et du champ électrique sans simulation du contact ohmique (Diode InP DDR 0,6 μ m)
 (b) Illustration de la mise en oeuvre du "contact ohmique".

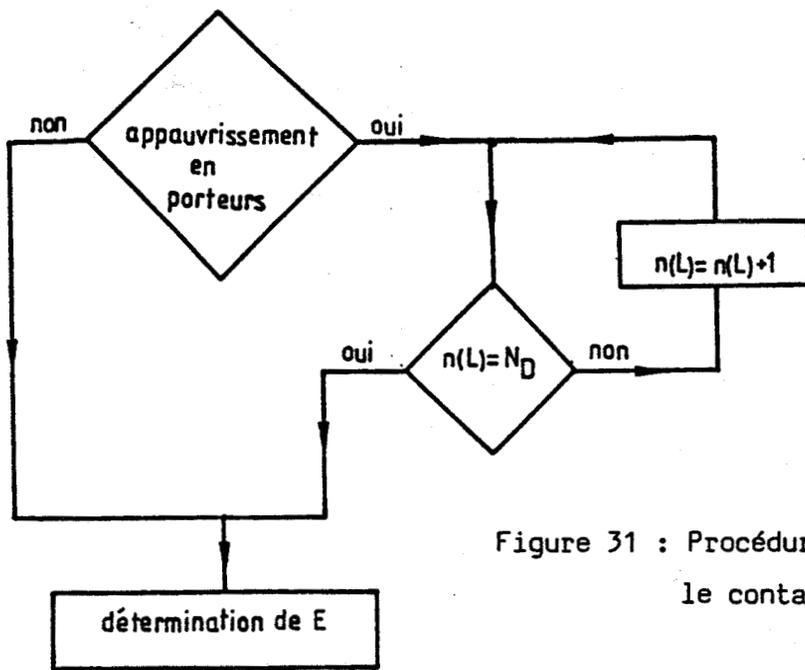


Figure 31 : Procédure numérique utilisée pour simuler le contact ohmique

En effet, dans un fonctionnement en régime très grand signal, il apparaît des modulations importantes de la région de charge d'espace. Durant l'alternance négative, le retrait des limites de la zone désertée s'accompagne d'un déplacement synchrone des porteurs. Il en résulte une augmentation du nombre de porteurs dans les zones non désertées. Dans la mesure où il n'est pas possible de faire face à cette augmentation, il apparaît des zones d'appauvrissement aux extrémités de la zone active. Dans la réalité, les porteurs qui sont impliqués dans les variations spatiales de la région de charge d'espace sont remplacés par des électrons et des trous, issus des zones fortement dopées qui se comportent donc comme des réservoirs de porteurs. Il faut donc simuler ce phénomène.

La procédure numérique adoptée est symbolisée sur la figure 31. On pallie le manque de porteurs dans les zones non désertées en introduisant, aux extrémités des zones actives un nombre de porteurs tel que les densités de porteurs libres soient égales aux concentrations en impuretés.

La mise en oeuvre de ce procédé est illustrée figure 30b.

I.5. VALIDITE DES PROCEDURES NUMERIQUES UTILISEES. VERIFICATION DE LA CONTINUTE DES COURANTS

Rappelons tout d'abord que lorsque l'on utilise une procédure de simulation microscopique du transport des porteurs, les équations de continuité qui résultent du caractère irréductible des particules sont prises en compte automatiquement. Ainsi, en vérifiant que la condition de continuité des courants est bien établie, on dispose d'un moyen simple de vérifier la validité des procédures numériques mises en oeuvre.

Sur la figure 33a nous avons représenté les variations spatiales, moyennées sur le temps, respectivement du courant d'électrons, de trous et du courant total au sein de la zone active d'une diode en silicium "double drift" à profil de dopage abrupt (Fig. 32a). On remarque que les valeurs de courant total sont pratiquement constantes quelle que soit l'abscisse où elles sont déterminées. La conservation du courant total est donc bien vérifiée.

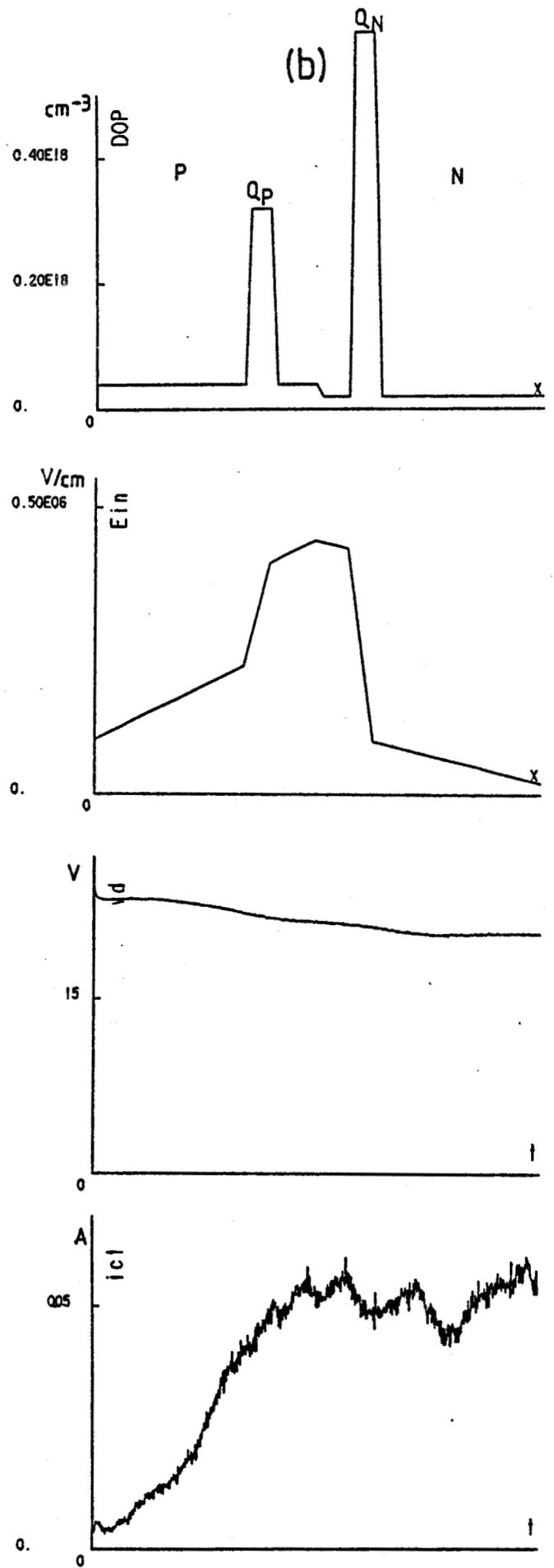
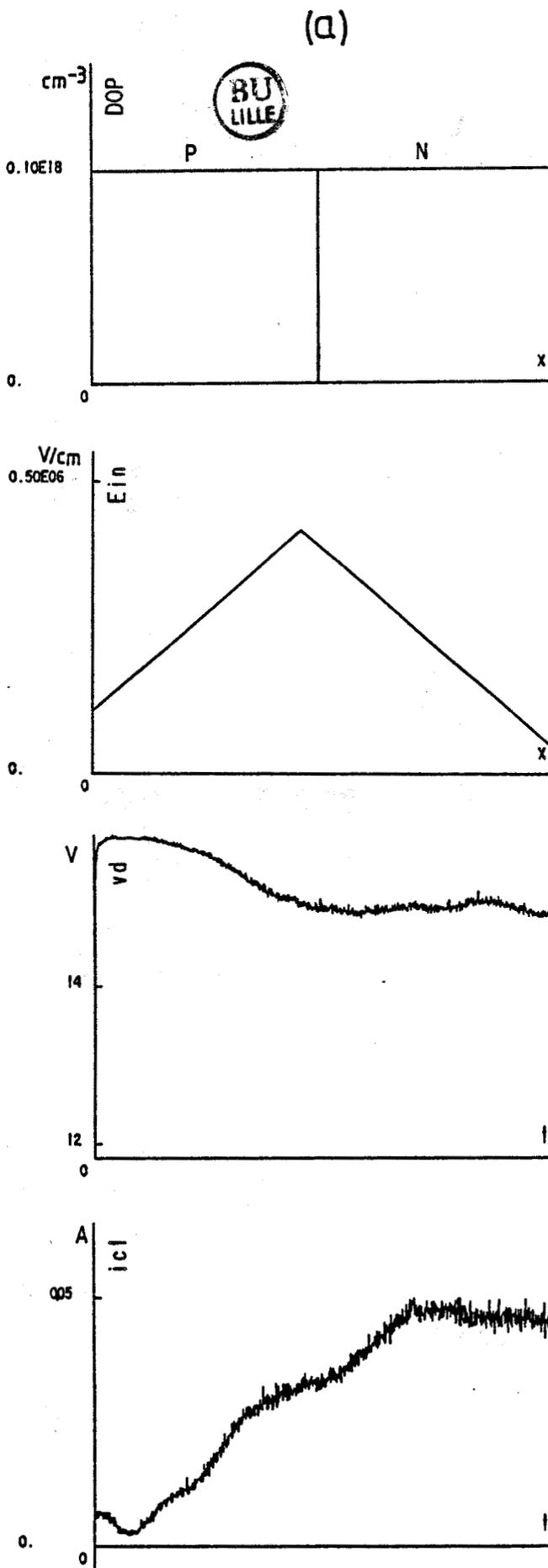
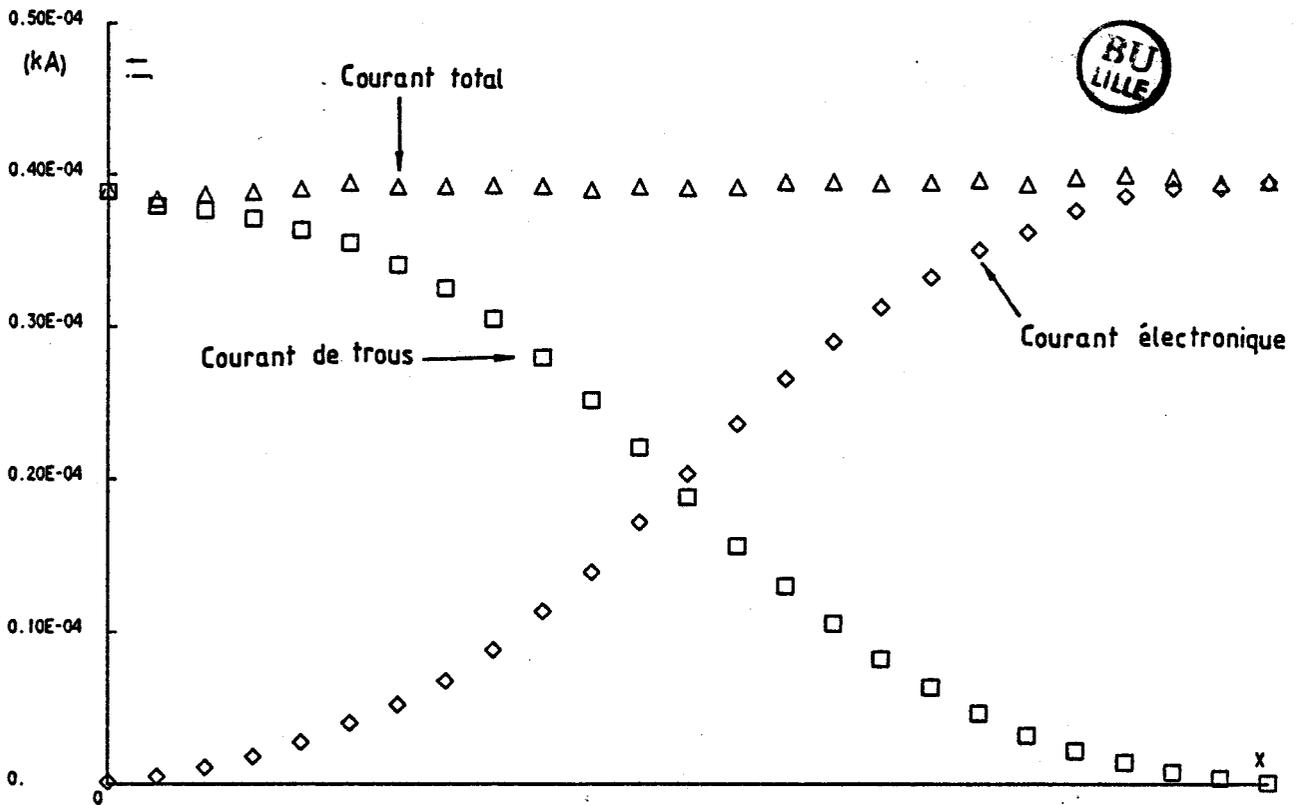
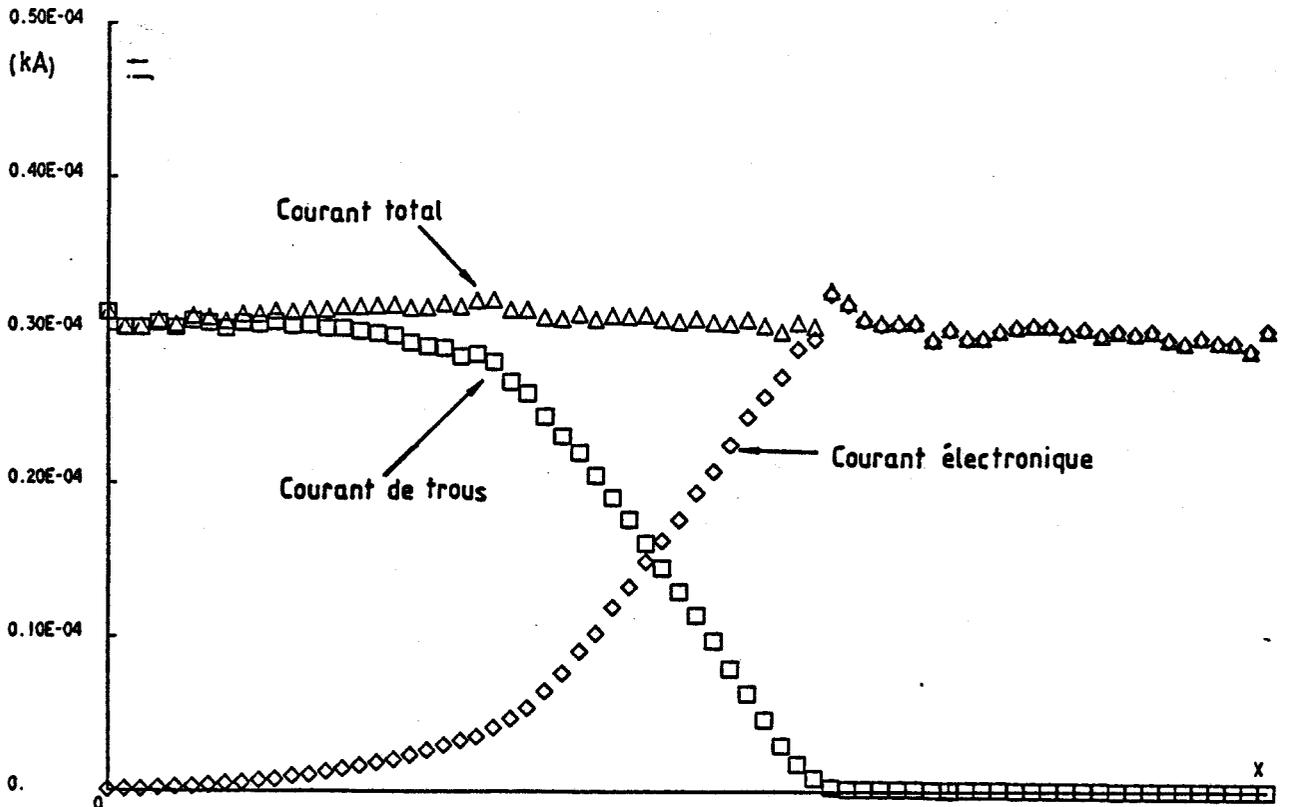


Figure 32 : Profil de dopage et champ électrique associé, des diodes utilisées dans la validation des procédures numériques; les allures de tension et courant obtenues sont également reproduites (a : diode Si, 0,5 μm ; b = diode GaAs, 0,7 μm).



(a)



(b)

Figure 33 : Variations spatiales moyennées sur le temps du courant d'électrons, de trous et total.

(a) diode silicium DDR profil plat.

(b) diode GaAs DDR profil différencié.

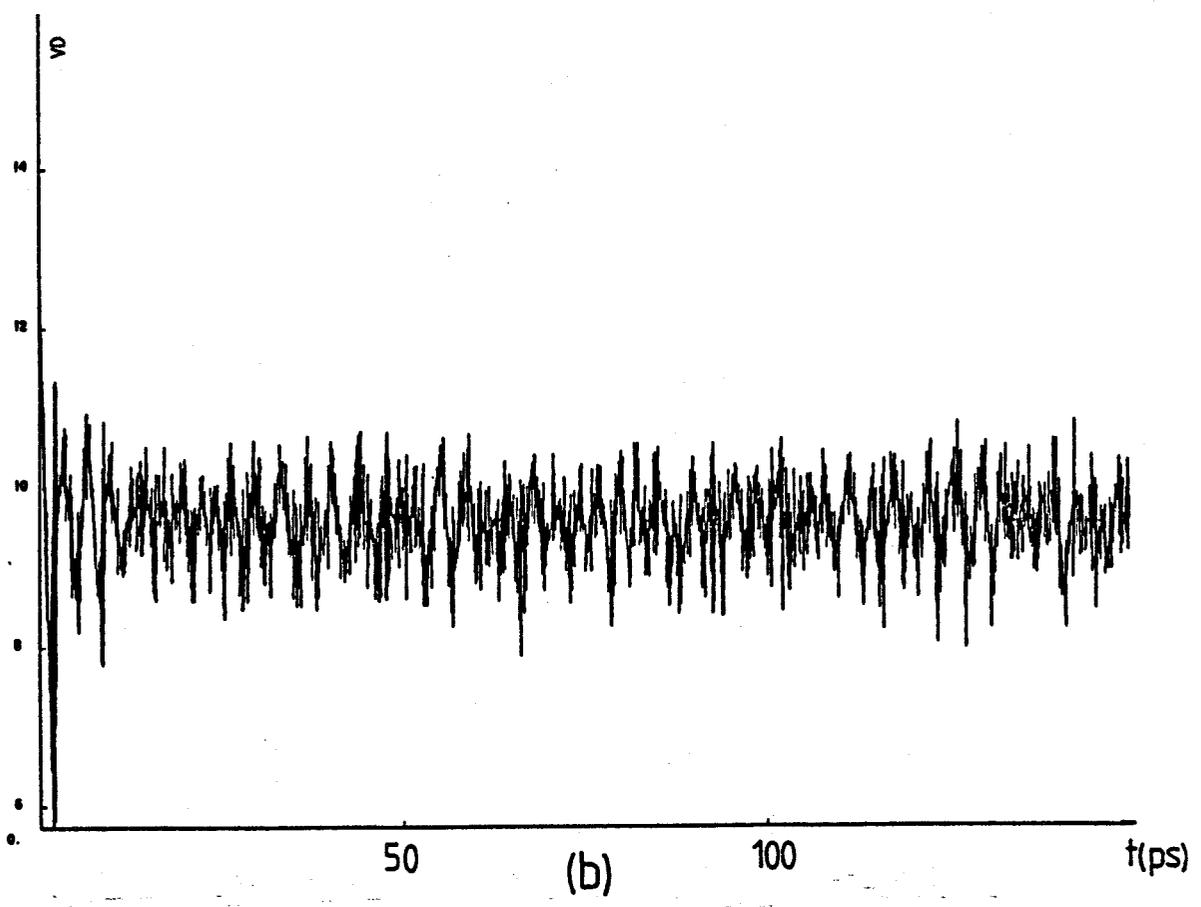
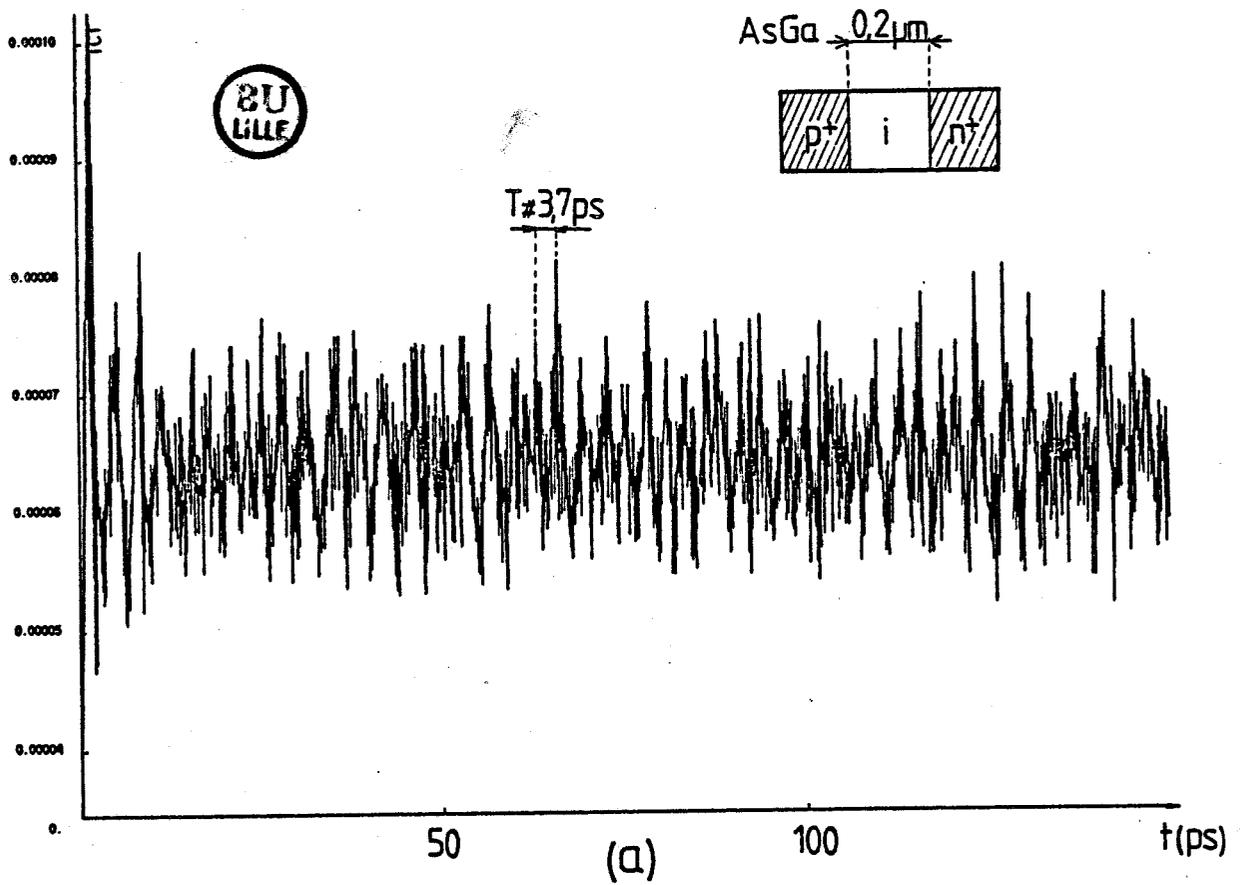


Figure 34 : Variations temporelles du courant particulaire (a) et de la tension (b) dans une diode PIN GaAs de $0,2 \mu\text{m}$ en l'absence d'excitation alternative de tension.

Sur la figure 33b nous avons reporté les résultats obtenus pour une diode à l'arséniure de gallium, "double drift" à profil de dopage différencié (Fig. 32b). On peut noter également, dans cette structure, où l'on observe des gradients de champ électrique extrêmement importants, que la conservation du courant total est obtenue de façon satisfaisante. Par ailleurs, on peut remarquer que les variations des courants d'électrons et de trous sont nettement plus marquées dans ce cas, par opposition à l'exemple précédent, où les variations sont plus régulières. Ceci résulte de la localisation nette de la zone d'avalanche, obtenue par les différents plans de dopages au sein des zones P et N.

En résumé, à cette première partie nous pouvons souligner certains aspects de la modélisation ainsi réalisée. Ce modèle de simulation microscopique malgré ses nombreuses hypothèses simplificatrices nous permet de prendre en compte la plupart des phénomènes qui s'avèrent importants en gamme d'ondes millimétriques, tels que les effets de relaxation de l'énergie. De plus, ce programme implanté initialement sur IRIS 80 puis DPS 8 permet typiquement de simuler le fonctionnement en régime dynamique d'une diode IMPATT avec des temps calcul raisonnables. Typiquement pour un composant fonctionnant à 220 GHz, étudié sur 10 périodes avec un nombre de particules simulées de 6 000, le temps calcul est de 60 minutes.

Il apparaît cependant que les résultats obtenus sont affectés de fluctuations importantes. Avant d'aborder l'étude dynamique proprement dite, nous allons essayer d'apporter quelques éléments d'information sur ces fluctuations dans la deuxième partie de ce chapitre.

II. APPLICATION DU MODELE A L'ETUDE DE FLUCTUATIONS EN REGIME STATIQUE

II.1. MISE EN EVIDENCE D'OSCILLATIONS DE PLASMA

Sur la figure 34a nous avons tracé les variations temporelles du courant particulaire d'une diode PIN à l'arséniure de gallium en absence d'excitation alternative de tension. Le point marquant à noter est l'existence de fluctuations cohérentes dont la fréquence se situe aux environs de 270 GHz. L'évolution de la tension associée est donnée figure 34b. On remarque

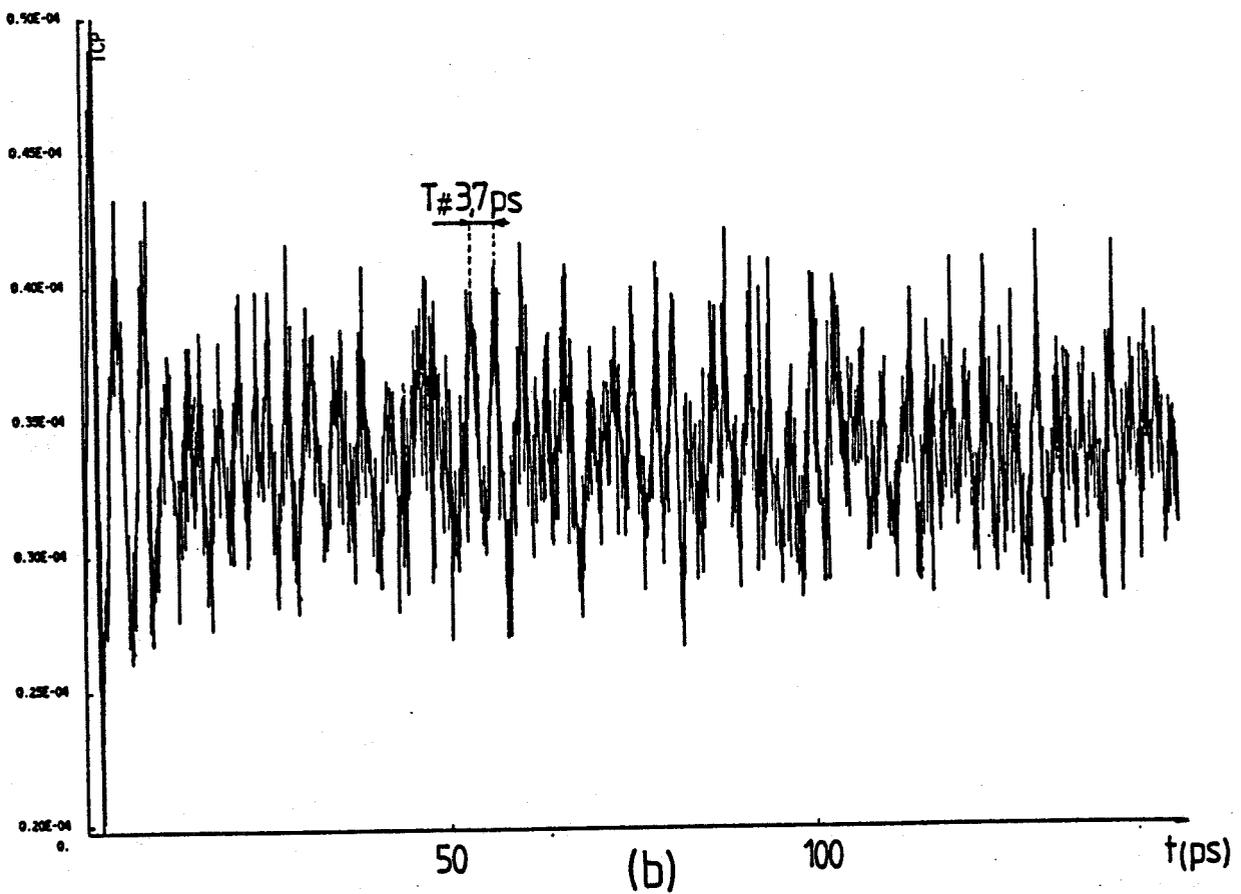
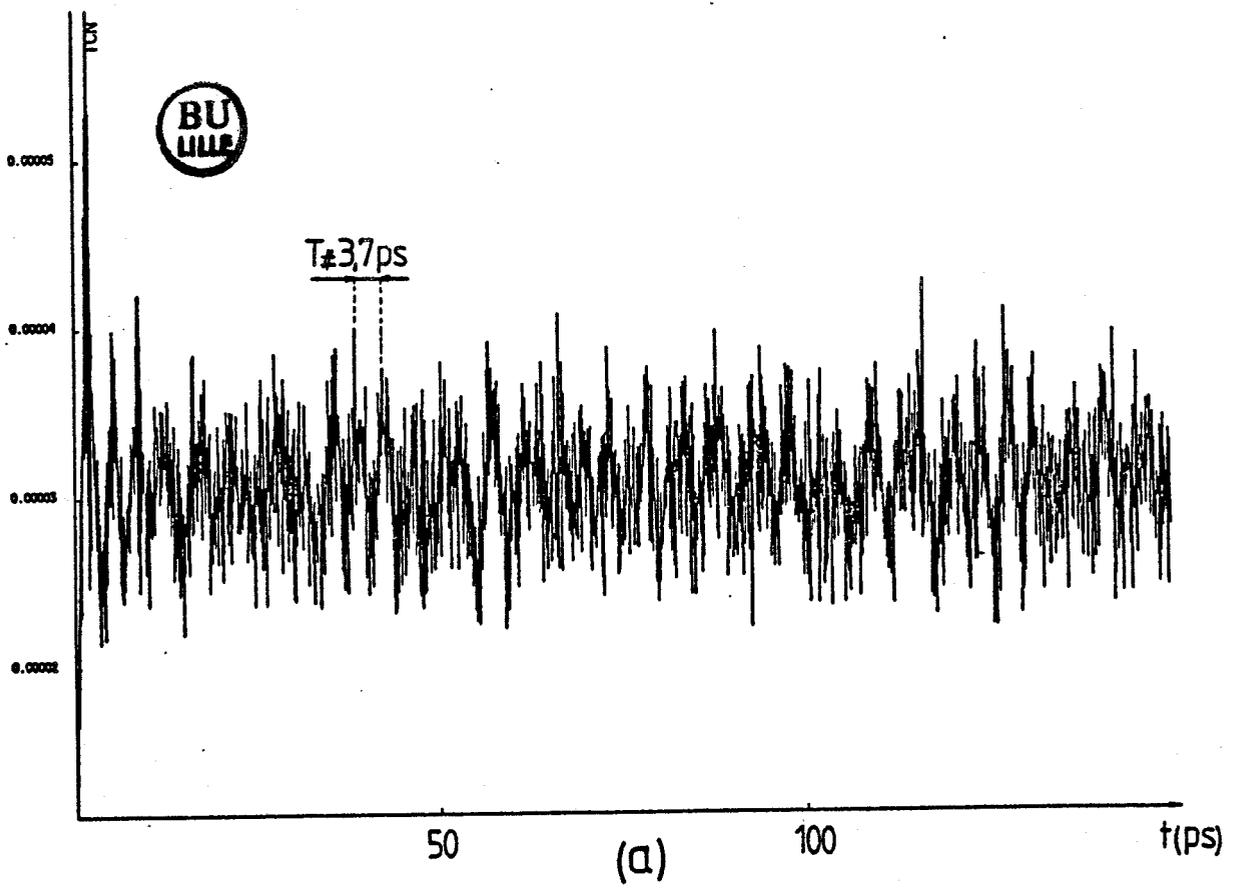


Figure 35 : Contributions temporelles respectives des courants d'électrons (a) et de trous (b).

que les oscillations de courant précédentes se répercutent au niveau de la tension aux bornes du composant.

La figure 35 montre les contributions temporelles respectives des courants d'électrons et de trous. On remarque que la présence de fluctuations cohérentes n'est pas spécifique à un type de porteur en particulier.

Sur la figure 36a nous avons reporté les évolutions temporelles de l'énergie moyenne des trous présents dans la structure semiconductrice. On peut remarquer que l'énergie moyenne déterminée dans ces études est proche de 2,4 eV. Nous montrerons au chapitre III que cette valeur est assez élevée pour l'arséniure de gallium compte-tenu de son énergie de seuil d'ionisation. Néanmoins, ces valeurs élevées ont été choisies afin d'augmenter les effets de relaxation de l'énergie des porteurs qui vont jouer comme nous le verrons dans le paragraphe II.1.2., un rôle non négligeable. De même, on peut noter sur ce tracé une oscillation dont la fréquence est de l'ordre de quelques centaines de gigahertz.

A ce stade de l'analyse, il s'agit de déterminer l'origine de ces fluctuations de courant. Deux hypothèses peuvent être retenues :

- la première hypothèse est de considérer que ces fluctuations sont induites par une modulation de la vitesse des porteurs ;

- la seconde est d'attribuer l'origine de ces oscillations à des variations cohérentes de la densité de porteurs libres.

Aucune de ces deux possibilités n'est a priori à exclure dans la mesure où la mobilité dont dépend la vitesse des porteurs, ainsi que la probabilité d'ionisation dont dépendent les créations de paires électron-trou sont supposées des fonctions de l'énergie instantanée des porteurs au sein de la zone active.

Dans le but de lever l'indétermination quant à l'origine de ces fluctuations, nous avons reporté sur les figures 36b et 37 respectivement les variations temporelles de la vitesse moyenne des trous et du nombre de trous simulés. Au vu de ces résultats, on peut noter que, si les oscillations mises en évidence précédemment au niveau des courants se retrouvent sur

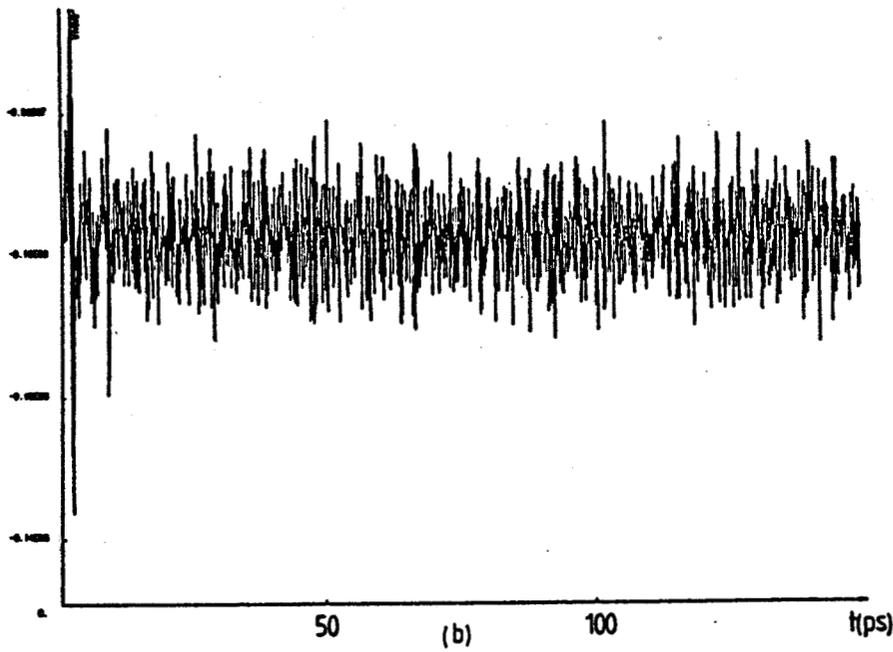
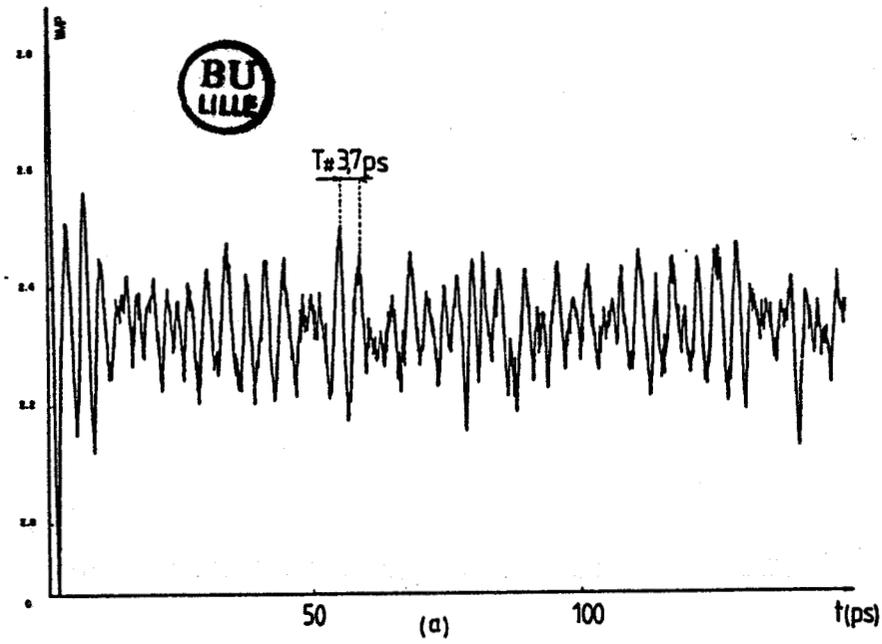


Figure 36 : (a) Evolutions temporelles de l'énergie moyenne des trous.
 (b) Evolutions temporelles de la vitesse moyenne des trous.

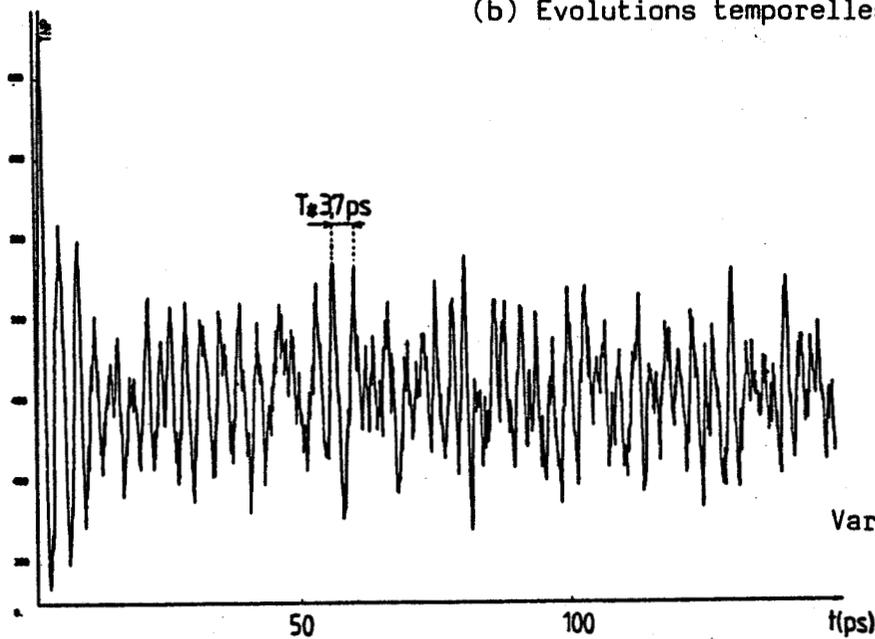


Figure 37 :
 Variations du nombre de trous simulés

l'évolution temporelle de la densité de trous, il n'en est pas de même en ce qui concernent les variations temporelles de la vitesse des porteurs. Ceci peut s'expliquer par le fait que toute variation de l'énergie moyenne des porteurs se répercute de façon très importante sur les valeurs de la densité de porteurs, comparativement aux valeurs de vitesse, compte-tenu du caractère non linéaire très marqué du mécanisme de création de porteurs.

Par ailleurs, il faut également mentionner que la décorrélation des fluctuations de vitesse est très rapide comparativement à celles des fluctuations de porteurs libres [4]. Ces premiers éléments qualitatifs d'analyse étant rapportés, il apparaît intéressant de calculer à présent les diverses fonctions d'autocorrélation.

II.1.1. Analyse des fluctuations à l'aide des fonctions d'autocorrélation

Nous avons reporté figures 38 (a, b et c) les résultats du calcul des fonctions d'autocorrélation des valeurs de courant total, de courant de trous et de densité de trous.

Ce calcul a été effectué conformément à la relation suivante :

$$(48) \zeta_{xx}(\tau) = \langle \Delta x(t) \cdot \Delta x(t-\tau) \rangle$$

où $\langle \rangle$ désignent les valeurs moyennes et Δ l'écart de $x(t)$ par rapport à sa valeur moyenne x_0 .

Ces tracés mettent en évidence des corrélations périodiques entre les valeurs de courants particulières à la fréquence de 270 GHz. Cette fréquence correspond pratiquement à l'inverse du temps de transit des porteurs au sein de la zone active du composant.

Ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où tout accroissement local du nombre de porteurs libres ne peut être absorbé par les zones semiconductrices fortement dopées qu'au bout d'un temps correspondant

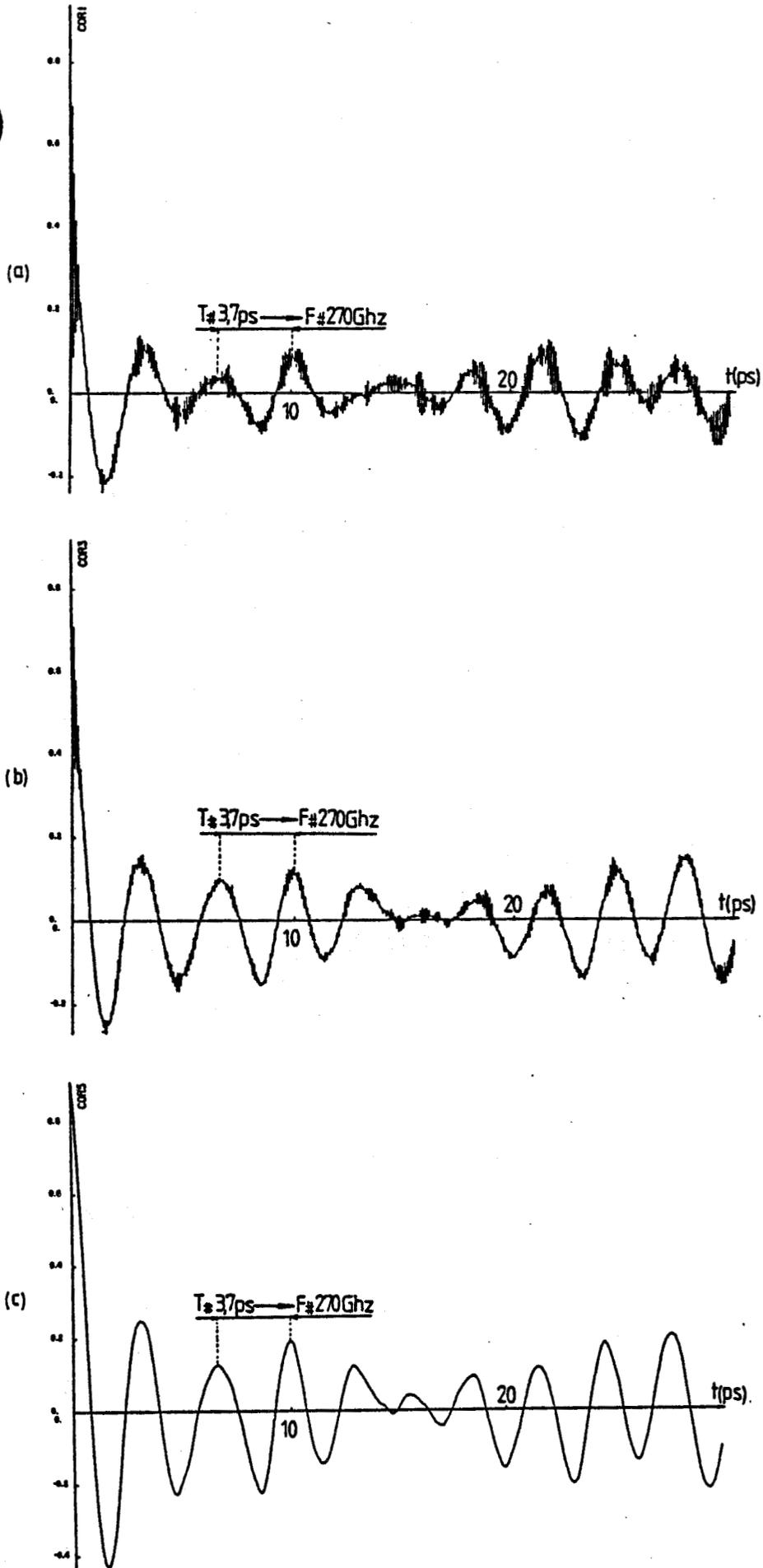


Figure 38 : Fonctions d'autocorrélation du courant total (a), du courant de trous (b) et de densités de trous (c).

en moyenne au temps de transit dans la structure. En pratique, afin de conserver une précision suffisante au niveau des déterminations des fonctions d'autocorrélation [19] [20], celles-ci ont été calculées sur 30 ps à partir des valeurs échantillonnées des différentes grandeurs, sur une période de 150 ps.

Il faut également mentionner que, si les fluctuations de courants particulières sont interprétées comme la superposition de deux signaux, l'un aléatoire et l'autre périodique, la fonction d'autocorrélation des fluctuations de courant fait intervenir non seulement les fonctions d'autocorrélation des signaux pris séparément, mais aussi leurs fonctions d'intercorrélations. Dans ce contexte, il apparaît intéressant d'essayer de cerner les intercorrélations qui existent entre les différentes grandeurs mises en jeu dans ce processus d'oscillation.

II.1.2. Analyse des fluctuations à l'aide des fonctions d'intercorrélation

Nous avons reporté figure 39 le résultat du calcul de la fonction d'intercorrélation entre la tension $V_D(t)$ et l'énergie moyenne des trous $W_{MN}(t)$.

Pour ce calcul, nous avons utilisé une procédure analogue à celle employée pour la détermination des fonctions d'autocorrélation.

$$(49) \text{ soit } C_{xy}(\tau) = \langle \Delta x(t) \Delta y(t-\tau) \rangle$$

Le point essentiel à noter figure 39 est l'existence d'un déphasage entre les oscillations de tension et celles relatives à l'énergie moyenne des trous. Ce déphasage résulte du fait qu'à ces fréquences élevées, l'énergie des trous ne suit pas instantanément les variations de champ électrique appliqué, donc de la tension aux bornes du composant. Le calcul des fonctions d'intercorrélations met donc en évidence un effet de relaxation de l'énergie significatif aux fréquences de l'ordre de 300 GHz. Sur la figure 40 nous avons tracé la fonction d'intercorrélations entre la tension et la densité de trous dans la zone active. Le déphasage observé entre la tension

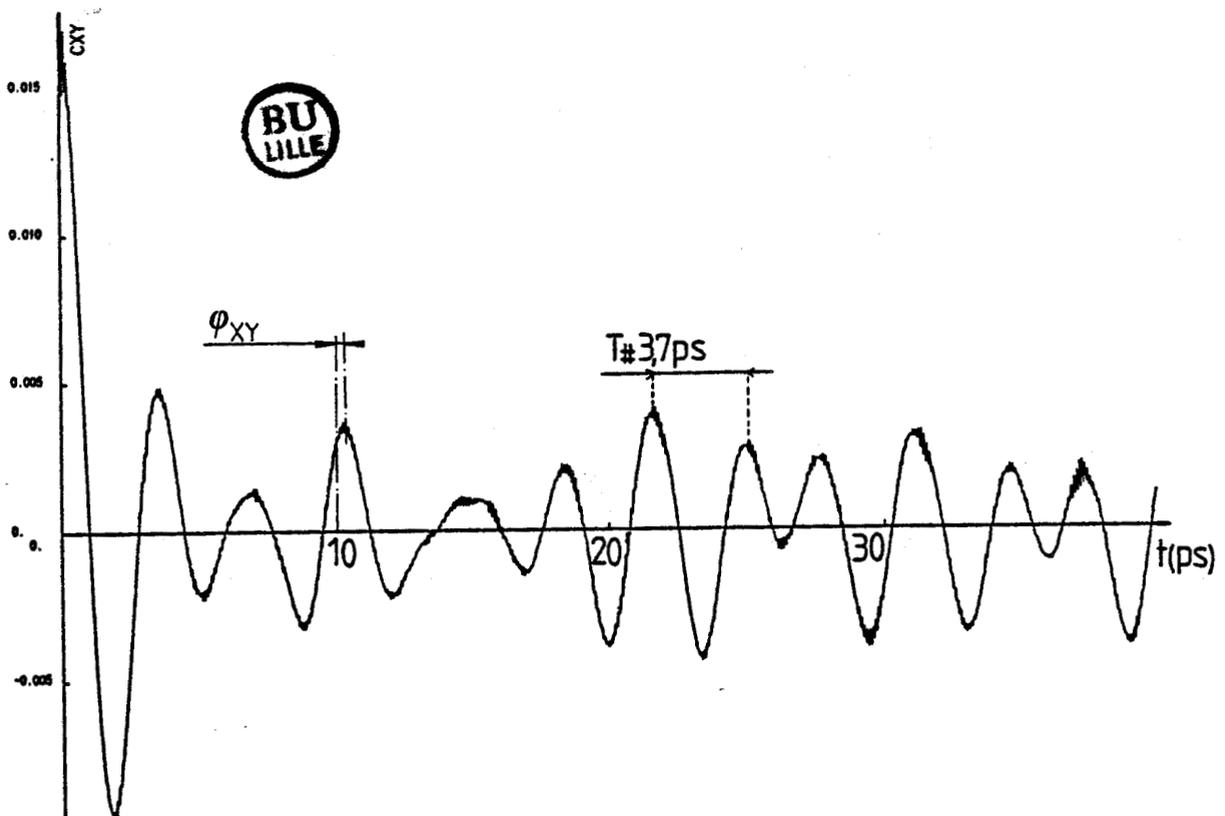


Figure 39 : Fonction d'intercorrélation entre la tension et l'énergie des trous.

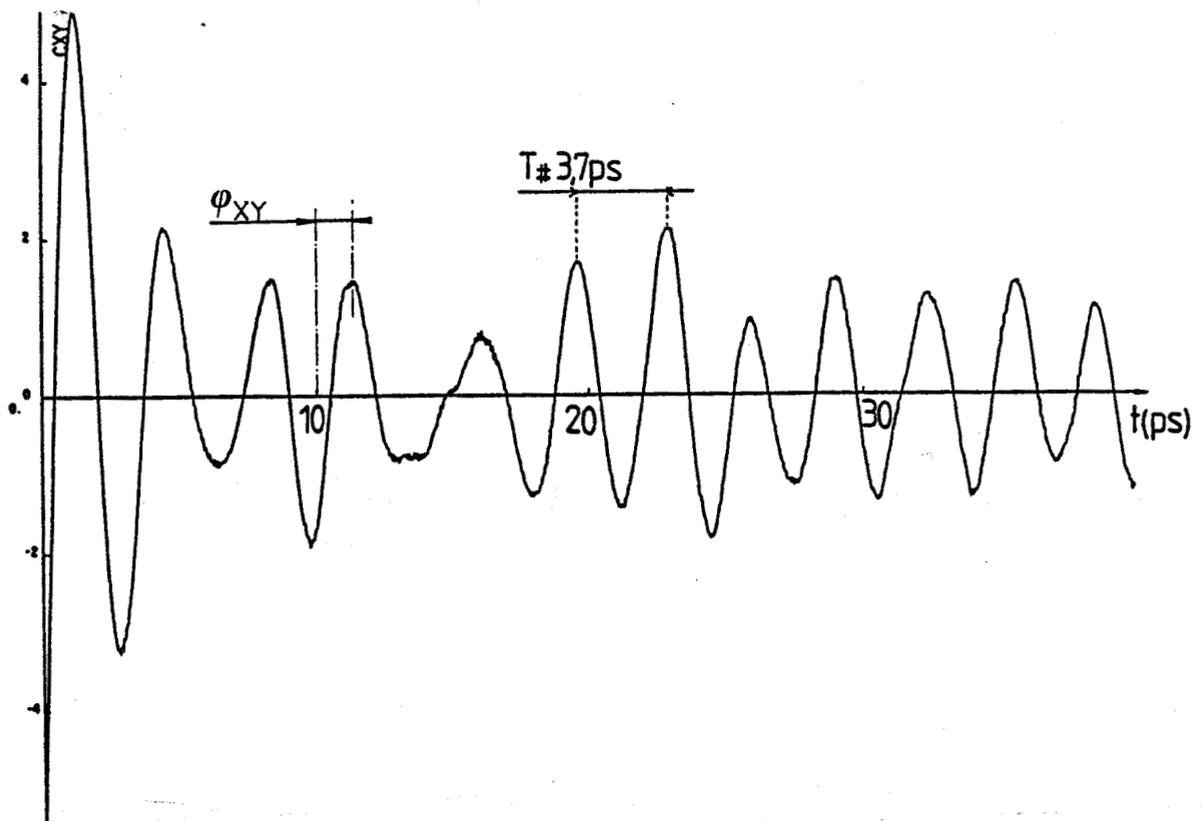


Figure 40 : Fonction d'intercorrélation entre la tension et la densité de trous.

et l'énergie des porteurs se traduit par un déphasage supérieur à $\pi/2$ sur la fonction d'intercorrélation tension-densité de trous. En terme circuit, ceci correspond à l'existence d'une résistance négative et donc à la possibilité que se développent au sein du semiconducteur des oscillations. Afin d'étayer ce raisonnement selon lequel les effets de relaxation de l'énergie des porteurs induisent une oscillation de courant, nous nous proposons de chiffrer, dans le paragraphe suivant, à partir de la théorie de TODA, les fréquences d'apparition de telles instabilités.

II.2. INTERPRETATION DES RESULTATS A L'AIDE DE LA THEORIE DE TODA

L'existence d'oscillation dans les semiconducteurs en avalanche à des fréquences de l'ordre de quelques gigahertz a été mise en évidence dès 1965 [21]-[25]. Ce n'est que très récemment qu'il est fait mention dans la littérature d'instabilités pouvant prendre naissance dans les gammes de fréquences millimétriques, voire submillimétriques [26]-[28].

La plupart de ces publications font référence aux travaux de TODA [21] [22]. De même nous nous baserons sur les calculs analytiques publiés dans la référence [21] pour corroborer l'interprétation des résultats précédents ; les résultats mathématiques sont reportés en annexe II.

Fondamentalement, toute perturbation temporelle d'un courant créé par un déplacement de n particules a pour origine soit une variation de la densité de ces particules, soit une modulation de leurs vitesses. Ainsi toute perturbation J' de la densité de courant peut s'écrire de façon formelle :

$$(50) J' = J'_1 + J'_2 \text{ avec } J'_1 = qn'v_0 \text{ et } J'_2 = qn_0v'$$

Dans ces expressions, n' et v' désignent les perturbations des valeurs stationnaires respectivement de la densité de porteurs n_0 et de la vitesse v_0 .

L'originalité de la théorie de TODA réside dans le fait qu'il a évalué le terme J' , en introduisant le temps nécessaire aux électrons pour

gagner ou perdre l'énergie sous l'action d'un champ électrique. Si ce retard est noté τ , TODA a montré que les contributions J'_1 et J'_2 s'écrivent

$$(51) J'_1 = \frac{mE'_0 \gamma_0}{j\epsilon_0 \omega (1+j\omega\tau)}$$

$$\text{et (52) } J'_2 = n_0 q \mu E'$$

Dans ces relations, m désigne l'exposant intervenant dans le terme de génération par ionisation par choc supposé de la forme $\gamma = aE^m$. Les grandeurs γ_0 , J_0 et E_0 désignent les valeurs continues respectives de taux de génération, de courant et de champ électrique. E' désigne la perturbation de champ électrique.

En introduisant par ailleurs, l'équation de Maxwell qui relie les perturbations de champ électrique E' à celles de courant J' , soit :

$$(53) J' + j\omega \epsilon E' = 0$$

Il est montré [21] que la résolution de l'équation précédente conduit à une relation de dispersion du type :

$$(54) j\omega^3 \epsilon \tau + \omega^2 (\epsilon + n_0 q \mu \tau) - j\omega n_0 q \mu - m \gamma_0 \frac{E_0}{\epsilon_0} = 0$$

avec $\omega = \omega_r + j\omega_i$.

La résolution de cette équation de dispersion pour laquelle ω est complexe ne peut se faire que numériquement. Cependant, un ordre de grandeur des fréquences pour lesquelles on peut observer les instabilités de courant d'avalanche peut être déterminé en calculant la fréquence pour laquelle le terme d'amplitude des fluctuations de courant (qui correspond à la partie imaginaire de ω) s'annule.

Moyennant cette hypothèse, l'équation (54) admet la solution :

$$(55) \quad \Omega_0 = \sqrt{\frac{m \nu_0^2 l / \epsilon_0}{\epsilon + n_0 q \mu \tau}}$$

Compte-tenu des valeurs des paramètres de structure et des conditions de fonctionnement utilisées dans nos simulations, cette fréquence se situe à des valeurs proches de 70 GHz. Ainsi, ce calcul très simplifié montre qu'il est possible, par effet de relaxation des porteurs dans des structures submicroniques d'obtenir une émission cohérente dans la gamme des ondes millimétriques.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à présenter deux aspects relatifs au modèle microscopique, appliqué dans ce travail à la simulation des composants à avalanche et temps de transit.

Le premier aspect concerne les procédures numériques de description du transport des porteurs et de l'ionisation par choc. Un certain nombre de problèmes inhérents aux méthodes microscopiques choisies, tel que le traitement des résultats ont été abordés. Par ailleurs, les conditions d'application des procédés de simulation à la modélisation de composants réels ont été précisées.

Le second aspect est relatif aux instabilités de courant d'avalanche qu'il est possible de mettre en évidence par application de ces méthodes au cas des diodes PIN submicroniques en absence de toute excitation alternative de tension. Sur ce dernier point, nous avons montré que ces instabilités, qui se situent aux fréquences millimétriques, prennent leurs origines dans les effets de relaxation de l'énergie des porteurs.

Nous proposons à présent d'étendre l'étude de ces phénomènes transitoires au cas des diodes à structures "double drift" en régime dynamique.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

[1] J. PRIBETICH

Recherche théorique et expérimentale de structures à avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium pour la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très haut rendement.

Thèse d'état, Lille, Janvier 1979.

[2] P.A. BLAKEY, B. CULSHAW, R.A. GIBLIN

Comprehensive models for the analysis of high-efficiency GaAs Impatt's. IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-25, n° 6, june 1978, pp. 674-682.

[3] D. LIPPENS

Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques.

Thèse d'état, Lille, Juin 1984.

[4] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI, E. CONSTANT

Noise in physical systems and 1/f noise. Elsevier science publishers, may 1983.

[5] C. DALLE

Thèse d'Université, à paraître.

[6] R.K. MAINS, G.I. HADDAD and P.A. BLAKEY

Simulation of GaAs IMPATT diodes including energy and velocity transport equations.

IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-30, october 1983, pp. 1327-1336.

[7] D. LIPPENS, E. CONSTANT, M.R. FRISCOURT, P.A. ROLLAND and G. SALMER

Simulation of non steady state transport in GaAs and InP millimeter IMPATT diodes.

IEEE Electron device letters, vol. EDL-3, July 1982, pp. 213-215.

- [8] R.K. FROELICH and P.A. BLAKEY
Energy and momentum conserving simulation of millimeter-wave IMPATT diodes. Numerical analysis of semiconductor devices and integrated circuits.
Boole Press, 1981.
- [9] H.J. KAFKA and K. HESS
A carrier temperature model simulation of a double-drift IMPATT diode.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-28, july 1981, pp. 831-834.
- [10] C. JACOBONI, L. REGGIANI
The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials.
Reviews of modern physics, Vol. 55, n° 3, July 1983, pp. 645-698.
- [11] H. SHICHIJO and K. HESS
Band structure dependant transport and impact ionization.
Physical review B, vol. 23, april 1981, pp. 4197-4027.
- [12] J.Y. TANG and K. HESS
Impact ionization of electrons in silicon (steady state).
Journal of applied physics 54(9), september 1983, pp. 5139-5151.
- [13] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI and E. CONSTANT
Simplified particle simulation of millimeter wave IMPATT devices.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-32, november 1985.
- [14] R.W. HOCKNEY, R.A. WARRINER and M. REISER
Two-dimensional particle models in semiconductor-devices analysis.
Electronics Letters, Vol. 10, november 1974, pp. 485-486.
- [15] J.F. PONE, R.C. CASTAGNE, J.P. COURAT and C. ARNODO
Two-dimensionnal particle modeling in submicrometer gate GaAs FET's near pinchoff.
IEEE Transactions on Electron devices, vol. ED-29, august 1982, pp. 1244-1255.

[16] M. SHUR

Influence of non uniform field distribution on frequency limits of GaAs field effect transistors.

Electronics Letters, vol. 12, november 1976, pp. 615-616.

[17] Y. OKUTO and C.R. CROWELL

Ionization coefficient in semiconductors : a non localized property.

Physical review B, vol. 10, november 1974, pp. 4284-4296.

[18] W. SHOCKLEY

Journal of applied physic 1938 ; 9, 635.

and S. RAMO

Proc. Inst. Radio Engrs. 1939 ; 27, 584.

[19] R.O. GRONDIN, P.A. BLAKEY, J.R. EAST and E.D. ROTHMAN

Monte Carlo estimation of hot carrier noise at millimeter and submillimeter wave frequencies.

IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-28, august 1981, pp. 914-923.

[20] R. BRUNETTI and C. JACOBONI

Analysis of the stationary and transient autocorrelation function in semiconductors.

Physical review B, vol. 29, may 1984, pp. 5739-5748.

[21] M. TODA

A plasma instability induced by electron-hole generation in impact ionization.

Journal of applied physics, vol. 37, january 1966, pp. 32-36.

[22] M. TODA

Theory of a microwave plasma instability due to transverse breakdown.

Journal of applied physics, vol. 37, january 1966, pp. 37-39.

[23] H. HARTNAGEL

Semiconductor plasma instabilities.

Heinemann 1969.

- [24] P. WEISSGLAS and B. AUDERSON
Ionization waves in semiconductors and gaseous plasmas.
Journal of applied physics, vol. 38, april 1967, pp. 2185-2191.
- [25] R. MITSKYAVICHYUS
Instability of an electron-hole plasma due to impact ionization delay.
Soviet phys. semicond. 17(8), august 1983, pp. 927-928.
- [26] V.V. VLADIMOROV and V.N. GORSHKOV
On the nature of oscillations of Z-pinch in n-InSb under impact ionization
Solid State communications, vol. 19, 1976, pp. 563-567.
- [27] V.V. VLADIMOROV, P.M. GOLOVINSKY and V.N. GORSHKOV
Plasma self oscillations in semiconductors within submillimetre frequency
range.
Solid state communications, vol. 34, 1980, pp. 555-557.
- [28] V.V. VLADIMOROV, P.M. GOLOVINSKY and V.N. GORSHKOV
Spontaneous submillimeter-range plasma oscillations in semiconductors.
Soviet Phys. semicond. 15(1), january 1981, pp. 23-25.

INTRODUCTION

Dans la première partie du chapitre précédent nous avons explicité les procédures numériques utilisées pour rendre compte des phénomènes de transport non stationnaire dans les diodes IMPATT en gamme d'ondes millimétriques. Nous nous proposons à présent d'appliquer les procédures ainsi définies à l'optimisation de structures à hauts rendements susceptibles de fonctionner à des fréquences correspondant aux fenêtres atmosphériques 94, 140 et 220 GHz. Les composants étudiés sont essentiellement des diodes à double zone de transit (DDR).

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à comprendre dans quelle mesure les mécanismes fondamentaux d'avalanche et de transit sont affectés par le caractère non stationnaire de la dynamique des porteurs. Ces études ont été effectuées sur des diodes à profil de dopage plat, réalisées en silicium. Une comparaison théorie-expérience est effectuée. Pour cette comparaison, les problèmes liés à la technologie de fabrication notamment les problèmes de résistance thermique et de pertes série ont été abordés. Nous complétons ces études des composants silicium à double zone de transit en présentant les résultats de l'évolution fréquentielle des performances des composants au-dessus de 100 GHz. Parallèlement, nous étudions les caractéristiques de fonctionnement de diodes PIN. Nous montrons en particulier que le fonctionnement de telles structures en régime grand signal s'apparente à celui de diodes à double région d'avalanche (DAR).

Dans un second temps, nous effectuons une étude similaire des diodes réalisées en arséniure de gallium et en phosphure d'indium. Des structures à profil différencié sont étudiées à 94 GHz et nous essayons de dégager leurs caractéristiques propres de fonctionnement.

Enfin, nous terminons ce chapitre par une comparaison des performances des composants simulés et par une analyse de l'ensemble des résultats ainsi obtenus par rapport aux propriétés intrinsèques des matériaux utilisés.

I. DIODES AU SILICIUM

I.1. PROPRIETES DYNAMIQUES EN REGIME GRAND SIGNAL DE STRUCTURES A DOUBLE ZONE DE TRANSIT

II.1.1. Les mécanismes de fonctionnement

Nous avons présenté figures 41, 42 et 43 respectivement les répartitions spatiales des valeurs de champ électrique et de densité électronique au sein des zones P et N à différents instants de la période hyperfréquence.

Il s'agit ici d'une diode "double drift" de longueur de zone active de $0,36 \mu\text{m}$, fonctionnant à 147 GHz et dont les concentrations en impuretés des zones P et N sont de $4 \cdot 10^{17} \text{ atomes.cm}^{-3}$. Pour ces valeurs de niveau d'impuretés, on peut observer, figure 41, l'existence d'un déconfinement du profil de champ électrique, limité en partie par la réaction de charge d'espace.

En ce qui concerne les répartitions spatiales de densités électroniques durant l'alternance positive du signal alternatif (Fig. 42), on observe tout d'abord que l'initialisation du processus de création de porteurs en excès se fait à partir des porteurs résiduels situés au sein des zones actives, à une abscisse de l'ordre de " $0,2 \mu\text{m}$ ". On peut remarquer ensuite, que la multiplication des porteurs se déroule sur une zone relativement étendue de la région de charge d'espace. Les raisons de cet élargissement sont doubles. Il est tout d'abord bien connu, que les diodes à dopage constant présentent une modulation de la zone de génération en régime grand signal. Il faut noter cependant, que cette extension des zones de multiplication peut être amplifiée par les effets de relaxation de l'énergie des porteurs. En effet, les électrons issus des zones de champ électrique élevé, ne perdent pas instantanément l'énergie qu'ils ont gagnée dans ces zones, au cours de leur déplacement dans le champ électrique. Il en résulte que leur probabilité d'ionisation reste suffisante pour initialiser le mécanisme de création des paires électrons-trous dans les régions où classiquement l'ionisation par choc est négligeable [1].

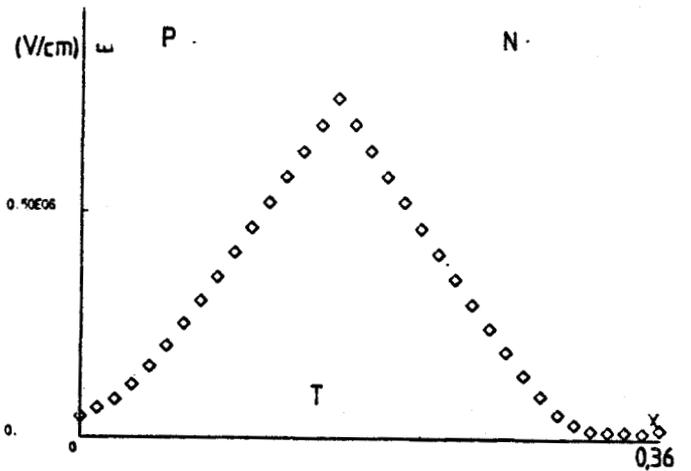
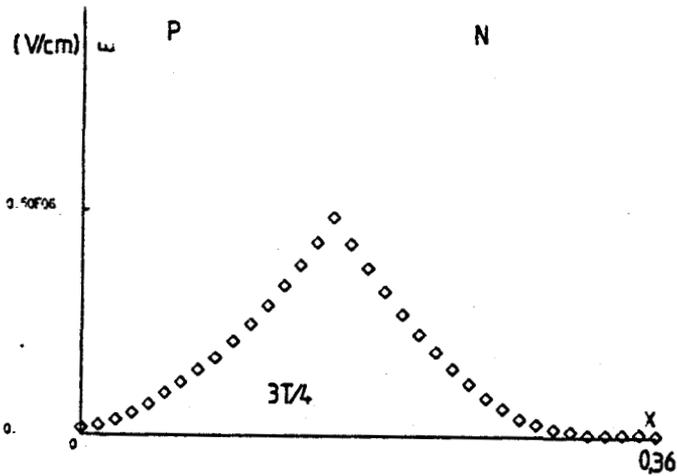
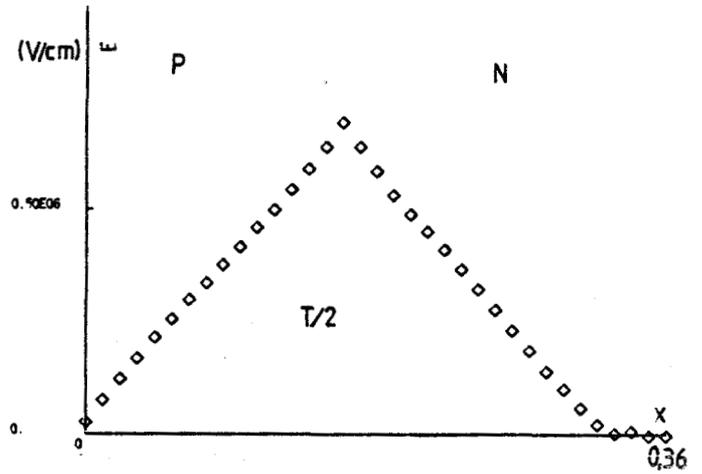
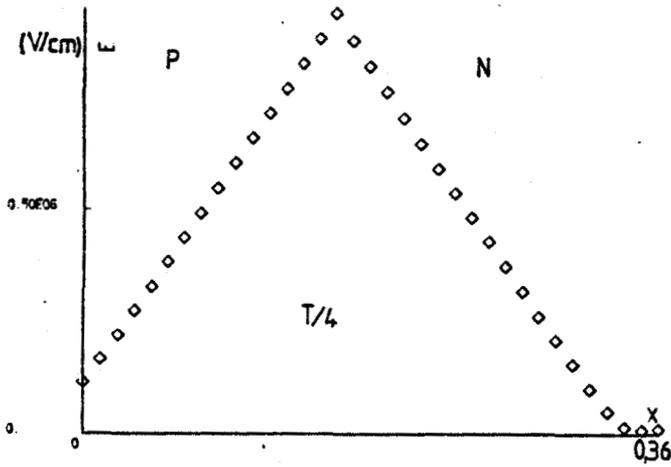
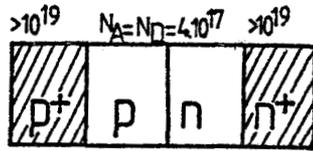


Figure 41 : Répartitions spatiales des valeurs de champ électrique à différents instants de la période hyperfréquence. On note la "respiration" des limites de zone désertée en régime grand signal (taux de modulation en tension de 50 %, $J_0 = 50 \text{ KA/cm}^2$).

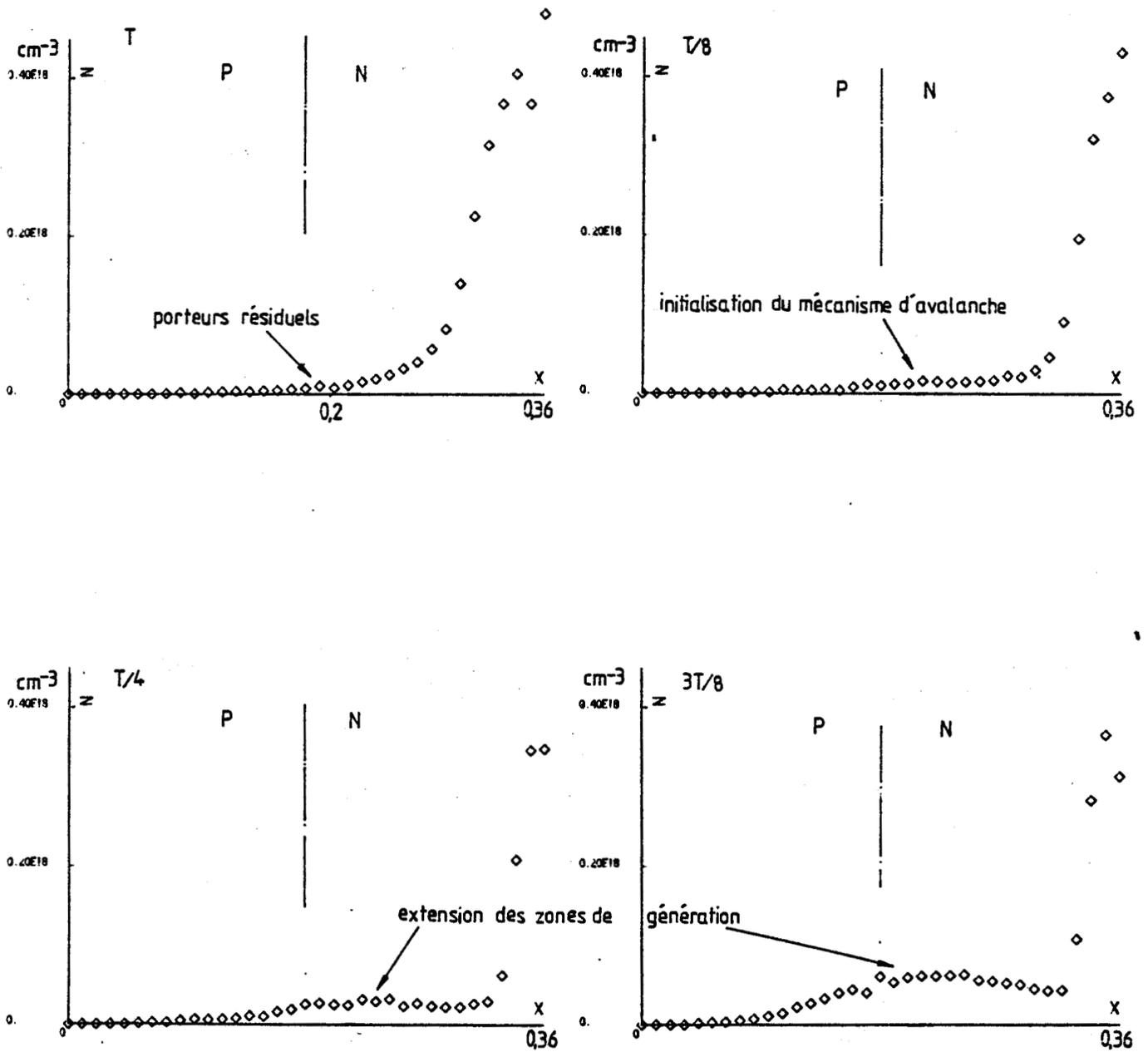


Figure 42 : Répartitions des densités électroniques durant l'alternance positive du signal hyperfréquence.

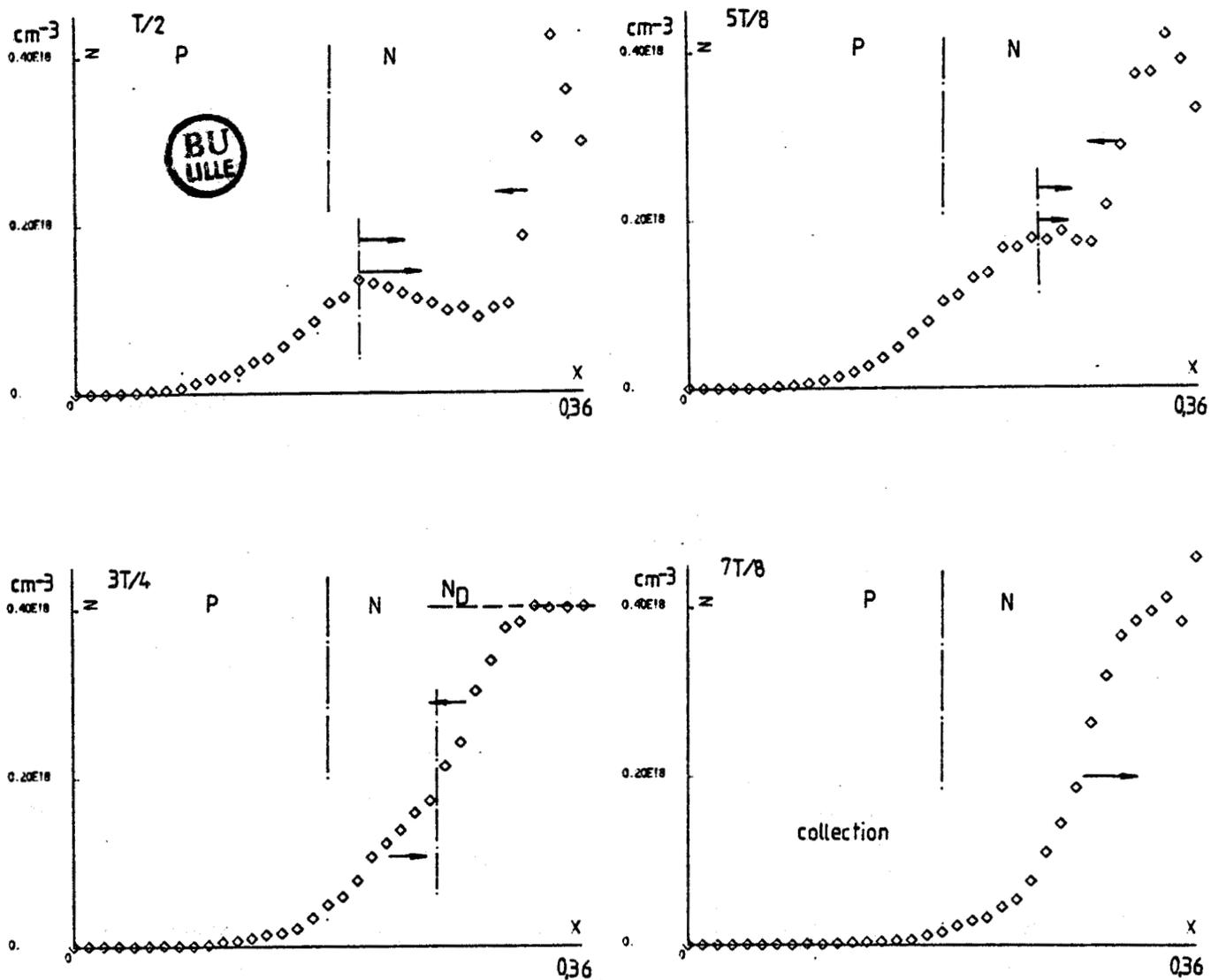


Figure 43 : Répartitions des densités électroniques durant l'alternance négative du signal hyperfréquence.

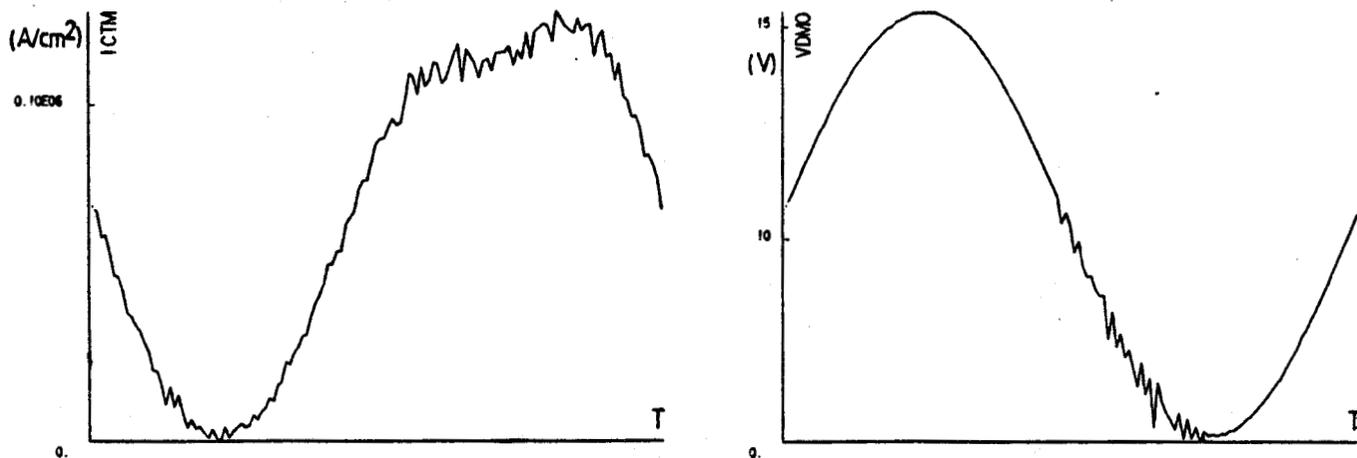


Figure 44 : Evolutions de la densité de courant et de la tension aux bornes de la diode moyennées sur la durée de fonctionnement.

La figure 43 illustre principalement les mécanismes de transit et de collection des électrons par la zone N^+ . On peut remarquer, par ailleurs, que dans le cas présent, on observe une "respiration" des limites de la zone désertée, matérialisée par des flèches sur la figure 43. Dans ce cas précis, les procédures relatives au contact ohmique ont été utilisées, comme le révèle la figure à $3T/4$. Les valeurs de sur et sous-dopage constatées s'expliquent par la procédure numérique employée dans la simulation du contact ohmique, pour laquelle l'injection d'électrons par la zone N^+ n'est initialisée que pour des valeurs négatives de champ électrique. Sur la figure 44, nous avons représenté les évolutions temporelles respectives du courant particulaire et de la tension, aux bornes de la diode, moyennées sur la durée d'observation du fonctionnement. Le point à noter, sur cette figure, est la poursuite de l'augmentation des valeurs de courant particulaire durant l'alternance négative du signal hyperfréquence appliqué. On peut également remarquer ce phénomène figure 43. L'inertie du phénomène de génération des porteurs, déjà notée auparavant, explique en partie ce déphasage courant-tension. Les phénomènes de transit durant le mécanisme d'avalanche contribuent également à ce retard.

En résumé à ce paragraphe, on retiendra deux aspects nouveaux quant au fonctionnement des diodes millimétriques.

En premier lieu, un étalement important de la zone de génération expliqué en partie par la délocalisation de la probabilité d'ionisation des porteurs. Ce premier effet est préjudiciable à l'obtention d'un niveau d'impédance élevé comme nous l'avons montré au paragraphe III.1 du chapitre I.

En second lieu, un déphasage supplémentaire à l'injection des porteurs. Cet effet est bénéfique au niveau des performances du composant comme on peut le constater en se référant à la figure 23.

Ces deux effets sont donc antagonistes et il n'est pas aisé de conclure quant à la prédominance d'un effet sur l'autre. Par ailleurs, ceux-ci, directement reliés au temps de relaxation de l'énergie, sont peu marqués pour le silicium comparativement aux matériaux III-V.

Diode Silicium $F=147\text{Ghz}$
Structure: $L=0,36\mu\text{m}$, $N_A=N_D=4\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ Fonctionnement: $J_0=50\text{ kA/cm}^2$; $V_{D0}=10,4\text{V}$
Performances intrinsèques $\eta_i = 12,68\%$; $R_N = -4,8 \cdot 10^{-6}\Omega\text{cm}^2$; $X_N = -3,28 \cdot 10^{-5}\Omega\text{cm}^2$ si $ R_D =1\Omega \rightarrow S=4,8 \cdot 10^{-6}\text{cm}^2 \rightarrow d=25\mu\text{m}$ $I_0=240\text{ mA}$; $P_0=2,5\text{ W}$; $P_{HF}=320\text{mW}$
Performances utiles si $R_s=0,25\Omega \rightarrow \eta_u = 9,2\%$; $P_u=230\text{mW}$ $R_{th_{cu}}=80^\circ\text{C/W} \rightarrow \Delta T=182^\circ\text{C} \rightarrow T_j=455\text{K}$ $R_{th_{di}}=50^\circ\text{C/W} \rightarrow \Delta T=115^\circ\text{C} \rightarrow T_j=390\text{K}$

Tableau III : Caractéristiques et performances du composant étudié ci-avant.

I.1.2. Performances intrinsèques

Le tableau III présente la puissance hyperfréquence émise et le niveau d'impédance normalisée du composant étudié précédemment. Nous avons également reporté les résultats relatifs à une surface de diode de $4,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$, soit un diamètre d'environ $25 \mu\text{m}$, afin que la valeur de résistance négative du composant soit de l'ordre de 1Ω . On remarque que les performances ainsi obtenues sont assez importantes compte-tenu de la fréquence de fonctionnement visée. La puissance hyperfréquence émise est de 320 mW. Ces résultats constituent les performances intrinsèques du composant. Il n'y est pas tenu compte des contraintes technologiques qui induisent des limitations au niveau de la puissance disponible. Nous nous proposons à présent de passer en revue ces différentes contraintes technologiques et d'en déterminer les conséquences sur les performances intrinsèques du composant.

I.1.3. Contraintes technologiques

Nous verrons, au paragraphe I.2., que l'augmentation de la fréquence de fonctionnement des composants s'accompagne d'une décroissance très brutale de la valeur de la résistance négative normalisée. Il en résulte la nécessité de diminuer les sections des jonctions afin d'obtenir un niveau de résistance négative adaptable. A titre d'information, nous avons reporté sur la figure 45 l'évolution de la fréquence maximale d'oscillation suivant le diamètre de jonction. Ce calcul, fait par Ohmori [2], a été obtenu pour une longueur de zone de transit égale à $0,2 \mu\text{m}$ et une épaisseur de substrat de $10 \mu\text{m}$. Cette réduction de surface se répercute de façon directe sur les résistances série et thermique du composant, résistances qui sont sources principales des limitations des performances des diodes.

Nous allons considérer respectivement ces deux types de limitations.

I.1.3.1. Pertes série

Les pertes de substrat ont été évaluées à partir des travaux de De Loach [3]. Celles-ci sont dues à deux contributions :

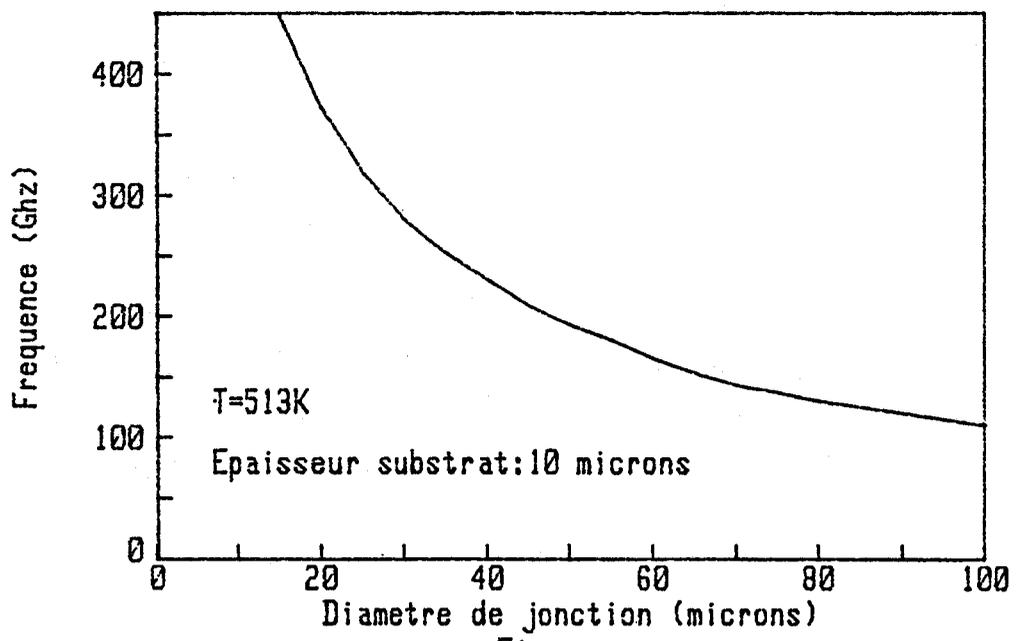


Figure 45

Frequence d'oscillation maximale suivant le diametre de jonction d'apres M.Ohmori

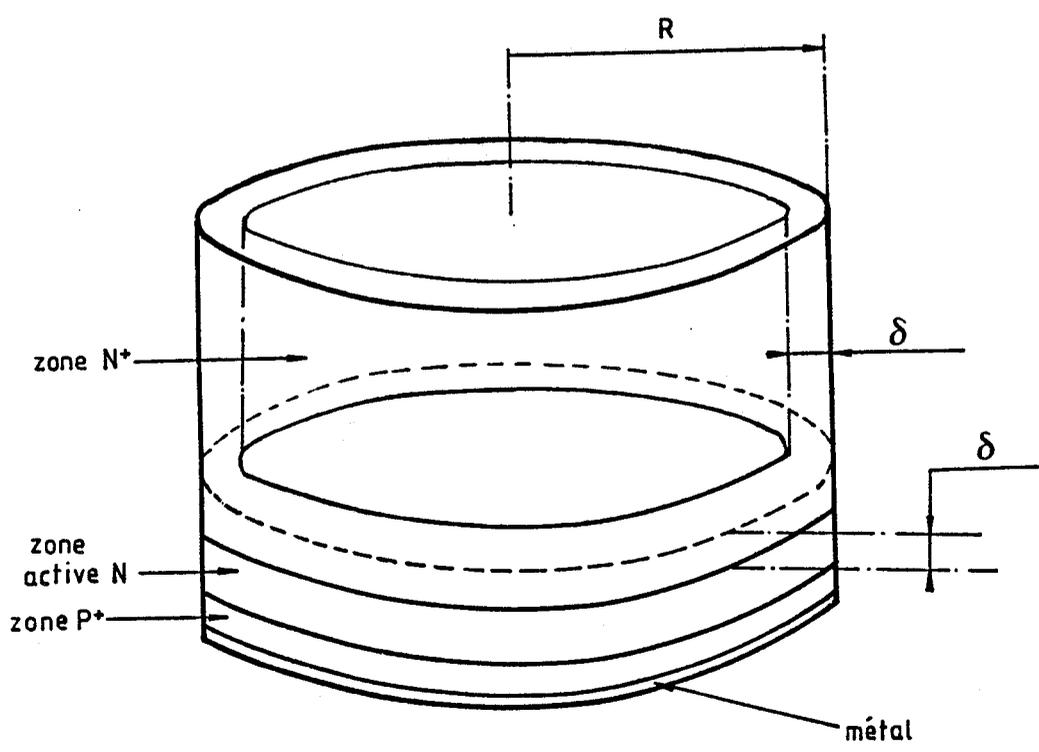


Figure 46 : Illustration des différentes contributions à l'obtention de la résistance série.

- d'une part à la résistance due à la faible épaisseur δ de l'effet de peau dans le substrat ;

- d'autre part à la résistance induite par le passage entre une densité de courant uniforme au sein de la zone active et une densité de courant "pelliculaire" dans le substrat.

Ces différentes contributions sont illustrées sur la figure 46. DE LOACH a montré que dans les conditions définies par : $d > 2\delta$ et $L_s > \delta$, le terme de résistance série a pour expression :

$$(56) \quad R_s = \frac{\sqrt{2}\rho}{4\pi\delta} + \frac{\rho L_s}{\pi\delta(d-\delta)}$$

où $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu f}}$ (épaisseur de l'effet de peau) (cm)

avec : d : diamètre du composant (cm)

L_s : épaisseur du substrat (cm)

ρ : résistivité du matériau (Ωcm)

μ : perméabilité du matériau (H/cm).

Nous avons donné, figure 47, l'évolution fréquentielle de cette résistance pour différentes sections du composant. Ainsi, une valeur de l'ordre de $0,47 \Omega$ est obtenue à $F = 140 \text{ GHz}$ pour un diamètre de $40 \mu\text{m}$. Toutefois, si les valeurs ainsi obtenues apparaissent importantes, donc extrêmement préjudiciables à l'obtention de rendement élevé, elles appellent quelques réserves. En effet, il est actuellement possible, technologiquement, de réduire l'épaisseur du substrat à une largeur de $5 \mu\text{m}$ [4], voire moins. Dans ces conditions, les critères de validité de l'expression (56) ne sont plus vérifiés comme le montrent les valeurs de l'épaisseur de peau données dans l'insert figure 47. On peut cependant remarquer que, pour d'aussi faibles valeurs de longueur de substrat, la contribution aux pertes série peut être déterminée à partir de la relation : $\rho \cdot L_s / S$ (S : section du composant).

Compte tenu des valeurs de R_s , le rendement utile se déduit des valeurs de rendement intrinsèque η_i par la relation :

$$(57) \quad \eta_u = \eta_i \left(1 - \frac{R_s}{|R_d|} \right)$$

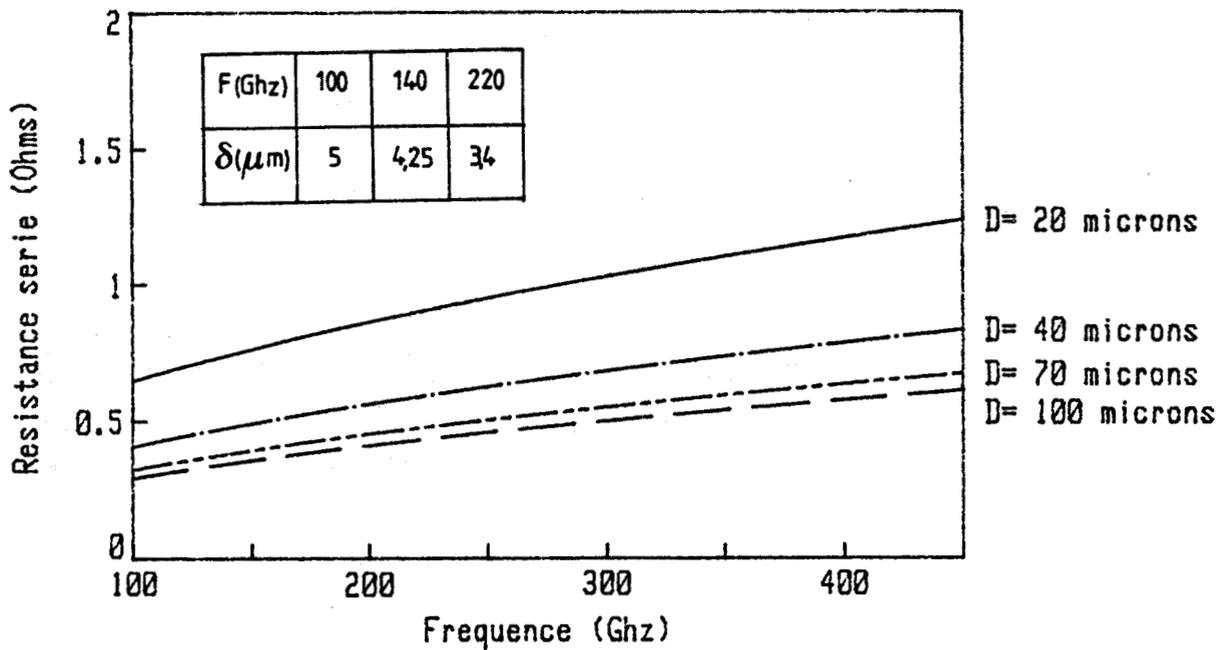


Figure 47 : Evolution des pertes série (R_s) suivant la fréquence pour différents diamètres (D). Résistivité de 0,001 ohm.cm. Epaisseur de substrat : 10 μm .

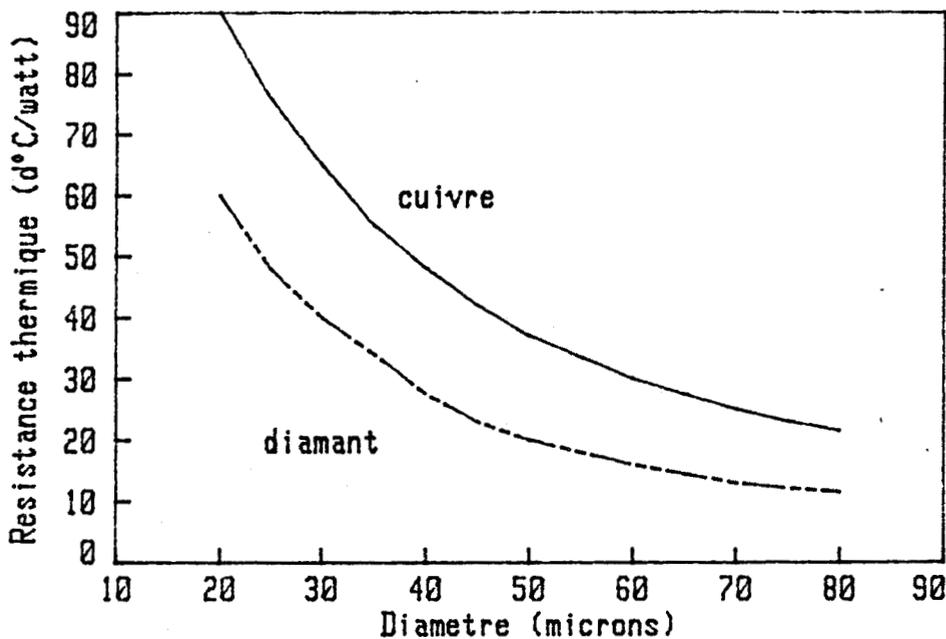


Figure 48
Evolution de la résistance thermique suivant le diamètre de jonction

On comprend alors, en se référant aux niveaux des résistances négatives obtenues en gamme d'ondes millimétriques, l'importance des pertes série.

I.1.3.2. Résistance thermique

Sur la figure 48, nous avons tracé les variations de la résistance thermique en fonction du diamètre de la diode. Ces résultats sont issus des travaux expérimentaux effectués chez HUGHES [4] sur des diodes montées sur dissipateur cuivre et dissipateur diamant. Pour des diamètres de jonction inférieurs à $30\ \mu\text{m}$, nous avons supposé que la résistance thermique est inversement proportionnelle à la racine carrée de la section du composant. On constate qu'une diminution des sections qui résulterait d'un niveau d'impédance intrinsèque faible se traduit par une augmentation importante de la résistance thermique. Il faut cependant remarquer, que cette augmentation de la résistance thermique n'entraîne pas forcément une température de jonction T_j plus importante. A densité de courant constante, on observe même une diminution de T_j si l'on suppose une évolution de la résistance thermique en $1/\sqrt{s}$ [37].

En pratique, nous déterminons la section du composant afin d'obtenir le niveau de résistance négative susceptible d'être requis dans une utilisation en oscillateur. Ensuite, nous vérifions que la température de jonction, calculée à partir de la valeur de section déterminée précédemment, n'est pas trop élevée et peut permettre un fonctionnement avec une durée de vie acceptable. A titre d'exemple, nous présentons dans le tableau III les calculs effectués sur le composant précédemment étudié.

Nous allons à présent étendre ces calculs aux cas des autres fenêtres atmosphériques.

I.2. ETUDE FREQUENTIELLE DES DIODES EN SILICIUM

Sur la figure 49, nous avons reporté respectivement les variations en fonction de la fréquence de la résistance et de la réactance normalisées présentées par les composants ainsi que celles du rendement intrinsèque.

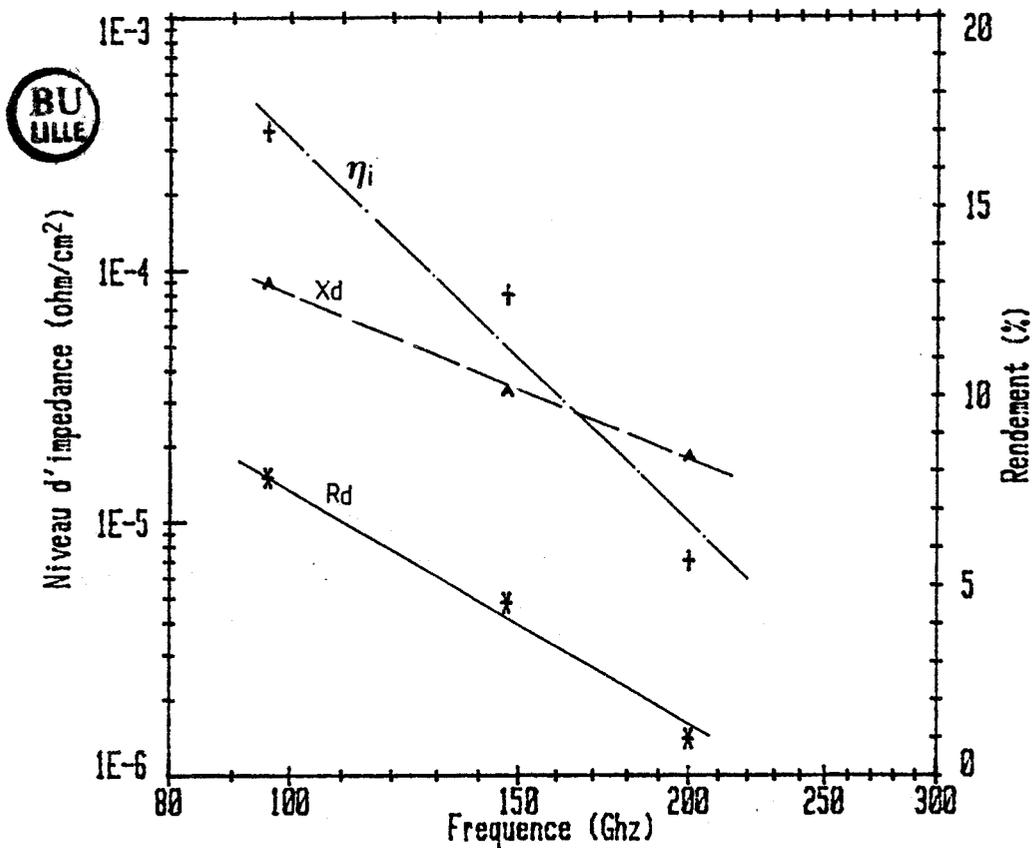


Figure 49

Evolution des parties réelle et imaginaire de l'impédance des diodes Si, ainsi que celle du rendement en fonction de la fréquence.

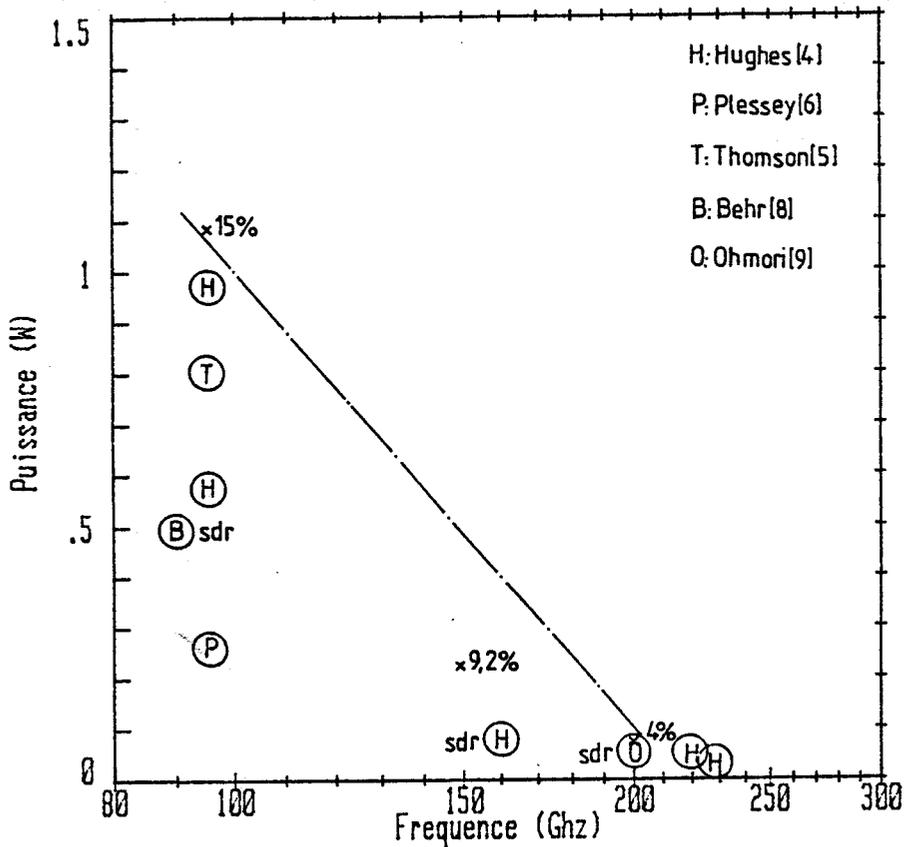


Figure 50

Evolution de la puissance hyperfréquence théorique délivrée par les composants Si suivant la fréquence ($R_d=1\text{ohm}$). Comparaison avec les résultats expérimentaux publiés.

Diodes Silicium "profil plat"			
F (Ghz)	96	147	200
L (μm)	0,56	0,36	0,3
$N_A=N_D (10^{17}\text{cm}^{-3})$	1,5	4	5
$J_0 (\text{kA}/\text{cm}^2)$	30,6	50	115
$V_0 (\text{V})$	16	10,4	8,8
$\eta_i (\%)$	17	12,68	5,65
$R_N (10^{-6}\Omega\text{cm}^2)$	15	4,8	14
$X_N (10^{-5}\Omega\text{cm}^2)$	8,8	3,28	1,8
$S_{Rd=1ohm} (10^6\text{cm}^2)$	15	4,8	14
d (μm)	44	25	13,5
$P_0 (\text{W})$	7,3	2,5	1,4
$P_{HF} (\text{mW})$	1200	320	80
$R_s (\Omega)$	0,11	0,25	0,27
$\eta_u (\%)$	15	9,2	4,12
$P_u (\text{mW})$	1100	230	60
$R_{th_{Cu}} (^\circ\text{C}/\text{W})_{T_j(\text{K})}$	45 #550K	80 #455K	140 #460K
$R_{th_{Di}} (^\circ\text{C}/\text{W})_{T_j(\text{K})}$	25 #430K	50 #385K	120 #435K

Tableau IV : Performances fréquentielles des diodes DDR silicium.

Le tableau IV regroupe les principales caractéristiques géométriques et de fonctionnement des diodes simulées dans ces études.

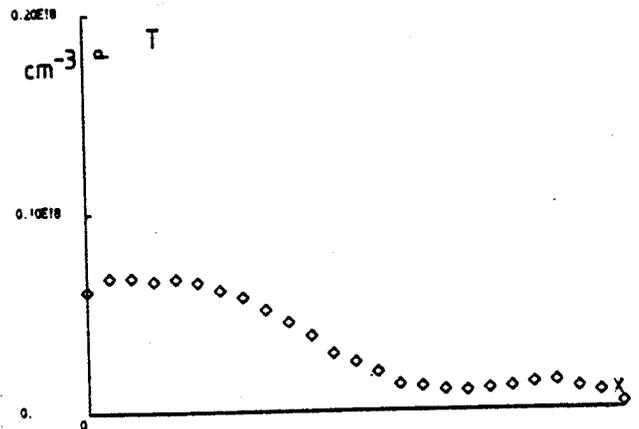
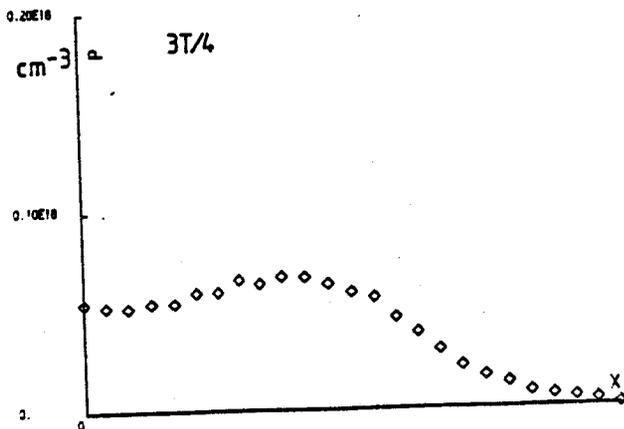
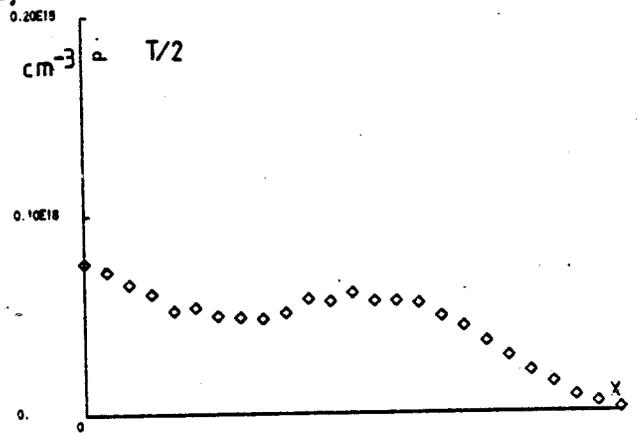
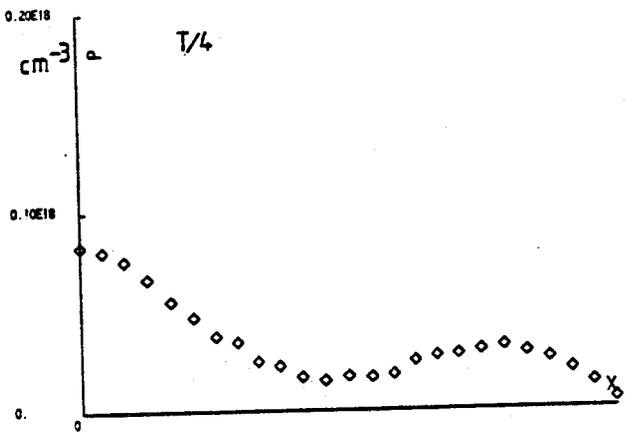
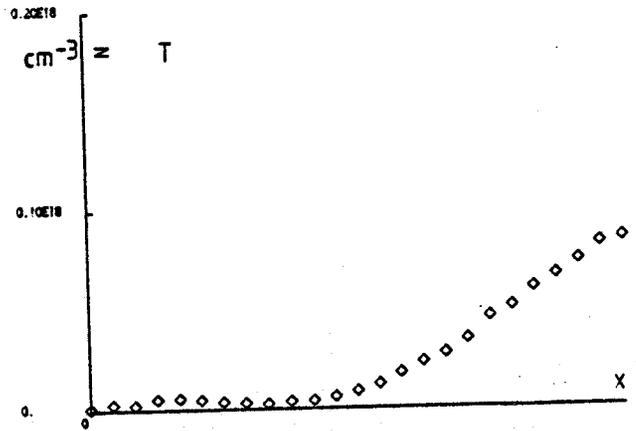
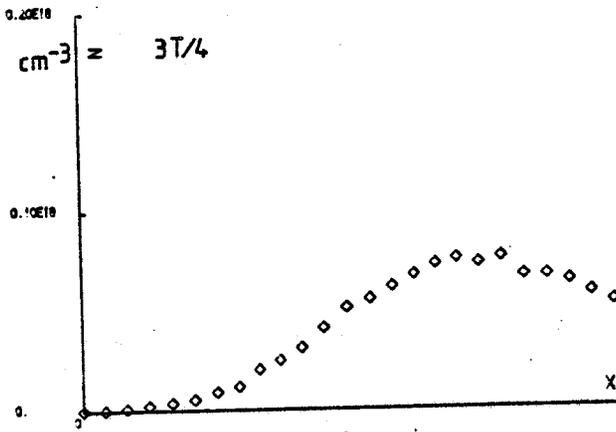
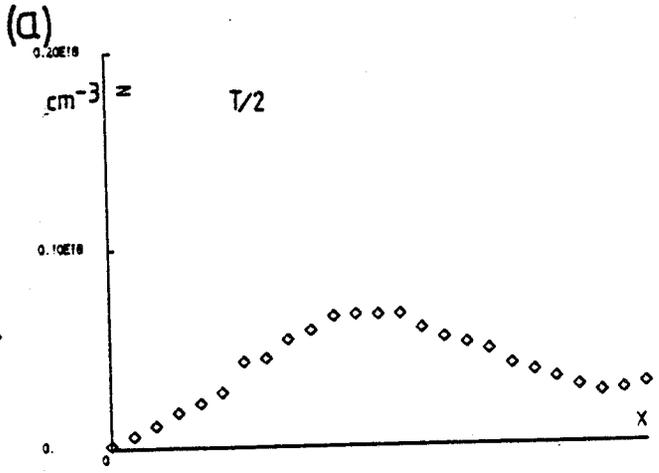
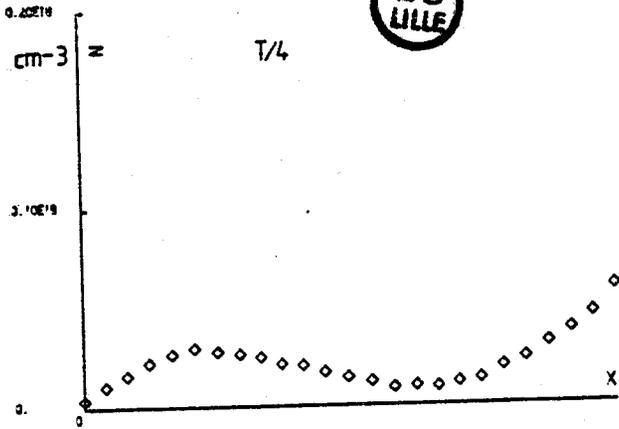
On note que la montée en fréquence d'utilisation des composants se traduit par le résultat classique d'une décroissance du niveau de résistance négative. Il faut cependant souligner que l'étalement important de la zone d'avalanche, noté au niveau de la description des mécanismes de fonctionnement, concourt à cette diminution des valeurs d'impédance négative (voir paragraphe III.1 chapitre I). Ainsi, à 220 GHz la résistance normalisée est de l'ordre de 1 à 2 $10^{-6} \Omega \text{cm}^2$. Sur la figure 50, nous avons tracé la puissance hyperfréquence qu'il est théoriquement possible de générer au-dessus de 100 GHz. Ces résultats ont été établis en supposant un niveau minimum de résistance de diode égal à 1 Ω . Parallèlement à ces résultats théoriques, nous avons reporté les puissances expérimentales délivrées par des diodes DDR, en fonctionnement continu (CW) [4]-[7]. Nous avons complété ces informations expérimentales en faisant figurer également les résultats obtenus sur des diodes SDR [8], [9]. On note, au vu de ces résultats, une dispersion importante des performances expérimentales, qui rendent la comparaison théorie-expérience d'autant plus difficile que l'ensemble des caractéristiques des diodes (sections, rendement, dopage...) ne sont pas précisées dans les publications. Néanmoins, on constate que pour des fréquences proches de 100 GHz, les meilleurs niveaux de puissance hyperfréquence émis sont voisins de 800 mW. Ces résultats sont en relatif accord avec ceux obtenus à l'aide de nos simulations, qui situent les valeurs de puissance hyperfréquence à des valeurs proches du watt. Aux fréquences supérieures à 100 GHz les données expérimentales concernant les diodes "double drift" sont pratiquement inexistantes. Cependant, si l'on s'en réfère aux résultats de HUGHES à 220 GHz, il semble que nos estimations de puissance de sortie de quelques dizaines de milliwatt soient vérifiées.

Or nous avons vu au cours du chapitre I que pour des fréquences situées en fin de bande millimétrique, l'utilisation de diodes PIN pouvait éventuellement constituer une solution de remplacement des diodes abruptes. Ces résultats ayant été obtenus en régime petit signal, nous nous proposons à présent de vérifier ces conclusions en régime fortement non linéaire.

I.3. FONCTIONNEMENT DE DIODES PIN EN SILICIUM EN REGIME DAR (double avalanche région)

Sur la figure 51, nous avons reporté les répartitions spatiales de champ électrique et de porteurs, obtenues à différents instants de la période du signal alternatif appliqué, dans le cas d'une diode PIN dopée à 10^{15} atomes/cm³ fonctionnant à 200 GHz. A l'instant initial, on peut constater que les paquets de porteurs de type P et N ne sont pas encore collectés du fait de la longueur de la zone active du composant, égale à 0,5 μ m dans ce cas. La densité de courant de polarisation est de 95 KA/cm² (figure 52). Il en résulte une réaction de charge d'espace très importante qui tend à localiser les zones de champ électrique élevé aux extrémités de la zone active, comme on peut le constater au vu de la carte de champ électrique. Lorsque la tension appliquée sur le composant est maximale, soit au temps T/4, on observe une création importante d'électrons et de trous dans ces zones de champ élevé, que l'on peut assimiler à deux zones d'avalanche. Cette multiplication des porteurs s'étend alors à presque tout le composant entre les instants T/4 et T/2. On note, au temps $t = T/2$ en particulier que les maxima de densités d'électrons et de trous sont égaux et situés à la même abscisse, soit au milieu de la région de charge d'espace. Le champ électrique associé devient pratiquement uniforme spatialement du fait de l'annulation de la charge d'espace. Au temps $t = 3T/4$, les paquets d'électrons et de trous se sont croisés et transitent alors sans multiplication, respectivement vers les zones P⁺ et N⁺.

Le fonctionnement ainsi décrit s'apparente à celui de diodes à double zone d'avalanche ou DAR [10], [11]. Les caractéristiques essentielles de ce type de fonctionnement comparées à celles d'un fonctionnement de type DDR sont illustrées sur la figure 53. On constate, qu'à l'inverse des diodes DDR, les paquets de porteurs vont à l'encontre l'un de l'autre. Il s'en suit, que pour être collecté, un paquet de porteurs doit pratiquement parcourir la totalité de la zone active. Les performances obtenues dans ce fonctionnement figurent tableau V. Les rendements sont relativement modestes. Cependant, le niveau d'impédance associé est du même ordre de grandeur, voire supérieur, à ceux obtenus dans le cas de diodes plus classiques. Ceci s'explique par la longueur assez élevée de la zone active du composant qui limite l'effet néfaste d'une capacité trop importante aux fréquences de fin de bande millimétrique. Ce résultat, qui devrait être



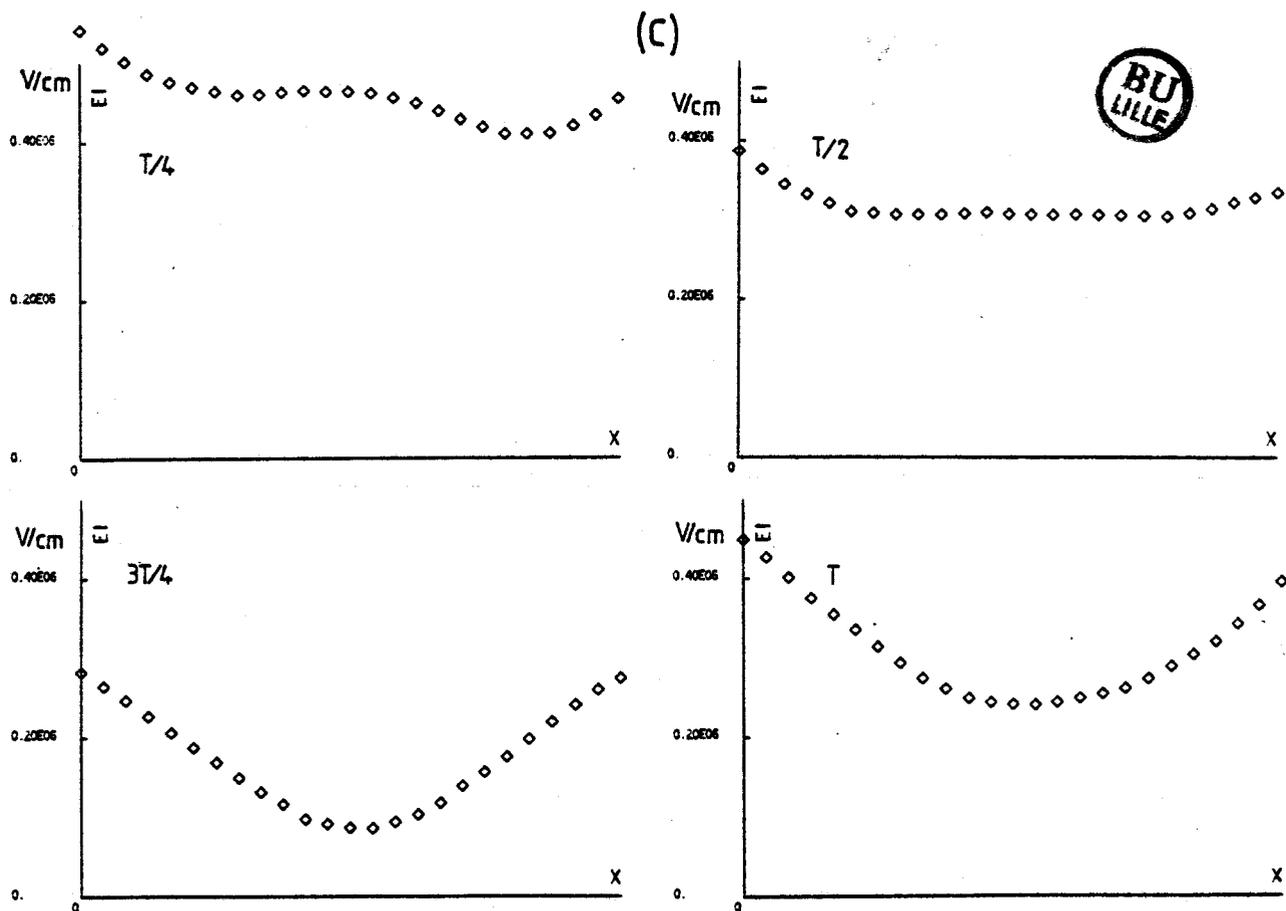


Figure 51 : Répartitions spatiales d'électrons (a), de trous (b) et de champ électrique (c) dans une diode PIN Si ($F = 200$ GHz, $l = 0,5 \mu\text{m}$, $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

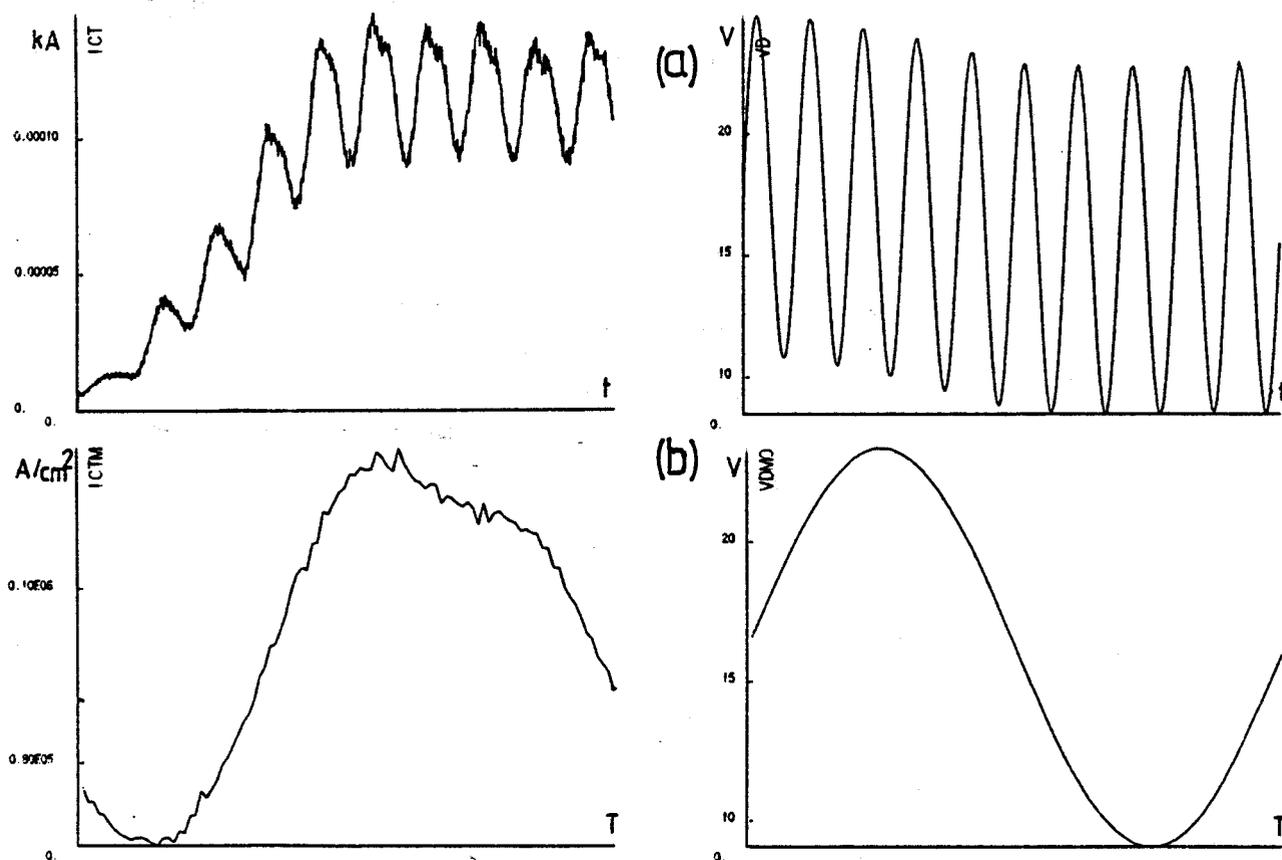


Figure 52 : Evolutions des tensions et courants obtenus (diode PIN Si)

(a) sur la durée de fonctionnement ;

(b) moyennées sur une période.

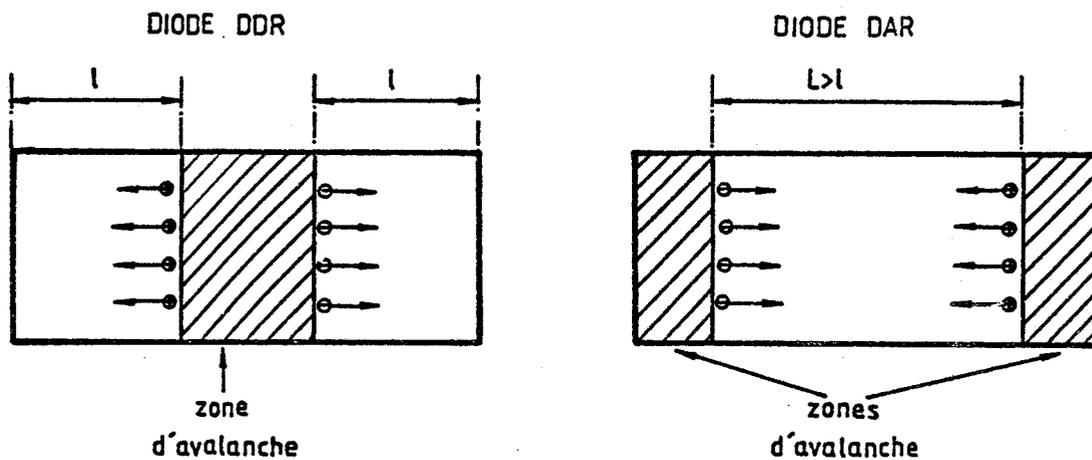


Figure 53 : Comparaisons entre un fonctionnement type DAR et un fonctionnement type DDR. Le fonctionnement "DAR" se caractérise par une longueur de transit plus importante et le fait que les paquets de porteurs doivent se croiser.

Diode PIN Si F=200Ghz
Structure: $L=0,5\mu\text{m}, N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$ Fonctionnement: $J_0=95,6\text{ kA/cm}^2, V_0=16,2\text{V}$
Performances intrinsèques $\eta_i = 3,94\%; R_N = 3,56 \cdot 10^{-6}\Omega\text{cm}^2; X_N = 3,84 \cdot 10^{-5}\Omega\text{cm}^2$ si $R_D = 1\Omega \rightarrow S = 3,56 \cdot 10^{-6}\text{cm}^2 \rightarrow d = 21\mu\text{m}$ $I_0 = 340\text{mA}; P_0 = 5,5\text{W}; P_{HF} = 217\text{mW}$
Performances utiles si $R_s = 0,27\Omega \rightarrow \eta_u = 2,87\%; P_u = 158\text{mW}$ $R_{th_{cu}} = 90^\circ\text{C/W} \rightarrow \Delta T = 480^\circ\text{C} \rightarrow T_j = 755\text{K}$ $R_{th_{di}} = 60^\circ\text{C/W} \rightarrow \Delta T = 320^\circ\text{C} \rightarrow T_j = 590\text{K}$

Tableau V : Performances diode Silicium PIN dans un fonctionnement DAR (double avalanche region).

complété par des études plus systématiques, laisse entrevoir des perspectives intéressantes aux fréquences relatives aux gammes d'ondes submillimétriques. A ces fréquences, le mécanisme d'avalanche devient prépondérant.

Les structures silicium ainsi caractérisées, nous nous proposons à présent, avant de considérer le cas des matériaux III-V, de comparer les résultats obtenus avec notre modèle avec ceux délivrés par un modèle macroscopique.

I.4. COMPARAISON AVEC UN MODELE MACROSCOPIQUE

Dans le tableau VI, nous avons reporté les valeurs de résistances négatives, de réactances et de rendements obtenues sur un même profil de diode silicium "94 GHz" à l'aide du modèle particulaire et du modèle macroscopique développé par C. DALLE [12]. Les paramètres des structures ainsi que les conditions de fonctionnement complètent ces informations. L'accord est satisfaisant en ce qui concerne les niveaux d'impédance et le rendement de conversion. En revanche, on note des différences très sensibles au niveau des tensions de fonctionnement. Deux raisons essentielles nous paraissent pouvoir expliquer ce désaccord.

En premier lieu, le modèle macroscopique inclut une partie des zones dopées p^+ et n^+ , lesquelles ne sont pas prises en compte dans les simulations microscopiques. Dans la mesure où les transitions entre zones actives et zones très dopées sont graduelles, il en résulte une augmentation de la tension de fonctionnement.

En second lieu, la prise en compte de l'énergie des porteurs dans le calcul des coefficients d'ionisation influence la valeur de la tension d'avalanche comme le montrent les comparaisons "simulations stationnaires non-stationnaires". L'interprétation d'un tel effet est loin d'être évidente. Ainsi BLAKEY [13] montre que la tension de fonctionnement calculée à l'aide d'un modèle non stationnaire est supérieure de plus de 3V à celle obtenue par simulation stationnaire (dans ce cas α est fonction de E). En revanche, si l'amplitude de ces différences de tension est conservée dans les résultats publiés par HADDAD [14], le sens des variations en est contraire. Pour notre part, nous avons déjà soulevé le problème de la prise en compte des effets d'espaces noirs dans les processus de simulation [1], [15].

Diode Si F=94Ghz T _j =500 K		
Structure: L=0,56μm; N _A =N _D =1,510 ¹⁷ cm ⁻³ section: 10 ⁻⁵ cm ²		
modèle	micro	macro
V ₀ (V)	16	24
I ₀ (mA)	305	298
P ₀ (W)	4,88	7,16
η _U (%)	15	15,7
P _{HF} (W)	0,73	1,12
R _N (10 ⁻⁵ Ωcm ²)	-1,5	-1,36
X _N (10 ⁻⁵ Ωcm ²)	-8,86	-10,8

Tableau VI : Comparaison "modèle microscopique modèle macroscopique"
(taux de modulation en tension : 59 %).

Seule une comparaison très exacte des tensions expérimentales et théoriques devrait permettre d'apporter une solution sans équivoque à ces problèmes. Ceci demande de déterminer avec une bonne précision les profils de dopage. Toutefois, il faut souligner, que cette détermination est difficile à obtenir dans les composants à double zone de transit dont les dimensions sont largement submicroniques.

II. DIODES REALISEES EN MATERIAU III-V

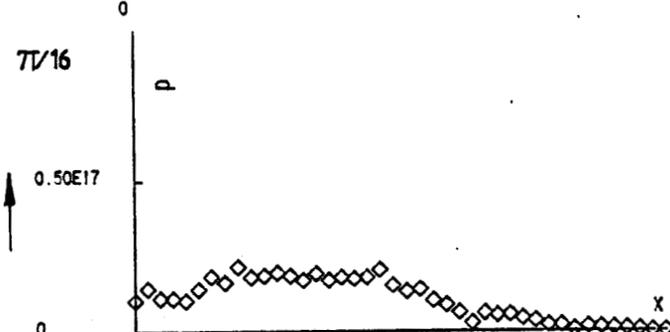
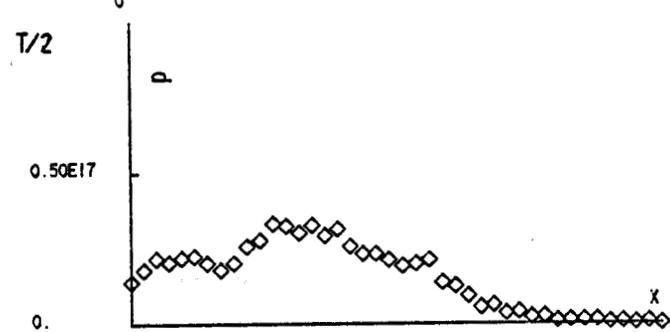
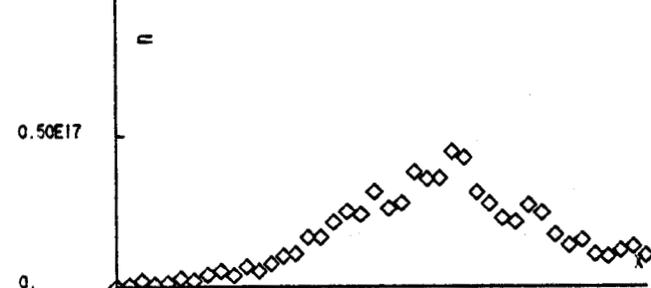
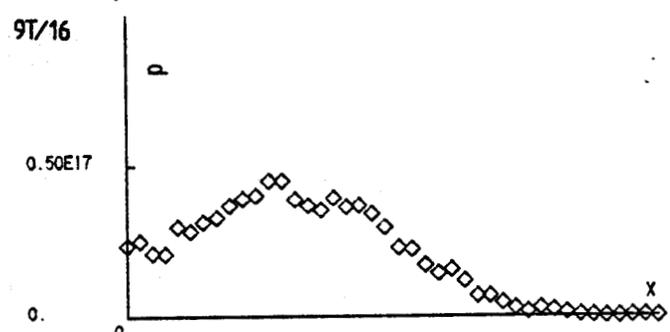
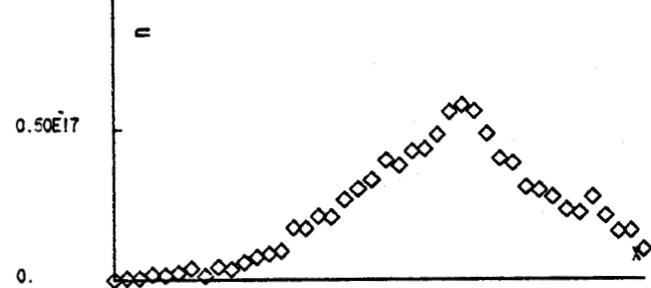
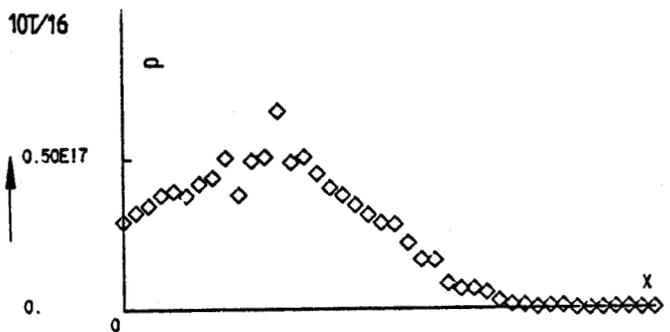
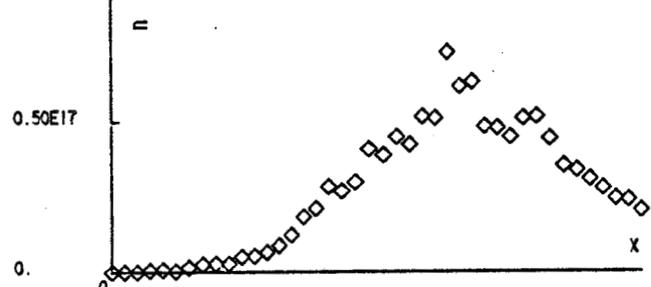
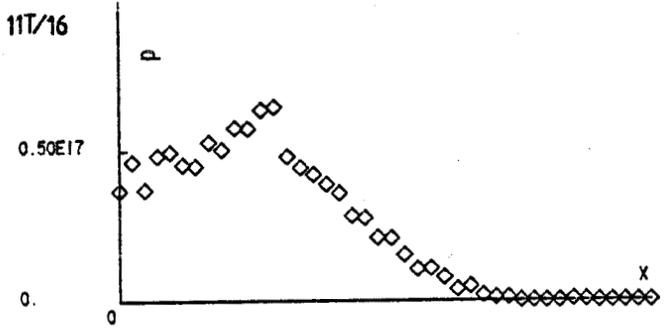
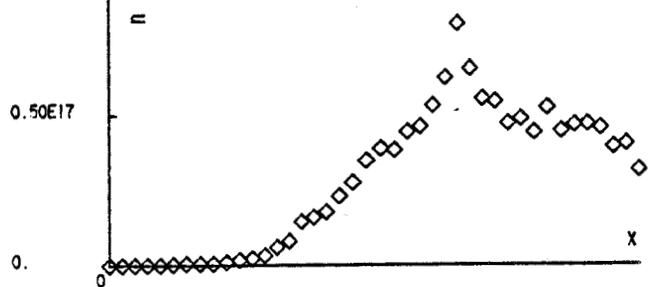
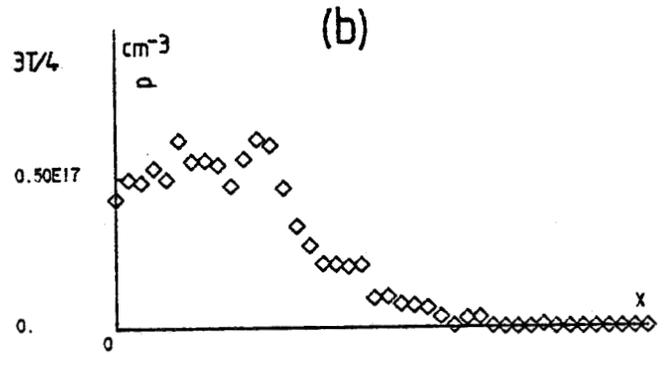
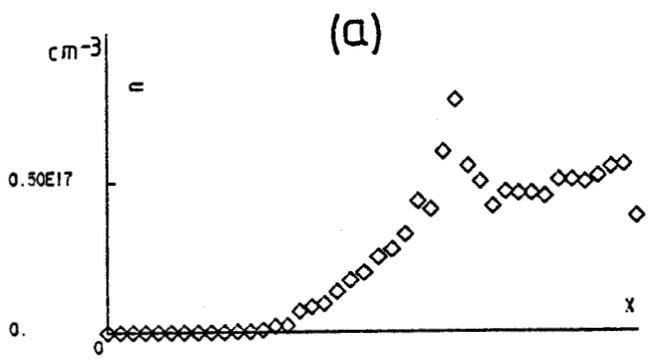
Dans cette partie, nous présentons les résultats de simulation de diodes à l'arséniure de gallium et au phosphure d'indium dans le but de les comparer avec ceux obtenus avec le silicium.

II.1. DIODES A L'ARSENIURE DE GALLIUM

En se référant aux réalisations technologiques, il apparaît que des profils différenciés pourraient être réalisés en vue d'un fonctionnement à des fréquences millimétriques, tout du moins à 100 GHz. Pour de telles structures, les gradients spatiaux de champ électrique sont extrêmement importants. Il nous semble donc utile de décrire comment, dans de telles conditions, se manifestent les mécanismes fondamentaux de fonctionnement.

II.1.1. Mécanisme de fonctionnement des structures double drift à profil de dopage différencié (diodes READ)

Sur la figure 54 (a,b) nous avons représenté respectivement les densités d'électrons et de trous entre 7T/16 et 3T/4. La caractéristique originale de ces tracés, comparés à ceux obtenus dans l'étude des profils plats, réside dans l'existence d'un pic marqué de concentration en électrons, situé au niveau de la charge intégrée Q_N . L'apparition de tels pics de densités de porteurs peut apparaître a priori anormale. Ceci s'explique cependant, dans la mesure où les charges intégrées Q_N induisent des variations de champ électrique de 200 à 300 KV/cm sur des distances de l'ordre de 100 Å (figure 54c), créant ainsi les conditions d'un transport fortement non stationnaire. Sur la figure 55, nous avons essayé de schématiser quelle peut être l'incidence



(c)

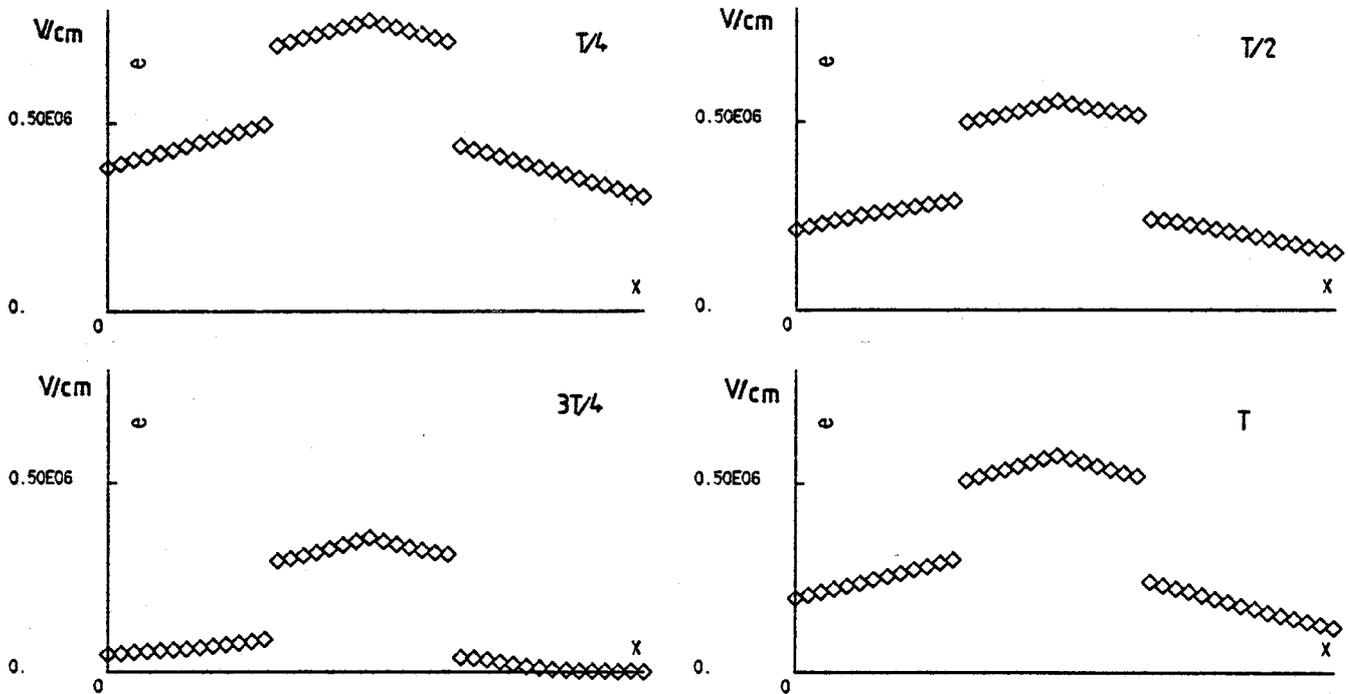


Figure 54 : Répartitions des densités d'électrons (a) et de trous (b) entre les instants $7T/16$ et $3T/4$ et celles de champ électrique (c). On observe un pic de concentration en électrons localisé au niveau de la charge intégrée Q_N (Diode GaAs DDR, profil différencié, $l = 0,42 \mu m$, $F = 96 GHz$, $J_0 = 30 KA/cm^2$).

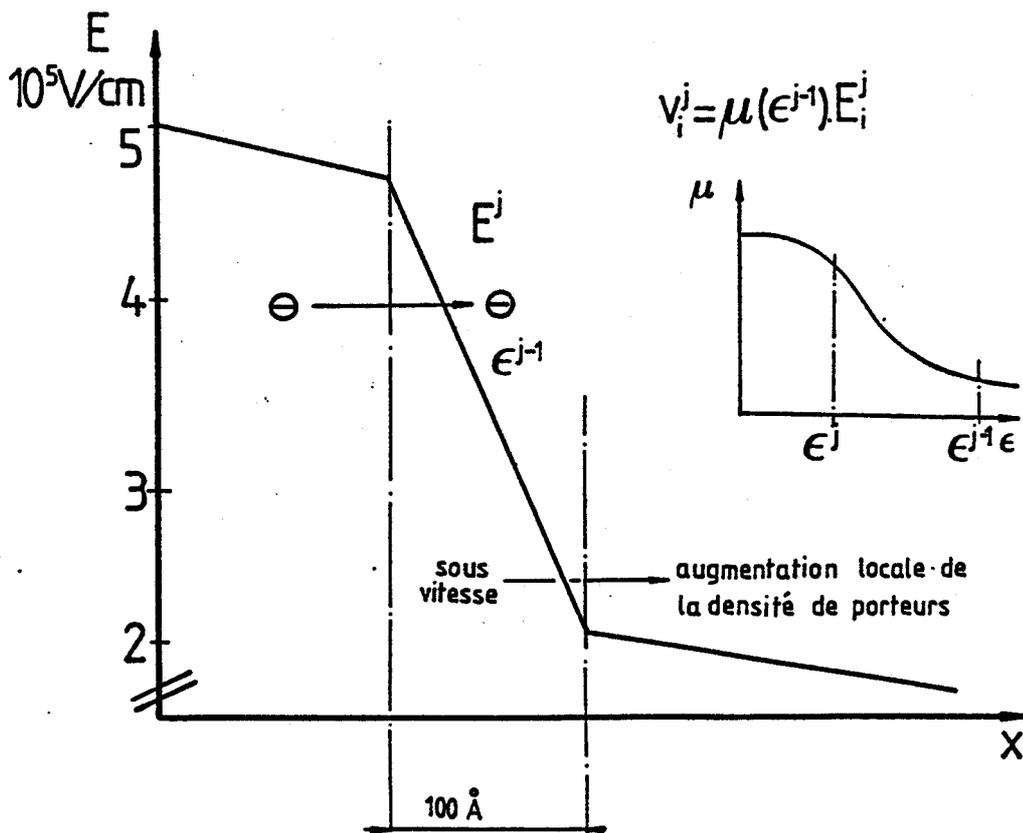


Figure 55 : Illustration de l'incidence d'un déséquilibre important entre l'énergie des porteurs et le champ électrique, sur la vitesse de transit. Il en résulte une sous-vitesse qui explique en partie l'existence d'un pic de concentration électronique.

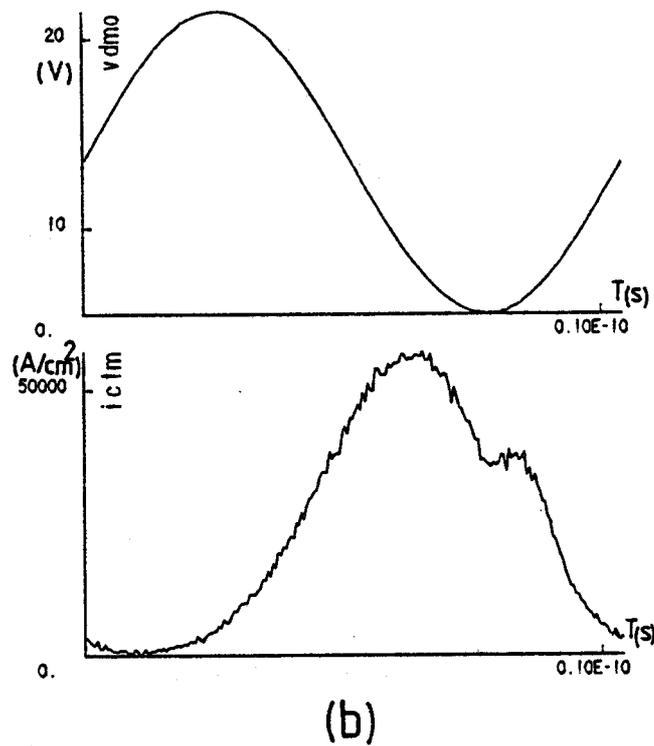
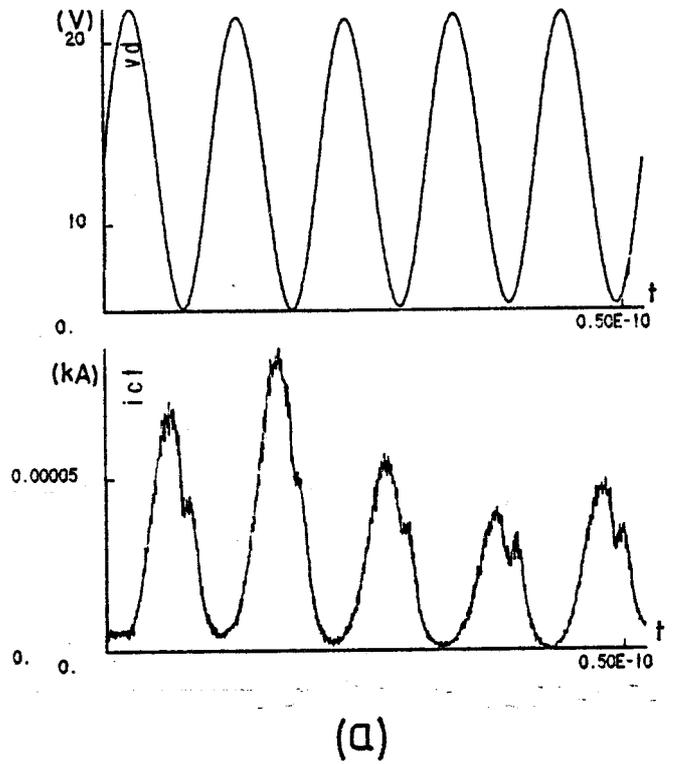


Figure 56 : Evolutions des courants et tensions aux bornes du composant
(a) sur la durée d'étude
(b) moyennées sur une période.

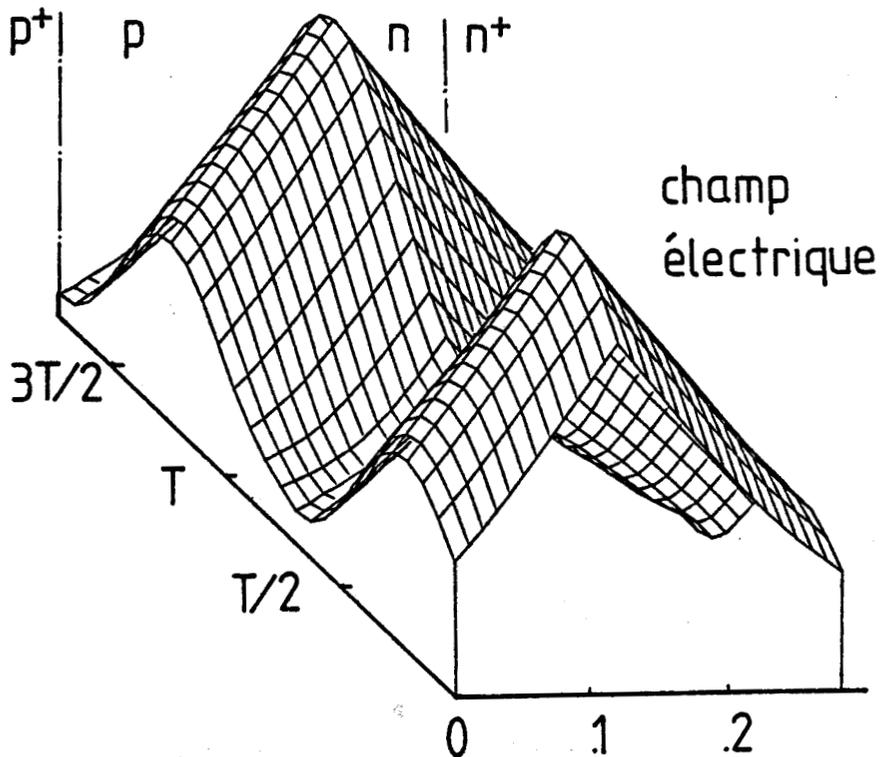
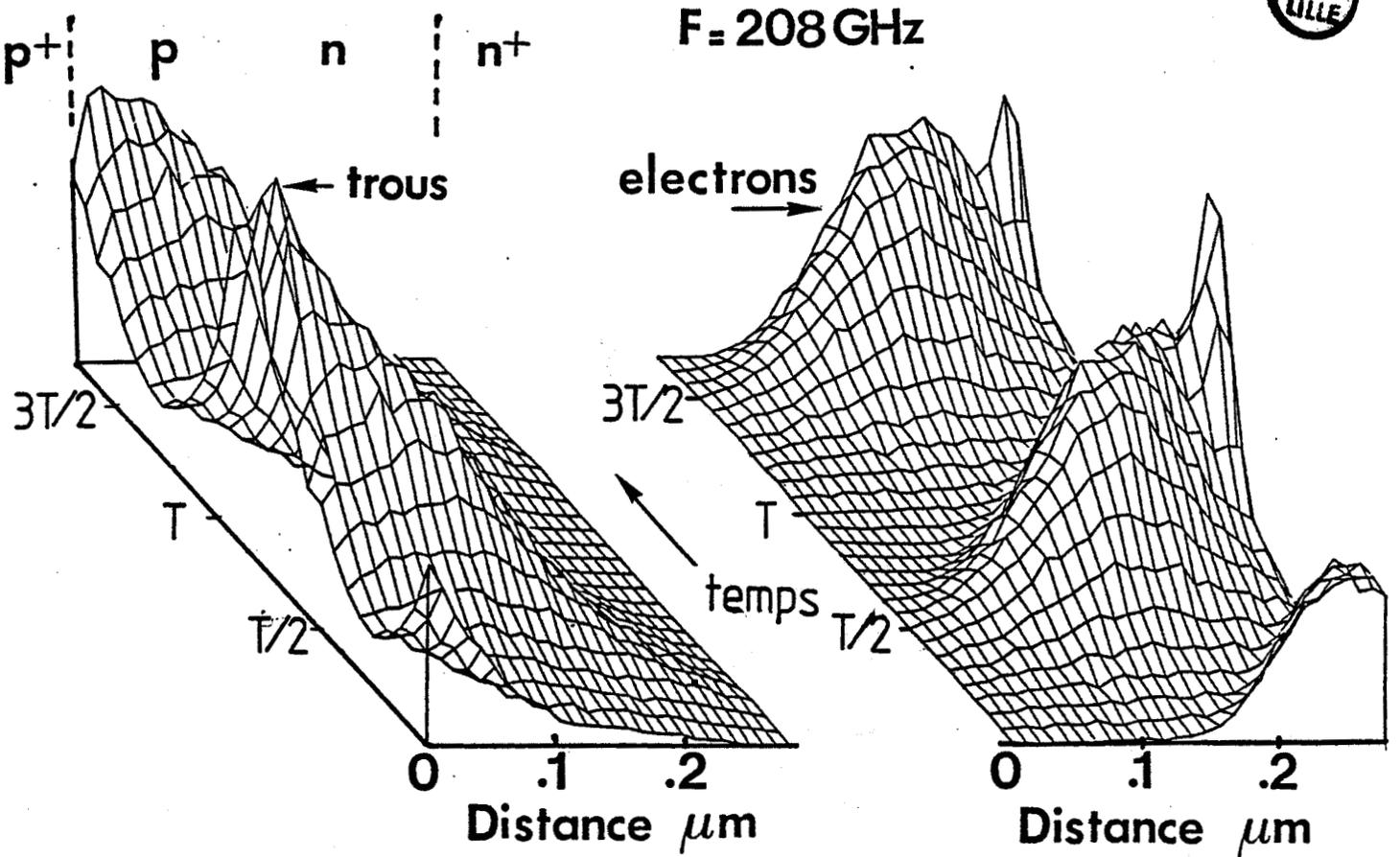


Figure 57 : Répartitions spatio-temporelles des électrons, des trous et du champ électrique associé au sein d'une diode DDR GaAs (profil plat, $N_A = N_D = 3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $l = 0,28 \mu\text{m}$, $J_0 = 108,2 \text{ KA/cm}^2$).

d'un déséquilibre important entre l'énergie d'un porteur et le champ électrique, sur la vitesse de transit. Rappelons en effet que la vitesse d'un porteur dans nos simulations est donnée par la relation $v = \mu(\epsilon).E$. Dans la mesure où les variations spatiales de mobilité des porteurs ne peuvent pas s'ajuster instantanément à celles du champ électrique, il s'en suit des sous-vitesses importantes et donc des augmentations locales de la densité de porteurs libres.

Cependant, il faut nuancer ce raisonnement en remarquant que des effets numériques influent en partie sur ces phénomènes. La résolution des équations du transport des porteurs est en effet effectuée par une méthode explicite (retard d'un pas sur le temps). En outre, les valeurs de champ électrique vues par les particules sont étroitement dépendantes du pas sur l'espace (100 Å). Il en résulte qu'il est très difficile de dissocier l'effet numérique de l'effet physique. Un tel phénomène de sous-vitesse est néfaste au niveau des performances [16]. Ainsi celles-ci se trouvent sous-estimées dans nos simulations.

La figure 56 montre les variations temporelles des valeurs de tension et de courant particulaire associées. Il est à remarquer que les effets de retard à l'injection des porteurs sont très marqués. On note également que les modulations de vitesses, mises en évidence précédemment, ont pour conséquences une faible décroissance des valeurs de courant à $3T/4$.

Pour des fréquences supérieures à 100 GHz, nous avons préféré au profil différencié, un profil de dopage constant. Dans ce cas, les mécanismes de fonctionnement se présentent de façon analogue à ceux décrits dans le paragraphe I.1.1., concernant le silicium. Ce dernier point est illustré sur la figure 57, où nous avons représenté les variations spatio-temporelles du champ électrique ainsi que celles des porteurs libres dans le cas d'une diode GaAs fonctionnant à 208 GHz.

II.1.2. Performances intrinsèques (GaAs)

Sur la figure 58, nous avons reporté les variations fréquentielles respectivement des parties réelle et imaginaire de l'impédance normalisée et du rendement intrinsèque de conversion en fonction de la fréquence. Les

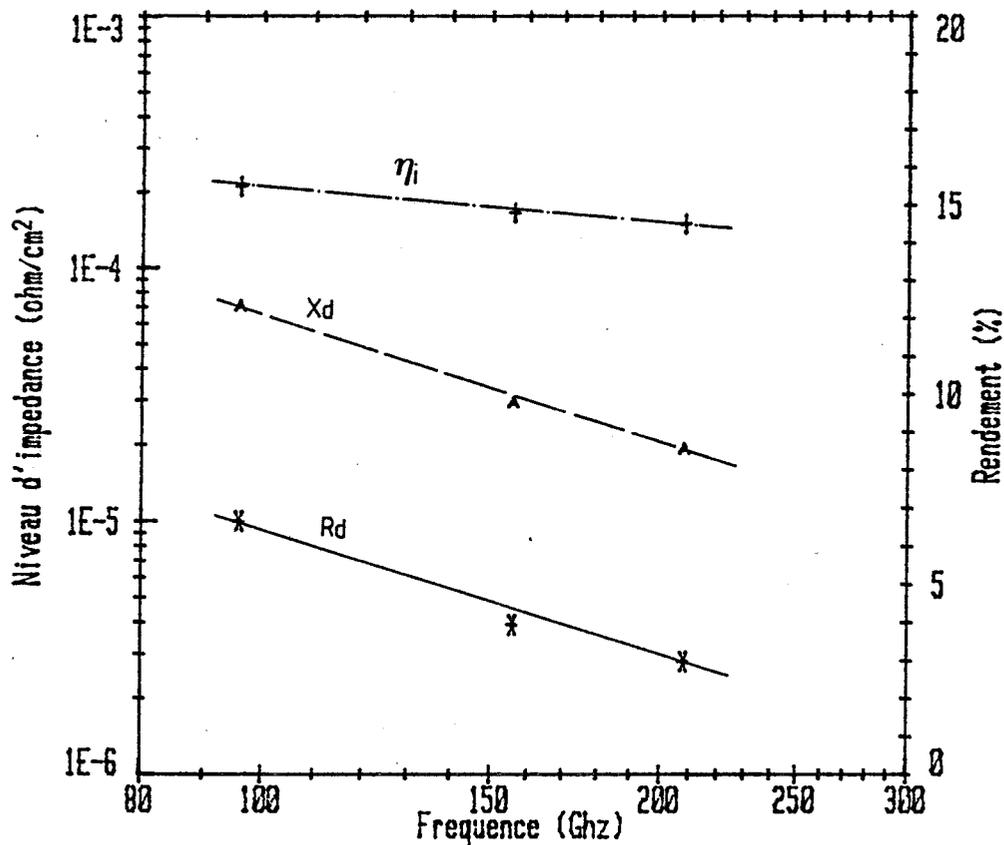
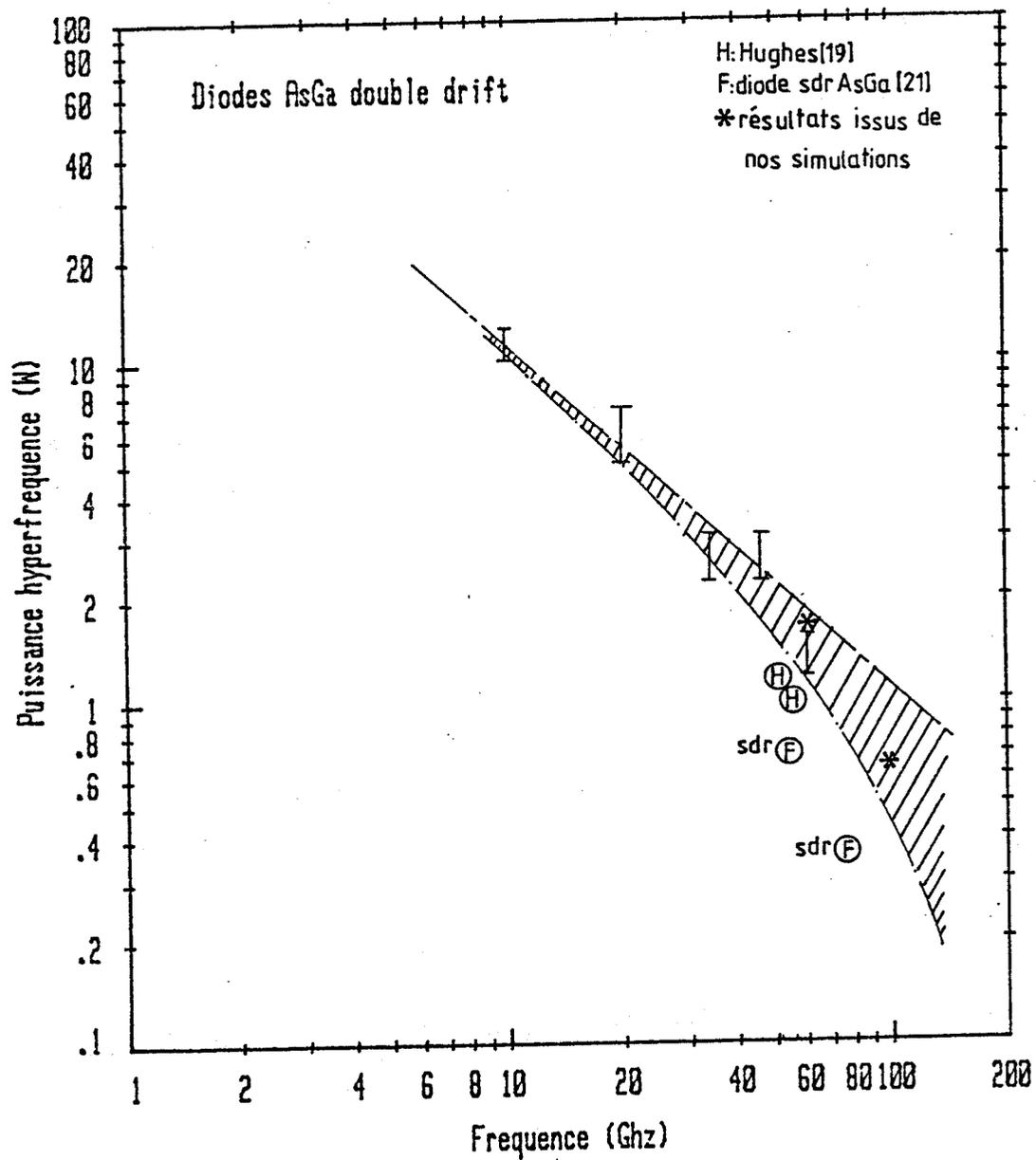


Figure 58

Evolution des parties réelle et imaginaire de l'impédance des diodes AsGa, ainsi que celle du rendement en fonction de la fréquence.

Diodes GaAs			
F(Ghz)	96	156	208
profil de dopage	différencié	plat	plat
$N_A=N_D$ (10^{17}cm^{-3})	0,7	3,5	3,5
$Q_p; Q_N$ (10^{12}cm^2)	1,5 ; 2	—	—
L (μm)	0,42	0,3	0,28
J_0 (kA/cm^2)	30	56,9	108,2
V_0 (V)	15	11,4	11,5
η_i (%)	15	14,8	14,5
R_N ($10^{-6} \Omega \text{cm}^2$)	10	3,9	2,8
X_N ($10^{-5} \Omega \text{cm}^2$)	7	2,9	1,9

Tableau VII : Performances intrinsèques fréquentielles et caractéristiques des diodes GaAs étudiées.



F(Ghz)	J_0 (kA/cm ²)	P_0 (W)	η_0 (%)	R_D (Ω)	X_D (Ω)	S (10 ⁻⁵ cm ²)	P_0 (W)
60	23	10	18,9	1,7	6,46	2,6	1,8
96	30	4,5	13,5	1	7	1	0,61

DIODE GaAs 60Ghz, profil différencié; $l=0,56\mu\text{m}$, $N_A=8 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $N_D=5 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $Q_N=1,5 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$, $Q_P=1,7 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$
DIODE GaAs 96Ghz, voir tableau VII

Figure 59 : Comparaison théorie-expérience diodes AsGa (courbe issue de la publication d'Adlerstein et Chu [20]).

caractéristiques géométriques des structures utilisées sont données dans le tableau VII. Au vu des résultats de la figure 58, nous remarquons une diminution très importante du niveau de résistance négative qui est due principalement à la diminution de la susceptance associée. La valeur de la résistance négative est proche de $2,5 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ pour une fréquence de 220 GHz. Nous verrons que c'est cette décroissance très marquée du niveau de résistance négative qui est responsable de la chute notable des performances utiles du composant. La décroissance en fonction de la fréquence du rendement de conversion intrinsèque est ici très limitée. Ceci s'explique par l'effet très favorable du retard à l'injection des porteurs.

II.1.3. Comparaison théorie-expérience

Une comparaison théorie-expérience [17], en ce qui concerne les performances de diodes à l'arséniure de gallium, s'avère difficile dans la gamme des ondes millimétriques. En effet, la plupart des réalisations expérimentales sont relatives à des diodes fonctionnant en dessous de 100 GHz. Seuls les travaux publiés par les équipes de RAYTHEON et HUGHES sur des diodes IMPATT GaAs à profil différencié [18]-[20], nous donnent un élément de comparaison avec nos résultats théoriques. Sur la figure 59, nous avons reporté les puissances expérimentales issues de la publication d'ADLERSTEIN et CHU [20], dans la bande 20-60 GHz. Compte-tenu des variations fréquentielles ainsi obtenues, nous avons extrapolé les niveaux de puissance extrêmes, qui nous semblent possibles d'être obtenus à des fréquences supérieures. Pour information, des niveaux de puissance expérimentales délivrés par des diodes SDR [21] ont été également précisés. Nous avons également indiqué les résultats de nos estimations aux fréquences de 60 et 94 GHz. En pratique, il ne nous a pas été possible d'effectuer des simulations aux fréquences inférieures à 60 GHz, à forts taux de modulation. Les temps "calcul" mis en jeu, ainsi que le contraste du nombre de porteurs entre les valeurs minimales et maximales du courant particulaire sont très importants. Ceci rend les simulations, à fréquences basses, difficiles compte-tenu des moyens de calcul dont nous disposons.

On peut noter un relatif accord entre les résultats expérimentaux et ceux issus de nos simulations à 60 GHz, une puissance de l'ordre de 1,8 W étant obtenue. Il apparaît à 96 GHz qu'une puissance de sortie de 610 mW est susceptible d'être disponible.

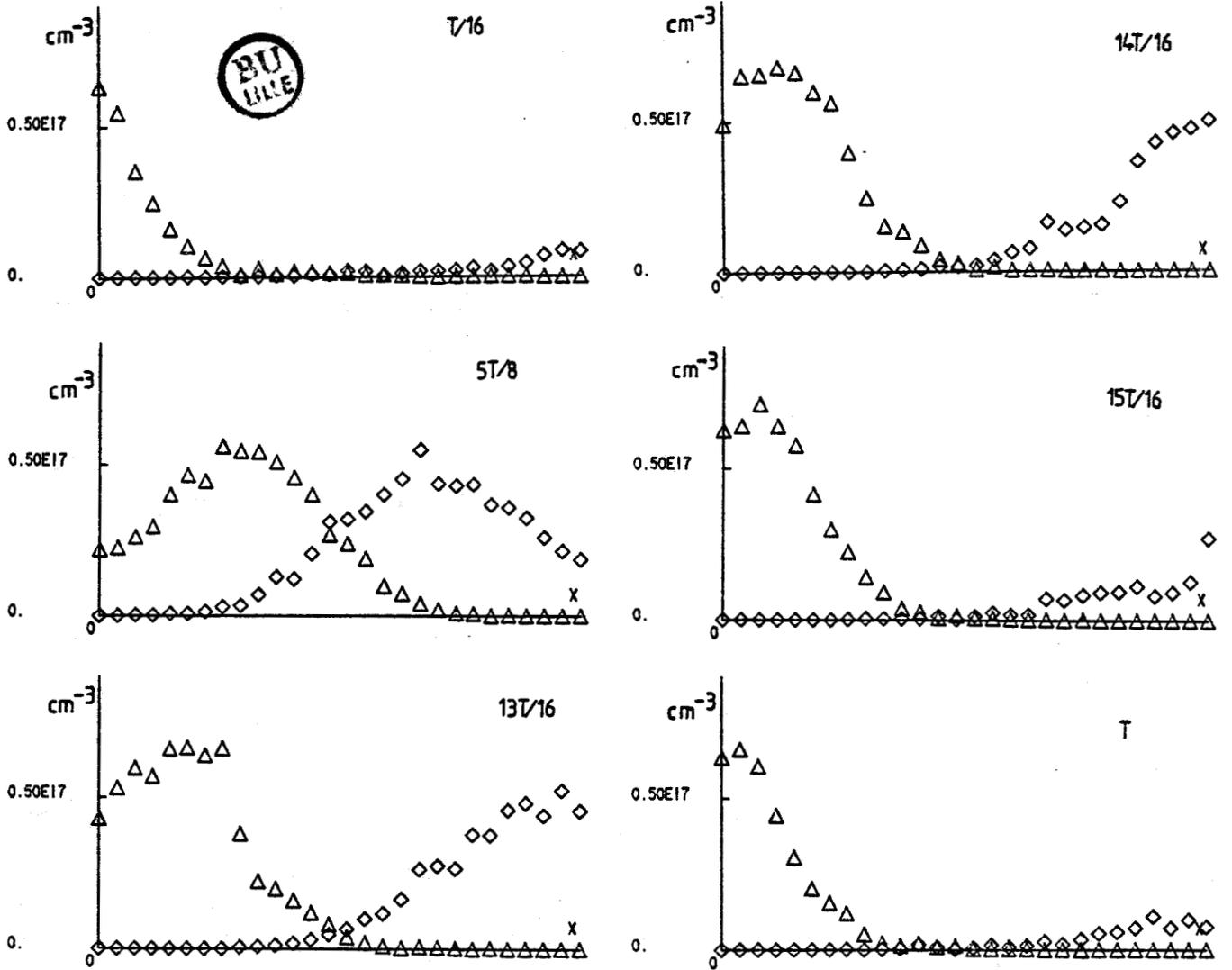


Figure 60 : Répartitions spatiales des densités de porteurs libres à différents instants de la période hyperfréquence. On peut remarquer, lors du mécanisme de transit, la collection très rapide des paquets d'électrons (Diode InP DDR, profil différencié, $l = 0,56 \mu\text{m}$, $J_0 = 30 \text{ KA/cm}^2$, $F = 104 \text{ GHz}$).

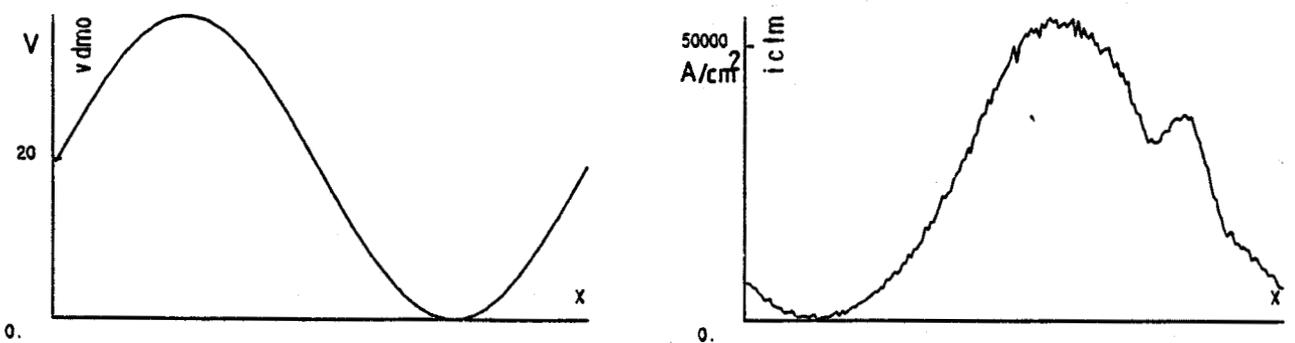


Figure 61 : Allures moyennées de la tension et du courant (Diode InP DDR $F = 104 \text{ GHz}$).

II.2. DIODES AU PHOSPHURE D'INDIUM

Le phosphure d'indium est utilisé, actuellement, notamment dans la réalisation d'oscillateurs "gunn". Il présente en effet une mobilité différentielle négative importante. La vitesse électronique maximale est de l'ordre de $2 \cdot 10^7$ cm/s, pour un champ électrique appliqué voisin de 10 KV/cm. Potentiellement, le phosphure d'indium est donc un matériau où l'on peut espérer obtenir des vitesses de transit importantes, dans la mesure où le champ appliqué aux porteurs peut prendre des valeurs de l'ordre de 10KV/cm. Peu d'études sur les diodes IMPATT InP [22], [23] ont été publiées. C'est pourquoi, avant d'aborder les performances fréquentielles obtenues à partir de ce matériau, nous allons nous attacher à montrer qu'il est effectivement possible d'augmenter la vitesse de transit des électrons par effet de transfert électronique.

II.2.1. Mécanismes de fonctionnement dans les structures différenciées

II.2.1.1. Augmentation de la vitesse de transit pour un matériau à transfert électronique.

Sur la figure 60, nous avons représenté les répartitions spatiales des concentrations en porteurs libres à différents instants de la période hyperfréquence, pour une diode à profil différencié fonctionnant à 100 GHz. Le mécanisme d'avalanche se présente de façon identique à celui observé dans l'arséniure de gallium, comme le révèle le résultat à $5T/8$. En revanche, on note des différences sensibles en ce qui concerne les mécanismes de transit entre $T/2$ et T . En effet, on remarque une collection très rapide du paquet d'électrons comparativement à celui de trous, qui n'est pratiquement collecté qu'au début de la période suivante. Une telle différence dans les phénomènes de transit des deux types de porteurs ne peut s'expliquer uniquement par la différence des vitesses limites, de l'ordre de $2 \cdot 10^6$ cm/s, utilisées dans nos simulations. En revanche, il est tout à fait concevable pour cette structure différenciée, que les électrons soient soumis à des champs électriques bien inférieurs à 100 KV/cm pendant suffisamment longtemps, pour que l'on observe une augmentation sensible de leur vitesse de transit par effet de transfert électronique. La figure 61 illustre l'augmentation du courant, qui résulte de cette exaltation de la vitesse de dérive des électrons.

Diodes InP			
F(Ghz)	104	156	208
profil de dopage	différencié	uniforme	uniforme
$N_A, N_D (10^{17} \text{cm}^{-3})$	0,8 ; 0,5	3	3
$Q_P, Q_N (10^{12} \text{cm}^{-2})$	14 ; 2	—	—
L (μm)	0,56	0,4	0,28
$J_0 (\text{kA/cm}^2)$	30	51	91,7
$V_0 (\text{V})$	20	16	14,4
$\eta_i (\%)$	17	14,95	15
$R_N (10^{-6} \Omega \text{cm}^2)$	12	4,5	21
$X_N (10^{-5} \Omega \text{cm}^2)$	95	38	21

Tableau VIII : Performances intrinsèques fréquentielles et caractéristiques des diodes InP étudiées.

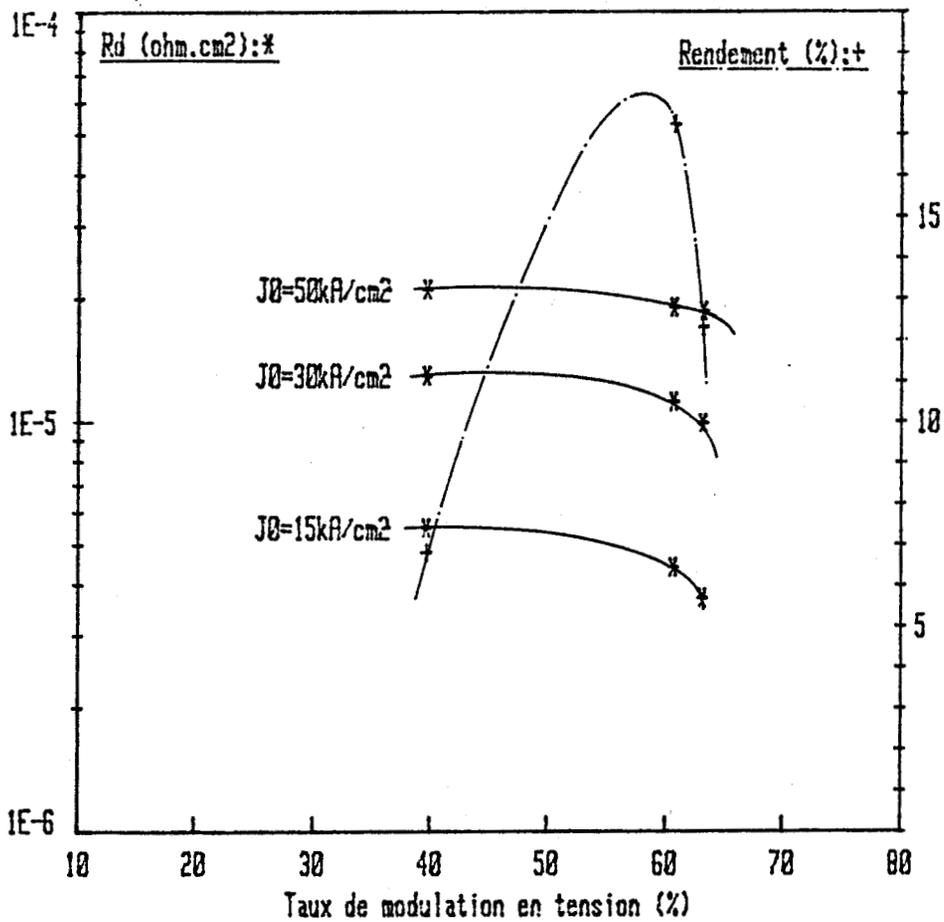


Figure 62 : Evolution du niveau de résistance normalisée et du rendement suivant le taux de modulation en tension dans une diode InP DDR à profil de dopage différencié (F = 104 GHz).

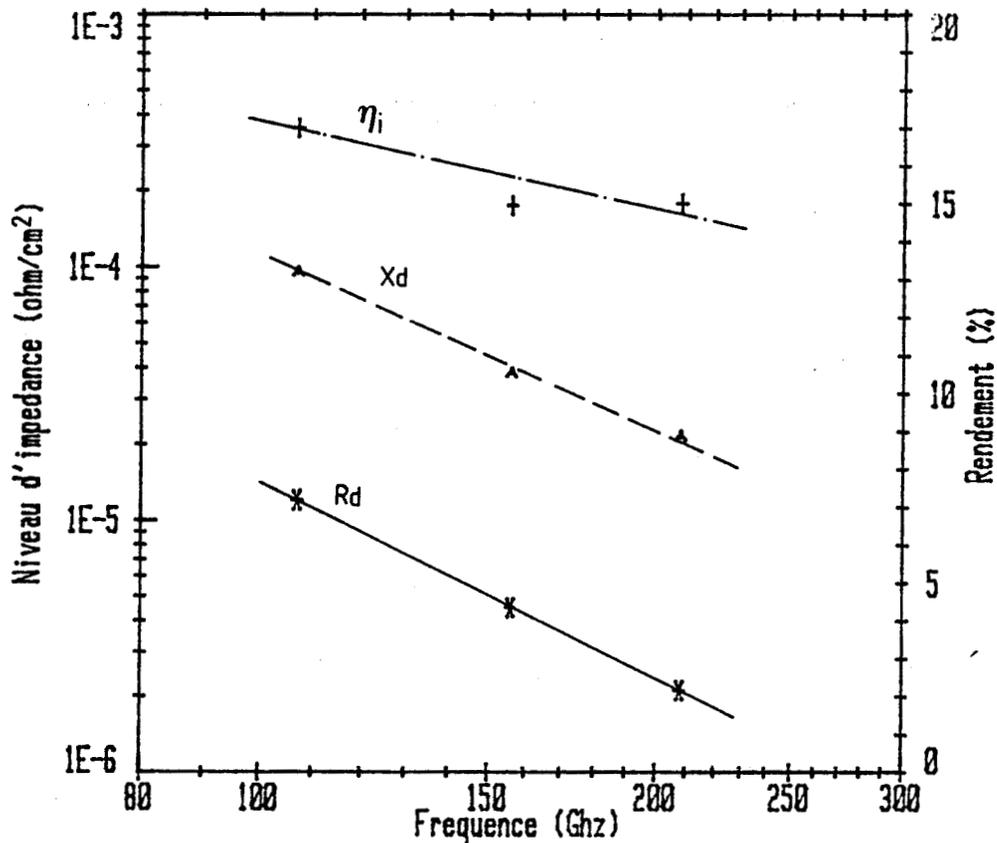


Figure 63

Evolution des parties réelle et imaginaire de l'impédance des diodes InP, ainsi que celle du rendement en fonction de la fréquence.

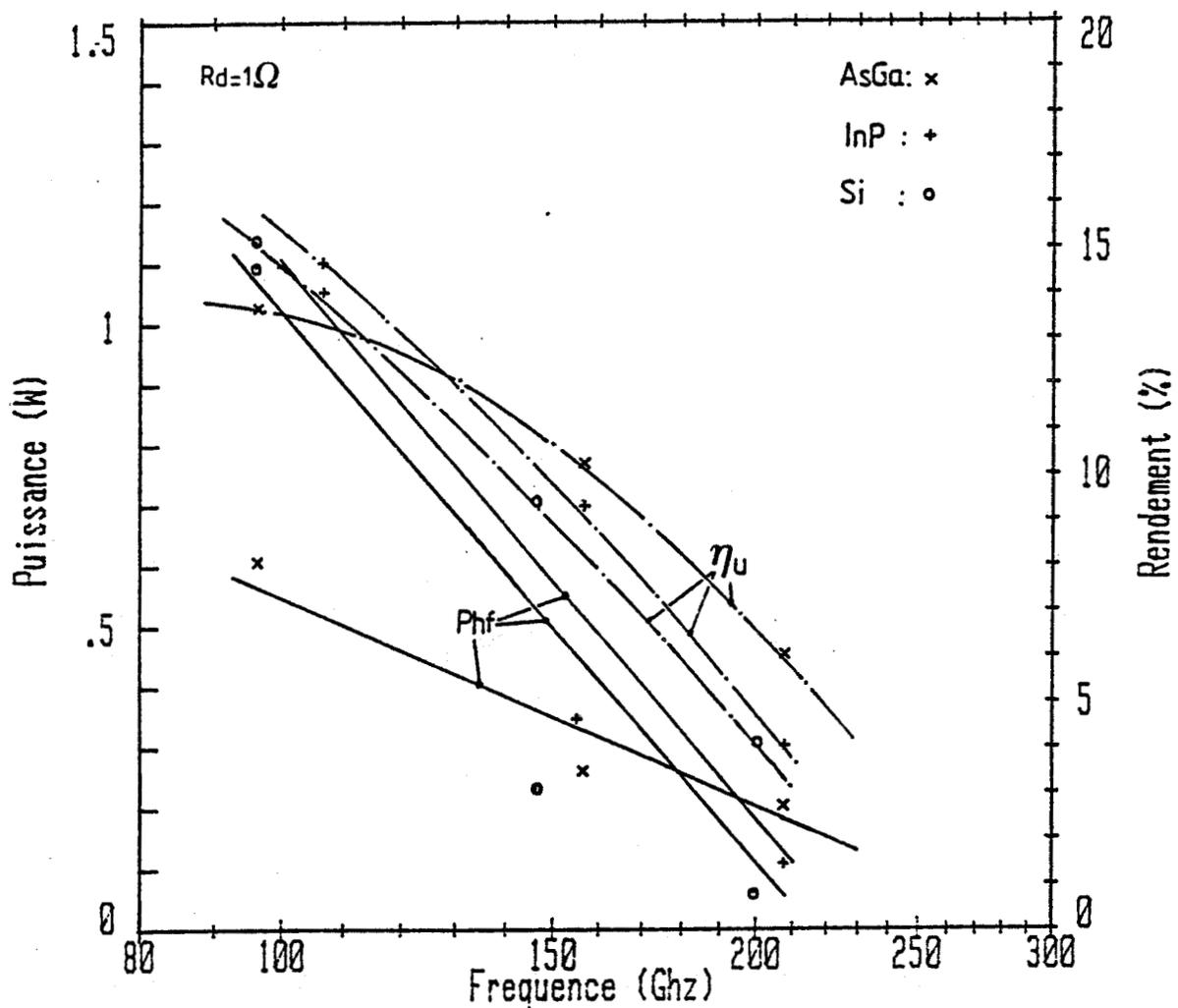


Figure 64 : Evolution fréquentielle des rendements et des puissances hyperfréquences utiles, théoriques et maximum, délivrés par les composants GaAs, InP et Si.

matériau	GaAs			InP		
	F(GHz)	F(GHz)	F(GHz)	F(GHz)	F(GHz)	F(GHz)
F(GHz)	96	156	208	104	156	208
$S_{R_{d=1\Omega}}$ (10^6cm^2)	10	39	28	12	4,5	2,1
d(μm)	35	22	19	39	24	16
I_0 (mA)	300	222	300	360	230	193
P_0 (W)	4,5	2,5	3,5	7,2	3,68	2,77
R_s (Ω)	0,13	0,32	0,59	0,15	0,38	0,73
η_u (%)	13,5	10,3	6	14,5	9,3	4
P_u (mW)	610	260	210	1,05	340	110
$R_{th_{Cu}}$ ($^{\circ}\text{C/W}$) $_{T_j(K)}$	55 \ddagger 485K	85 \ddagger 485K	95 \ddagger 585K	50 \ddagger 575K	80 \ddagger 540K	130 \ddagger 620K
$R_{th_{Di}}$ ($^{\circ}\text{C/W}$) $_{T_j(K)}$	35 \ddagger 440K	55 \ddagger 400K	65 \ddagger 500K	30 \ddagger 450K	50 \ddagger 440K	110 \ddagger 565K

Tableau IX : Performances fréquentielles utiles des diodes GaAs et InP.

II.2.1.2. Rendement de conversion à fort taux de modulation

Sur la figure 62, nous avons reporté les résultats relatifs aux variations de la résistance négative normalisée et du rendement de conversion en fonction du taux de modulation en tension pour la diode à profil différencié précédemment étudiée. Le point essentiel à noter sur cette figure est la rapide décroissance du rendement d'émission pour des taux de modulation supérieurs à 60 %. Une décroissance aussi brutale n'est pas observée dans les études de structures à profil plat. Ceci tient au fait que pour des taux de modulation importants, l'ensemble de la tension totale se retrouve presque exclusivement aux bornes de la zone d'avalanche définie par les charges intégrées. Il s'en suit une perturbation notable du mécanisme de transit, qui conduit à une chute marquée du rendement, celui-ci devenant très rapidement positif [24].

II.2.2. Performances intrinsèques (InP)

La figure 63 montre les variations en fonction de la fréquence, respectivement de la résistance et de la réactance de diode et celles du rendement intrinsèque correspondant. Les allures obtenues sont semblables à celles observées dans le cas de l'arséniure de gallium. On note toutefois un niveau de résistance négative plus élevé, comparativement à ce dernier matériau, dû à la différence de longueur des zones actives. Les caractéristiques technologiques des structures testées dans cette étude sont données dans le tableau VIII.

III. COMPARAISON DES RESULTATS OBTENUS PAR L'UTILISATION DES DIFFERENTS MATERIAUX

Dans le tableau IX, nous avons regroupé les performances utiles relatives à l'arséniure de gallium et au phosphore d'indium. Pour ce calcul, la géométrie des composants a été calculée pour assurer une valeur de résistance adaptable égale à 1Ω . La température de jonction est estimée pour respectivement des dissipateurs cuivre et diamant. Pour la détermination de la résistance série nous avons supposé que les valeurs de concentration en impuretés dans les substrats GaAs et InP prennent des valeurs assez faibles

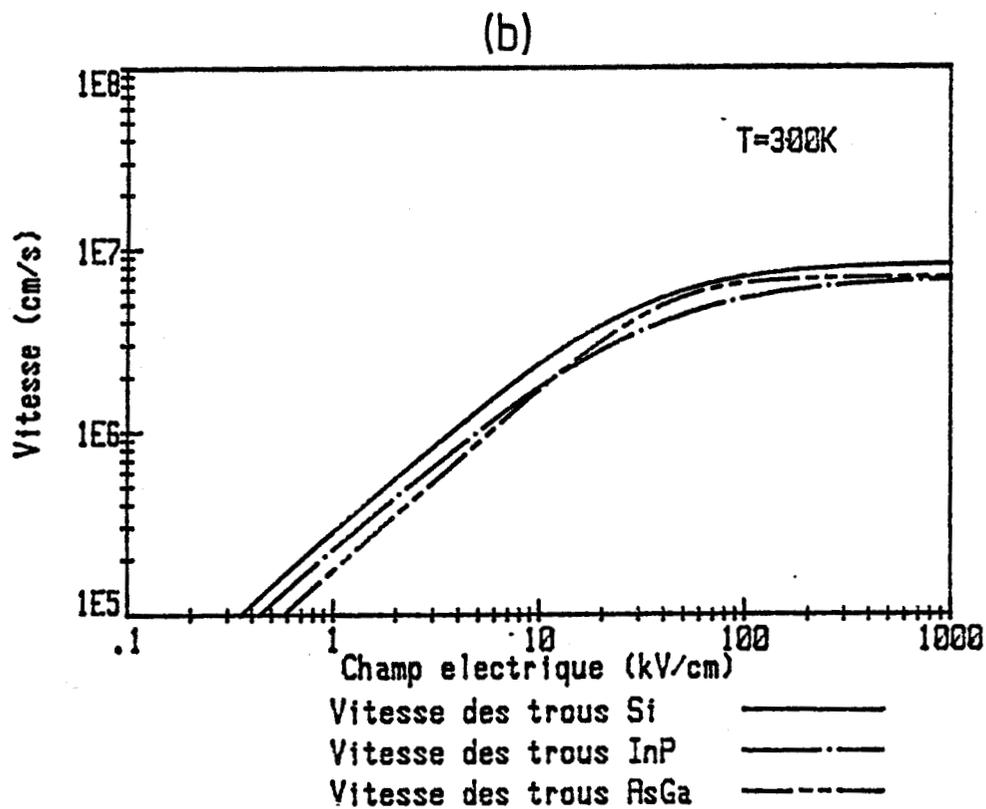
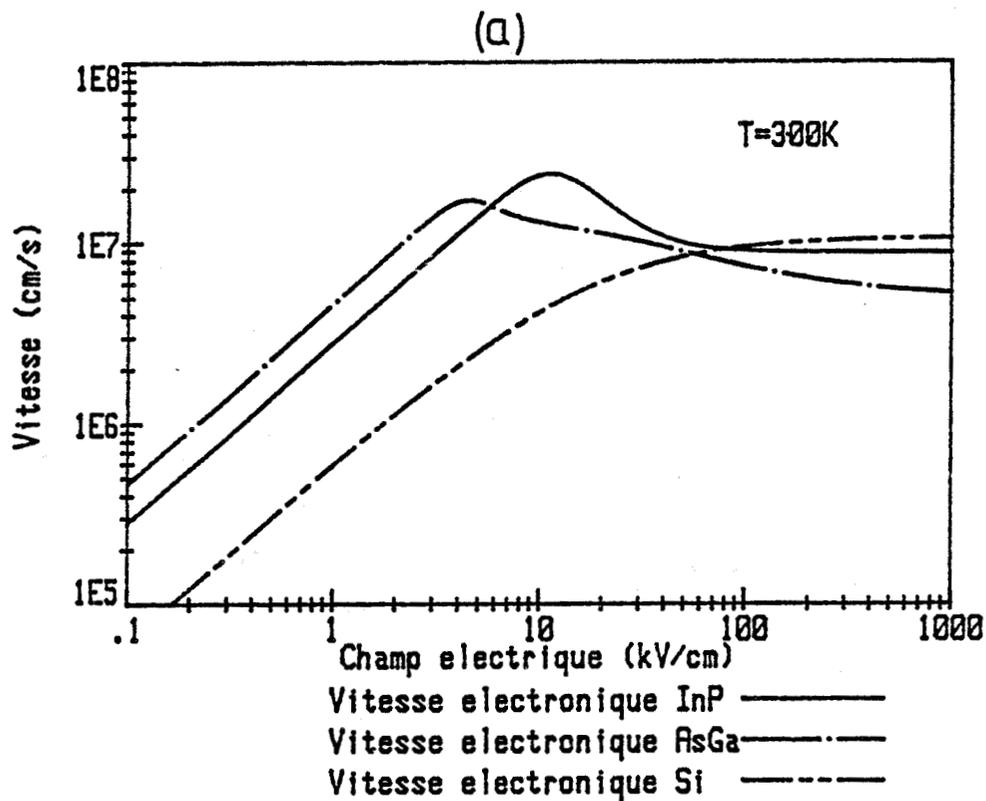


Figure 65 : Evolution des vitesses des électrons (a) et des trous (b) suivant le champ électrique pour les trois matériaux étudiés.

(de l'ordre de $5 \cdot 10^{18}$ atomes/cm³), compte-tenu des informations technologiques dont nous disposons [20]. La différence essentielle entre ces deux matériaux se situe au niveau des valeurs de mobilité.

Nous avons tracé, figure 64, le rendement utile ainsi que la puissance hyperfréquence disponible délivrée par les composants GaAs et InP en fonction de la fréquence. Pour comparaison, nous y avons également indiqué les performances obtenues dans les études "silicium". L'interprétation de ces résultats fait intervenir, du point de vue propriétés intrinsèques des matériaux, d'une part des paramètres classiques comme la vitesse de saturation et les coefficients d'ionisation, d'autre part des paramètres qui permettent de caractériser les phénomènes de dynamique non stationnaire comme le temps de relaxation de l'énergie des porteurs [25].

Considérons successivement ces différents aspects.

* Vitesses de saturation

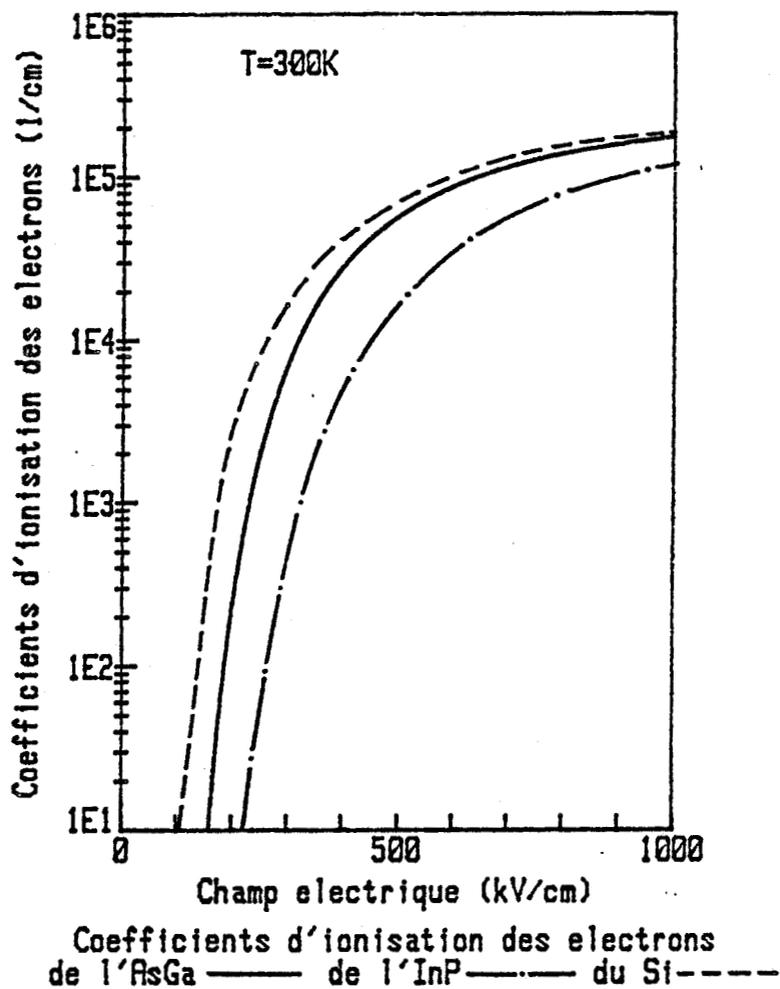
Sur la figure 65, nous avons représenté l'évolution des vitesses des électrons (65a) et des trous (65b) en fonction du champ électrique pour les trois matériaux étudiés [26]-[30]. On remarque que la valeur de la vitesse de saturation de l'arséniure de gallium est relativement faible, comparative-ment à celles des autres matériaux. Ceci a pour conséquence de limiter les longueurs de zones actives comme on peut le constater dans le tableau IX. Il en résulte, aux fréquences où les phénomènes non stationnaires sont peu marqués, des niveaux de résistance négative moindres que ceux obtenus pour le silicium et le phosphore d'indium. Dans la mesure où la valeur de la résistance négative détermine de façon directe la puissance utile (équation 57) il s'en suit des puissances hyperfréquences émises, relativement faibles à 100 GHz, de l'ordre de 600 mW.

* Coefficients d'ionisation

Sur la figure 66 nous avons comparé respectivement les coefficients d'ionisation des électrons (66a) α et des trous (66b) β , pour les trois matériaux étudiés [31]-[33], en fonction du champ électrique [30]-[32]. En moyenne, les valeurs des coefficients d'ionisation dans le phosphore d'indium



(a)



(b)

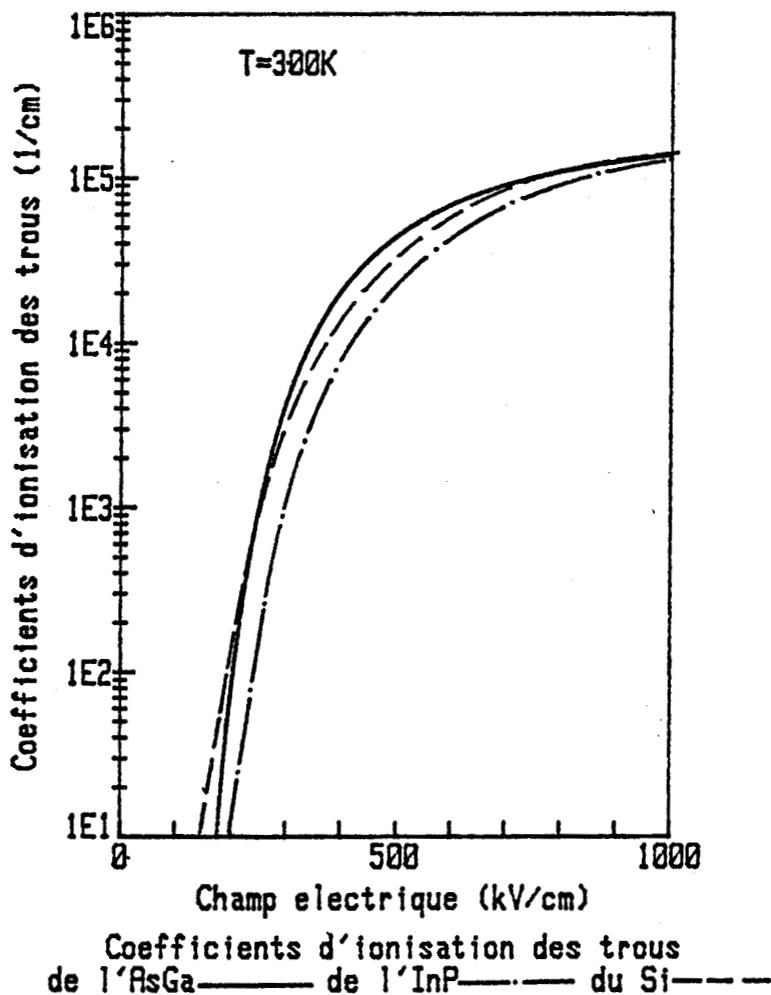


Figure 66 : Evolution des coefficients d'ionisation des électrons (a) et des trous (b) suivant le champ électrique pour l'AsGa, l'InP et le Si.

sont plus faibles que celles relatives aux autres matériaux. Ceci se traduit en pratique par des tensions de polarisation sensiblement supérieures à celles observées dans le cas des composants réalisés en silicium ou en arséniure de gallium.

En conséquence, pour des niveaux d'impédance négative et de rendement comparable, les puissances hyperfréquences délivrées par les structures InP sont théoriquement supérieures à celles obtenues pour des structures Si. Toutefois, il faut noter que cette augmentation de la tension nécessaire au maintien du régime d'avalanche se traduit par des puissances continues importantes, qui peuvent conduire à des problèmes de limitation thermique. On remarque en effet, dans le tableau IX, qu'il est nécessaire d'utiliser des dissipateurs diamant afin d'éviter une température de jonction supérieure à 500 K.

* Dérivées du coefficient d'ionisation

Nous avons vu, au chapitre I, l'importance de ce paramètre dans la détermination des propriétés dynamiques des composants à avalanche et temps de transit. En effet, il influence directement le caractère non linéaire du phénomène d'avalanche et donc les variations alternatives du courant particulaire. Les figures 67, 68 et 69 montrent les variations respectives des dérivées des coefficients d'ionisation des électrons α° , des trous β° et moyens $\bar{\alpha}^{\circ}$ par rapport au champ électrique en fonction de la longueur d'avalanche pour le silicium, l'arséniure de gallium et le phosphore d'indium. On y observe une allure similaire pour les trois matériaux dont l'aspect essentiel réside dans la chute très prononcée de α° et β° pour des valeurs de longueurs d'avalanche largement inférieures à $0.1 \mu\text{m}$. Cette décroissance de α° correspond à la saturation des coefficients d'ionisation aux valeurs de champ électrique très élevées. Toute diminution de α° , même limitée, se traduit par une réduction de la résistance négative (chapitre I). Il faut donc éviter dans la réalisation des structures, de confiner la zone d'avalanche sur des dimensions inférieures à $1\ 000 \text{ \AA}$. Les structures différenciées étudiées à 100 GHz satisfont, à ce critère. Les valeurs maximales de α° et β° se situent entre $0,2$ et $0,3 \text{ V}^{-1}$, quel que soit le type de matériau. Ces valeurs analogues montrent que la non-linéarité des mécanismes de multiplication dans le cas des différents matériaux est tout à fait comparable et explique en partie la faible dispersion des valeurs de rendement constatée.

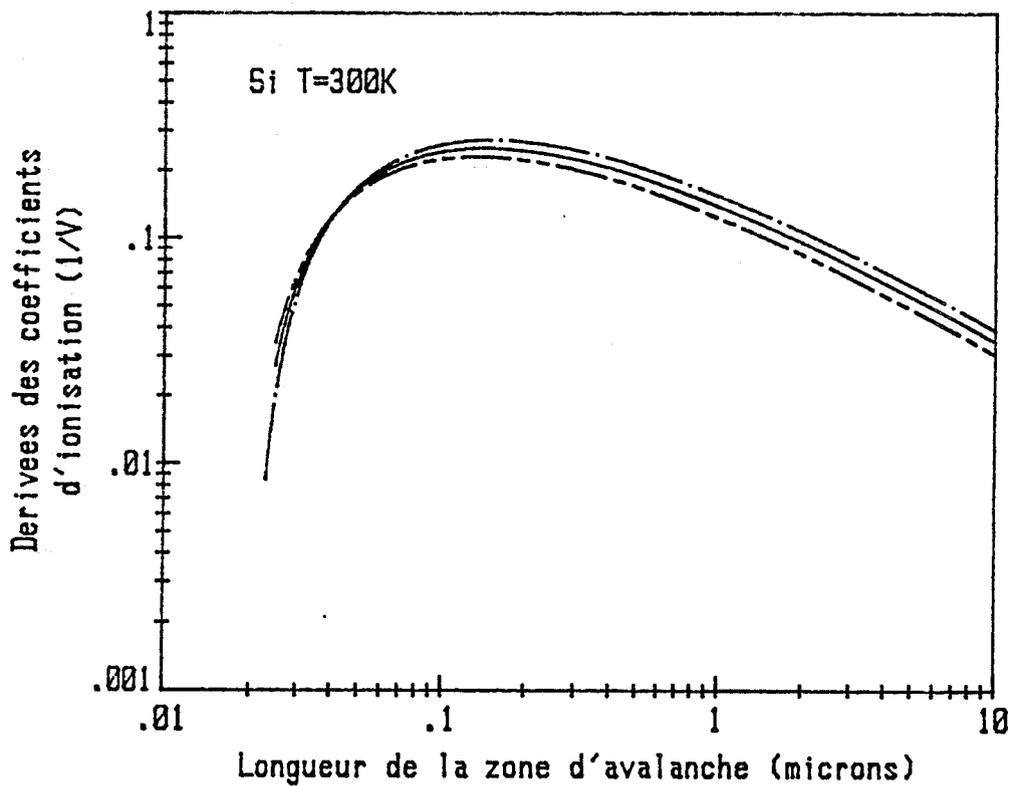


Figure 67 : Evolution de la derivee des coefficients d'ionisation par rapport au champ electrique suivant la longueur de la zone d'avalanche respectivement des electrons des trous moyenne

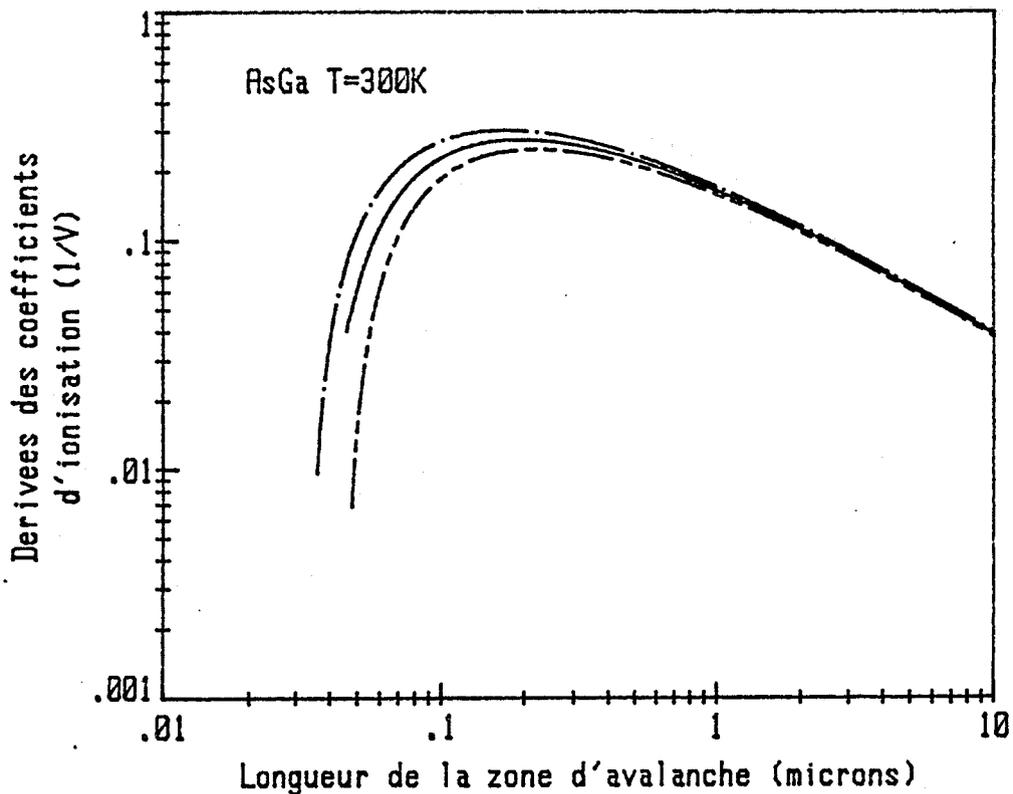


Figure 68 : Evolution de la derivee des coefficients d'ionisation par rapport au champ electrique suivant la longueur de la zone d'avalanche respectivement des electrons des trous moyenne

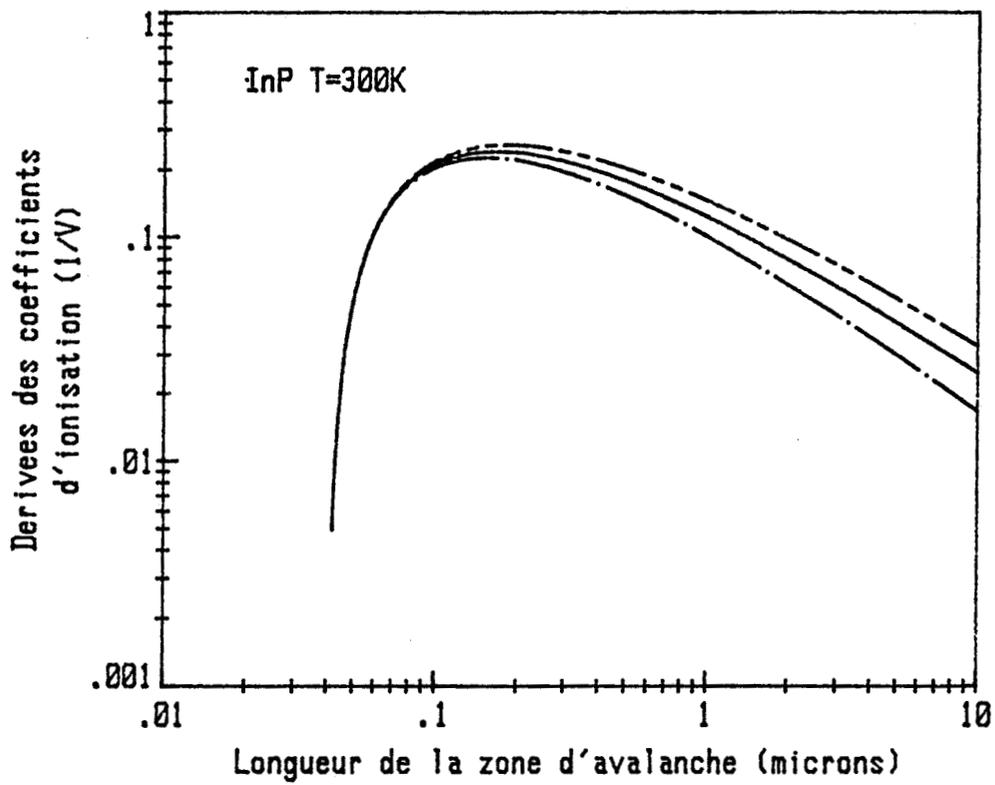


Figure 69 : Evolution de la derivee des coefficients d'ionisation par rapport au champ electrique suivant la longueur de la zone d'avalanche respectivement des electrons — · — · —
des trous - - - - -
moyenne — — — — —

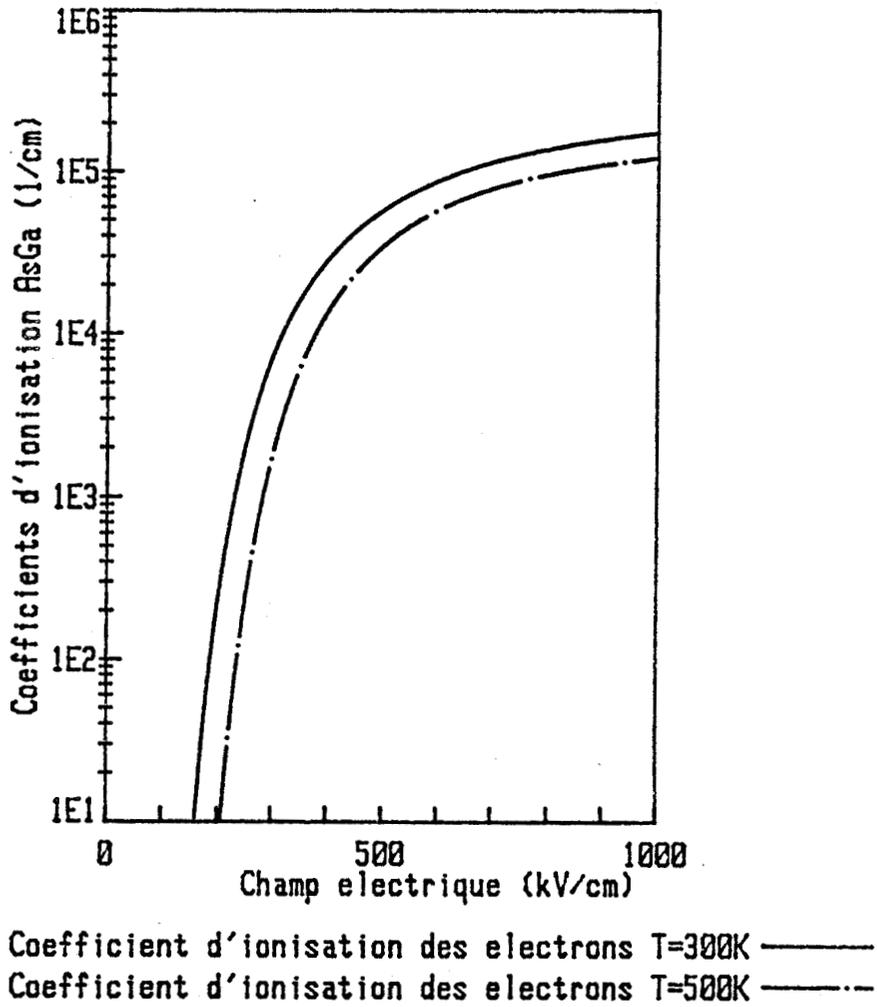


Figure 70 : Mise en évidence de l'effet de température sur le coefficient d'ionisation des électrons dans le cas de l'AsGa.

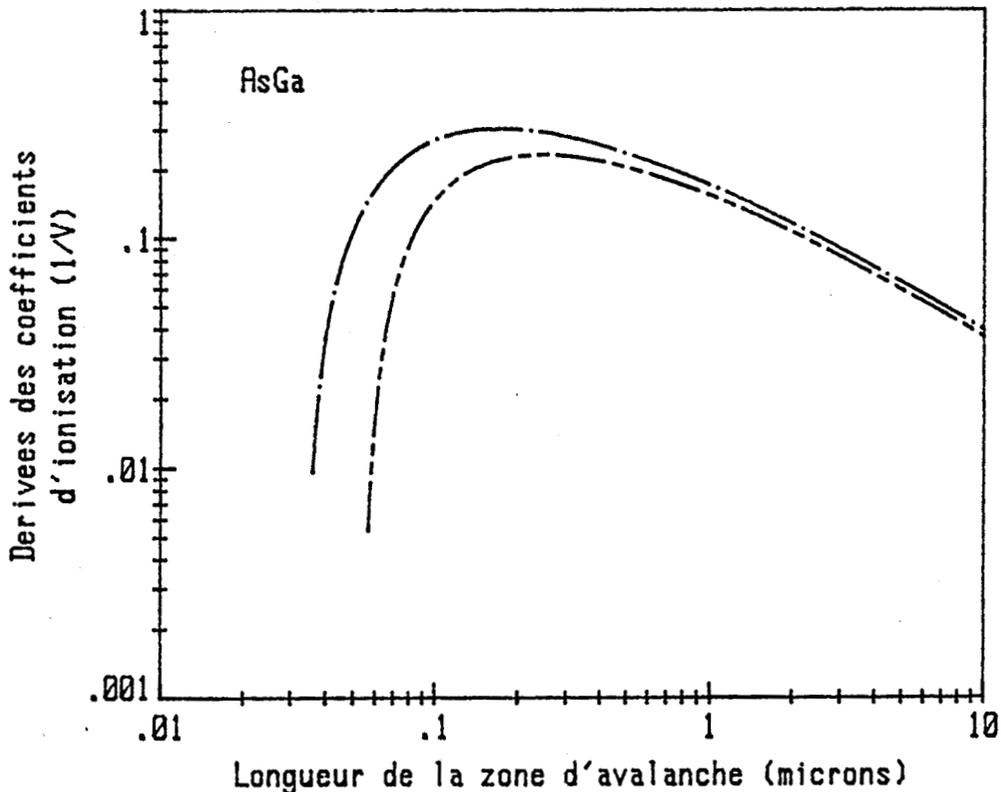


Figure 71 : Evolution de la derivee des coefficients d'ionisation des electrons par rapport au champ electrique suivant la longueur de la zone d'avalanche en fonction de la temperature

T=300K ———
T=500K - - - - -

Par ailleurs, il est bien évident que l'augmentation de la tension d'avalanche est d'autant plus marquée que la température de fonctionnement est élevée. Les figures 70 et 71 illustrent l'effet de la température sur, respectivement, le coefficient d'ionisation des électrons et sa dérivée par rapport au champ électrique dans le cas de l'arséniure de gallium.

* Phénomènes non stationnaires

Un moyen simple d'appréhender l'importance des phénomènes de dynamique non stationnaire est de se référer à l'amplitude du temps de relaxation de l'énergie. En effet, celui-ci traduit en première approximation le retard qui peut s'instaurer entre l'excitation de tension et l'énergie des porteurs. Sur la figure 72 nous avons représenté les variations du temps de relaxation de l'énergie pour les électrons en fonction de leur énergie moyenne, pour les trois matériaux utilisés dans cette étude. Pour la détermination de τ_ϵ [34], maintenant classique, nous avons utilisé les courbes énergie moyenne en fonction du champ électrique (voir figure 73) [27], [28], [35].

Au vu de ces résultats, il nous semble important de distinguer les cas respectifs des énergies élevées et des énergies faibles.

Concernant les valeurs de temps de relaxation aux énergies supérieures à 0.5 eV, il apparaît que l'arséniure de gallium montre un déséquilibre plus important "champ électrique-énergie". Il en résulte que le retard à l'injection des porteurs est plus marqué pour les structures à l'arséniure de gallium [36]. Ceci peut expliquer les bonnes performances obtenues à 200 GHz, où ces effets sont particulièrement importants.

Remarquons, cependant, que si le calcul de τ_ϵ est relativement aisé, les valeurs calculées aux énergies importantes dépendent de façon très étroite de la physique du transport des porteurs à champs très élevés et plus particulièrement de l'évolution $\epsilon(E)$. Nous verrons au chapitre IV qu'un grand nombre d'incertitudes existent encore dans ce domaine. Ainsi les variations de l'énergie moyenne avec le champ électrique peuvent se présenter de façon tout à fait différente suivant les hypothèses adoptées, tant au niveau des taux d'interactions avec phonons, que dans la description de l'ionisation par choc. Ceci se traduit par une incertitude importante quant aux fréquences de coupure des phénomènes de dynamique non stationnaire mis en évidence dans ce travail.

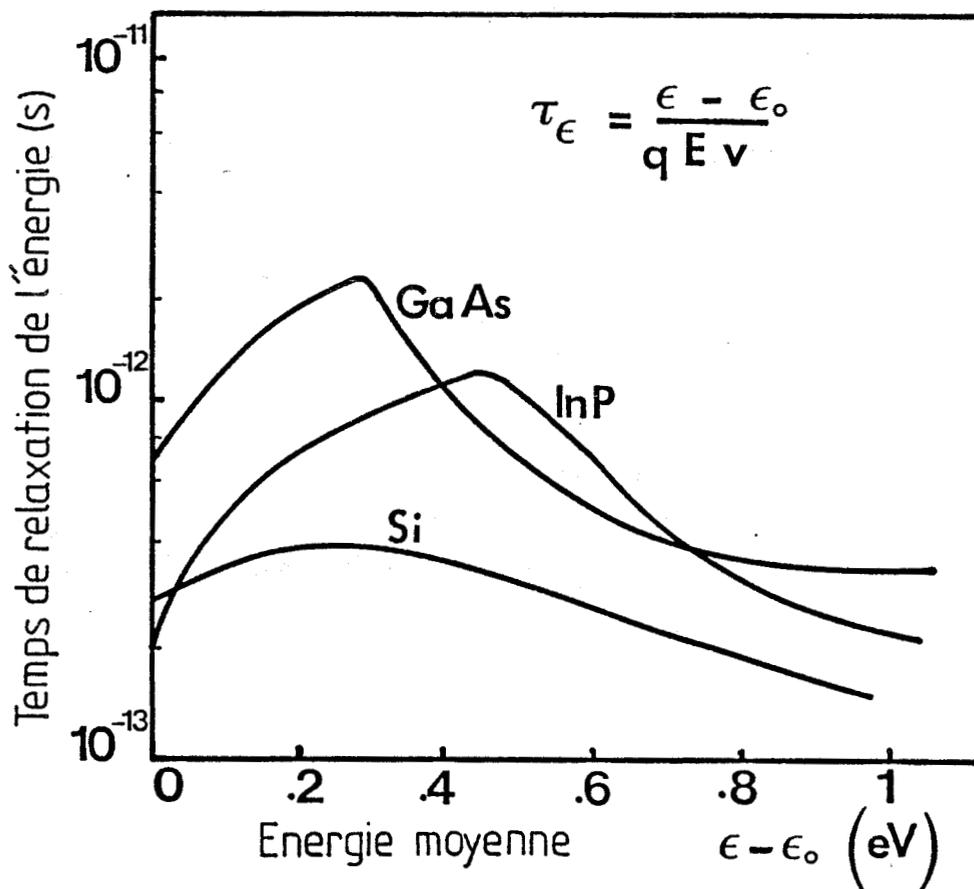


Figure 72 : Variations du temps de relaxation de l'énergie des électrons en fonction de l'énergie pour le Si, le GaAs et l'InP.

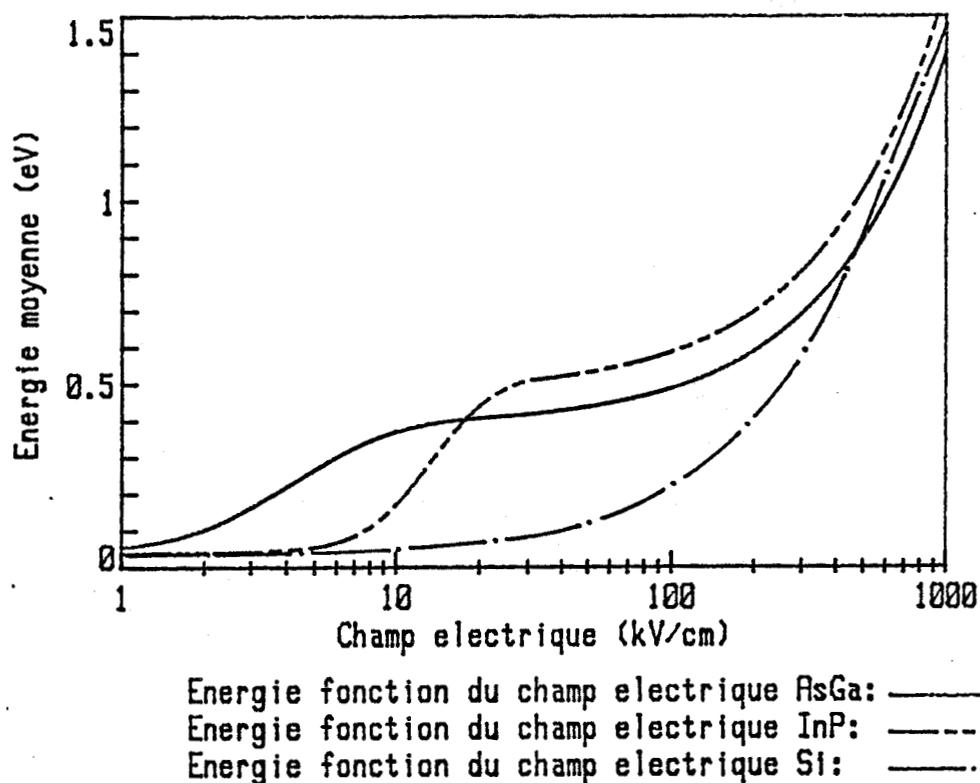


Figure 73 : Variations de l'énergie moyenne suivant le champ électrique pour le Si, le GaAs et l'InP.

Dans le cas des valeurs d'énergie faible, on note un facteur 2 entre le temps de relaxation maximum de l'AsGa et de celui de l'InP qui se situent respectivement à 0,3 et 0,5 eV. Ceci peut expliquer que l'effet de transfert a été obtenu pour l'InP [37]. Dans ce cas on retrouve les limitations observées dans le cas des diodes Gunn. Le point essentiel étant que les porteurs ont la possibilité de se refroidir suffisamment au cours de leur transit. Nous retrouvons ainsi, à l'aide du modèle microscopique, les conclusions déjà mises en évidence dans les études par simulation macroscopique publiées dans la référence [23].

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons effectué une analyse des performances potentielles, en gamme d'ondes millimétriques, de composants Si, GaAs et InP. Ce but était ambitieux compte-tenu de la complexité des mécanismes physiques mis en jeu, qui interfèrent dans le fonctionnement du composant. Les niveaux de puissance hyperfréquence ont été estimés dans le sens où une trop grande incertitude existe encore quant aux valeurs absolues des différents paramètres matériaux, tels que le temps de relaxation de l'énergie et des paramètres technologiques tels que la résistance série.

Parmi les résultats saillants obtenus, il a été mis en évidence :

- s'agissant de l'arséniure de gallium, des rendements de conversion intéressants à 200 GHz, qui s'expliquent par une augmentation importante du déphasage tension-courant particulière par effet de relaxation temporelle de l'énergie. Cependant, à cause de vitesses de saturation faibles, les structures GaAs tendent à être limitées en impédance ;

- concernant le phosphore d'indium, de bonnes propriétés de transit, qui peuvent être améliorées par les effets de transfert électronique. Les performances obtenues se situent au niveau de celles des structures silicium. Toutefois, du fait de tensions de polarisation élevées, les composants InP tendent à être limités thermiquement ;

- relativement au silicium, des performances encourageantes en fin de bande millimétrique, par utilisation de diodes PIN de longueurs $0.5 \mu\text{m}$. Ceci montre que le mécanisme d'avalanche prend de plus en plus d'importance dans la "construction" de la résistance négative.

Des structures différenciées ont été étudiées à 100 GHz. Elles permettent de localiser la zone d'avalanche. Leur réalisation pratique s'avère toutefois difficile en raison, d'une part du nombre de paramètres technologiques à optimiser et d'autre part des difficultés propres de fabrication, telles que l'implantation des plans de dopage.

Nous nous proposons, à présent, d'étudier dans quelle mesure, la conception de nouveaux composants basés sur l'utilisation de structures multicouches peut éventuellement constituer une solution à ces problèmes.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI, E. CONSTANT
Simplified particle simulation of millimeter wave IMPATT Devices.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-32, november 1985.
- [2] M. OHMORI, T. ISHIBASHI, S. INO
Dependency of the highest harmonic oscillation frequency on junction diameter of IMPATT diodes.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-24, n° 12, december 1977.
- [3] B.D. DE LOACH
Thin skin IMPATTS
IEEE Transactions on microwave theory and techniques correspondence,
january 1970.
- [4] T.A. MIDFORD, R.L. BERNICK
Millimeter-wave CW IMPATT diodes and oscillators.
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. MTT-27, n° 5,
may 1979.
- [5] M. HEITZMANN, M. BOUDOT
New progress in the development of a 94 GHz pretuned module silicon IMPATT Diode.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-30, n° 7, july 1983.
- [6] H.S. GOKGOR, I. DAVIES, A.M. HOWARD, D.M. BROOKBANKS
High efficiency millimeter-wave silicon IMPATT oscillators.
Electrons Letters, vol. 17, n° 20, october 1981.
- [7] G.R. THOREN
Millimeter-wave IMPATT technology offers alternatives for higher performance.
Microwave systems news, september 1983.

- [8] W. BEHR, J.F. LUY, E. KASPER
90 GHz single-drift IMPATT Diodes with high output power level.
- [9] T. ISHIBASHI, M. OHMORI
200 GHz 50 mW CW Oscillation with silicon SDR IMPATT Diodes.
IEEE Transactions on microwave theory and techniques, november 1976.
- [10] B. SOM, B.B. PAL, S.K. ROY
A small signal analysis of an IMPATT device having two avalanche layers interspaced by a drift layer.
Solid-state electronics, vol. 17, 1974.
- [11] D.N. DATTA, B.B. PAL
Generalised small signal analysis of a DAR IMPATT diode.
Solid-state electronics, vol. 25, 1982.
- [12] C. DALLE
Thèse de l'Université de Lille, à paraître.
- [13] R.K. MAINS, G.I. HADDAD, P.A. BLAKEY
Simulation of GaAs IMPATT Diodes including energy and velocity transport equations.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-30, n° 10, october 1983.
- [14] R.K. MAINS, M.A. EL-GABALY, G.I. HADDAD, J.P. SUN
Comparaison of theoretical and experimental results for millimeter-wave GaAs IMPATT's.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-31, n° 9, september 1984.
- [15] D. LIPPENS
Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non stationnaire.
Thèse d'état, Lille, juin 1984.
- [16] R.O. GRONDIN, P.A. BLAKEY, J.R. EAST
Effects of transient carrier transport in millimeter-wave GaAs Diodes.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-31, n° 1, january 1984.

- [17] M.A. EL-GABALY, R.K. MAINS, G.I. HADDAD
Effect of doping profile variation on GaAs hybrid and double-read IMPATT diode performance at 60 and 94 GHz.
IEEE Transactions on microwave and techniques, vol. MTT-32, n° 10, October 1984.
- [18] D. MASSE, M.G. ADLERSTEIN, L.H. HOLWAY
Millimeter-wave GaAs IMPATT diodes.
15th European microwave conference, Paris, september 1985.
- [19] E. MA, E. BENKO, T. TRINH, L.P. ERICKSON, T.J. MATTORD
High efficiency V-Band GaAs IMPATT diodes.
Electronics Letters, vol. 20, n° 15, march 1984.
- [20] M.G. ADLERSTEIN, S.L. CHU
GaAs IMPATT diodes for 60 GHz
IEEE Electron device letters, vol. EDL-5, n° 3, march 1984.
- [21] X. ZHANG, J. FREYER
Electronics Letters
- 0,7 W single-drift GaAs IMPATT diodes for millimeter-wave frequencies
vol. 20, n° 9, april 1984.
- High-efficiency single-drift GaAs IMPATT diodes for 72 GHz ; vol. 20,
n° 18, august 1984.
- [22] F.B. FRANK, M. VICHR, I.V. ZUBECK, D.M. TRINGALI, J.C. CROWLEY
InP IMPATT development.
8th Cornell conference, 1981.
- [23] D. LIPPENS, E. CONSTANT, M.R. FRISCOURT, P.A. ROLLAND, G. SALMER
Simulation of non-steady transport in GaAs and InP millimeter IMPATT diodes.
IEEE Electron device letters, vol. EDL-3, n° 7, july 1982.
- [24] C. DALLE, D. DEGRUGILLIER, J.L. NIERUCHALSKI, D. LIPPENS, P.A. ROLLAND
Capabilities of IMPATT diodes in the millimeter-wave frequency range.
10th Cornell conference, july 1985.

- [25] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI, C. DALLE, P.A. ROLLAND
Comparative studies of Si, GaAs and InP millimeter-wave IMPATT diodes.
10th International Conference on infrared and millimeter wave Orlando,
December 1985.
- [26] C. JACOBONI, C. CANALI, G. OTTAVIANI, A.A. QUARANTA
A review of some charge transport properties in silicon.
Solid state electronics, vol. 20, 1977.
- [27] J.Y. TANG, K. HESS
Impact ionization of electrons in silicon.
Journal of applied physics 54(9), september 1983.
- [28] H. SHICHIJO, K. HESS
Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs.
Physical review B, vol. 23, n° 8, april 1981.
- [29] K. BRENNAN, K. HESS
High field transport in GaAs, InP and InAs.
Solid-state electronics, vol. 27, n° 4, 1984.
- [30] K. BRENNAN, K. HESS
Theory of high-field transport of holes in GaAs and InP.
Physical review B, vol. 29, n° 10, may 1984.
- [31] W.N. GRANT
Electron and hole ionization rates in epitaxial silicon at high electric
fields.
Solid state electronics, vol. 16, 1973.
- [32] G.E. BULMAN, V.M. ROBBINS, K.F. BRENNAN, K. HESS, G.E. STILL-
MAN
Experimental determination of impact ionization coefficient in (100) GaAs
IEEE Electron device letters, vol. EDL-4, n° 6, june 1983.
- [33] L.W. COOK, G.E. BULMAN, G.E. STILLMAN
Electron and hole ionization coefficients in InP determined by photomul-
tiplication measurements.
Applied physics letter 40(7), april 1982.

[34] M. SHUR

Influence of non-uniform field distribution on frequency limits of GaAs field effect transistors.

Electronics Letters, vol. 21, n° 1, january 1985.

[35] R. FAUQUEMBERGUE, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT, A. CAPPY

Rapport N° 1. Dynamique électronique dans les composés III-V ternaires et quaternaires. Septembre 1979.

[36] P.A. BLAKEY, R.K. FROELICH

Fundamental high-frequency performance limit for IMPATT mode operation.

Electronics Letters, vol. 21, n° 1, january 1985.

[37] M.R. FRISCOURT

Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique.

Thèse d'état, Lille, Mai 1985.

INTRODUCTION

Nous venons de mettre en évidence, à partir de l'étude des propriétés dynamiques des composants classiques un certain nombre de limitations fondamentales à l'obtention de rendements élevés au-dessus de 100 GHz.

Dans une optique tout à fait différente, les résultats des travaux consacrés aux photodiodes à avalanche à hétérostructures, publiés dans la littérature [1], [2], montrent que le phénomène de multiplication dans des composants constitués de différents matériaux semiconducteurs se manifeste de façon très différente de celui observé dans les matériaux massifs.

Dans ce contexte, il nous a paru intéressant de voir dans quelle mesure, les "idées" qui motivent les études sur les hétérostructures utilisées en photodétection par avalanche peuvent être transposées au cas des composants millimétriques qui font l'objet de ce travail.

C'est pourquoi, dans cette dernière partie, nous présentons les premiers résultats obtenus à 94 GHz, d'hétérostructures de type "dents de scie" et puits quantiques GaAs/AlGaAs. Il ne s'agit pas ici de faire une étude exhaustive des propriétés hyperfréquences de telles structures, mais plutôt de mettre en évidence les effets originaux qui concourent à une amélioration des rendements de conversion.

Nous terminons ce chapitre en présentant les premiers éléments des études de base qu'il est indispensable de mener dans le but de simuler microscopiquement l'ionisation par choc dans l'espace réciproque.

I. STRUCTURES A HETEROJONCTIONS MULTICOUCHES GaAs/AlGaAs

I.1. INTRODUCTION

L'utilisation d'hétérojonctions dans la réalisation de composants à avalanche et temps de transit a déjà fait l'objet d'études dans notre laboratoire [3], [4].

Les objectifs principaux de ces travaux peuvent se résumer de la façon suivante :

En premier lieu, ces études visent à utiliser le fait que le rendement de conversion d'un dispositif à avalanche et temps de transit est d'autant plus important que la tension aux bornes de la zone d'avalanche est faible par rapport à la tension totale. Les diodes GaInAs/InP, principalement étudiées jusqu'à présent, sont basées sur ce principe [5].

En second lieu, il est principalement recherché une augmentation de la valeur du courant devant l'alternance négative de la tension hyperfréquence. Ceci est réalisé en jouant sur les différences de vitesses limites dans les matériaux constituant la zone de transit. On tend ainsi vers un fonctionnement classe C pour lequel on observe une augmentation appréciable des rendements de conversion [6].

En guise de préambule à nos propres études [7], considérons les variations du coefficient d'ionisation des électrons dans le GaAs en fonction de l'énergie, représentée sur la figure 74. Le point marquant à noter sur cette figure est la saturation du nombre de paires électrons-trous initialisées par électron aux valeurs d'énergie très élevées. Les raisons d'un tel phénomène sont dues, d'une part à la fréquence de collision avec le réseau cristallin, très élevée aux valeurs d'énergie rencontrées (nous le verrons au paragraphe II.2.) et d'autre part à l'influence de plus en plus significative de l'espace noir [8].

Exprimée en d'autres termes, la saturation des taux d'interactions ionisantes s'explique par le fait que les porteurs ont de plus en plus de difficultés à augmenter leur énergie aux valeurs croissantes de champ électrique. Pour donner quelques ordres de grandeur, considérons les varia-

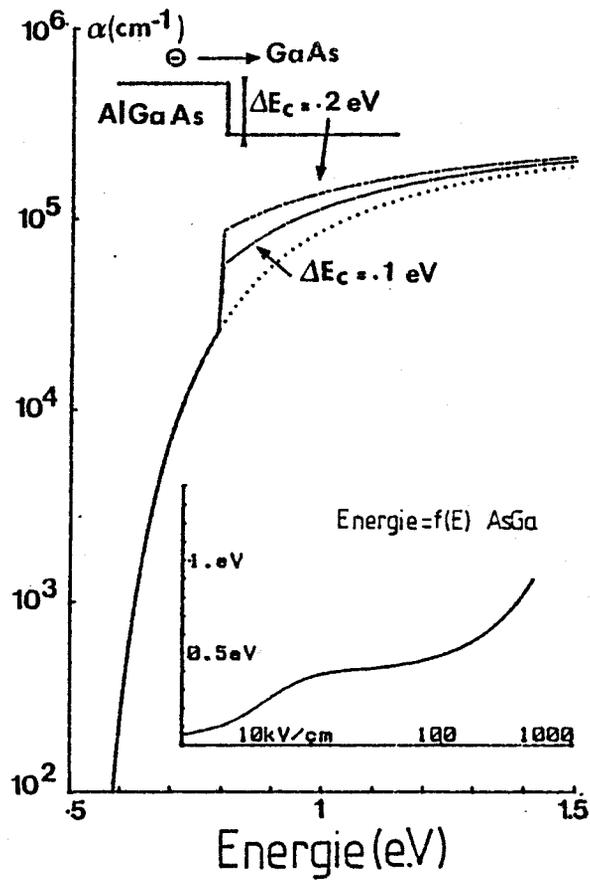


Figure 74 : Variations du coefficient d'ionisation des électrons quand l'énergie est acquise graduellement et de façon abrupte.

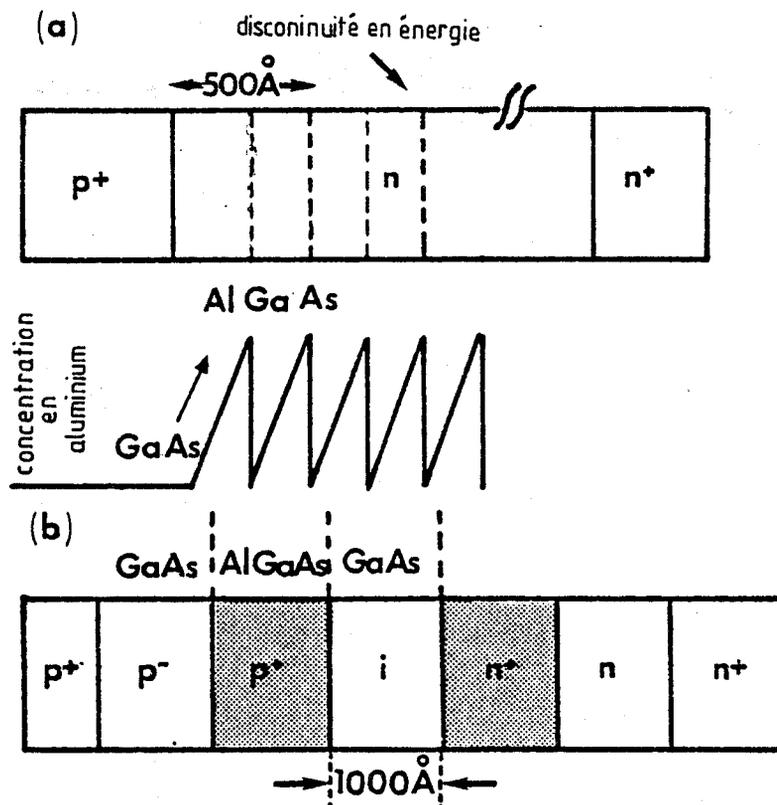


Figure 75 : Les composants étudiés.

(a) structure "dents de scie" (sawtooth).

(b) structure à puits quantiques (quantum well).

tions de l'énergie moyenne des électrons en fonction du champ électrique pour l'arséniure de gallium. Ces variations sont représentées en échelle semi-logarithmique dans l'encadré de la figure 74. Ainsi l'on peut noter qu'il est nécessaire d'appliquer un champ de 300 KV/cm si l'on veut faire passer l'énergie moyenne de 0,5 eV (correspondant à un champ de 100 KV/cm) à 0.7 eV. Ce gain d'énergie de 0,2 eV correspond à une augmentation de 10 V de la tension appliquée aux bornes d'une zone d'avalanche de longueur 0,5 μm . En résumé, tout gain d'énergie, même limité à quelques dixièmes d'électron-volt, acquis par les porteurs de façon continue dans le champ électrique est difficile à obtenir et ne peut se faire sur des distances négligeables par rapport aux dimensions des zones d'avalanche.

En revanche, il est tout à fait concevable de fournir aux électrons une énergie, de l'ordre de 0,2 eV, quasi-instantanément au passage d'une hétérojonction de type AlGaAs/GaAs. L'incidence d'un tel gain d'énergie sur les propriétés d'ionisation d'un gaz d'électrons est estimée en trait pointillé sur la figure 74. On peut noter que de tels gains d'énergie entraînent une augmentation importante des valeurs de coefficients d'ionisation. D'un point de vue microscopique, ceci peut s'interpréter comme une augmentation quasi-immédiate des probabilités d'ionisation.

Ceci étant, il s'agit à présent de voir quelles structures sont susceptibles d'être utilisées en pratique dans la réalisation de diodes à avalanche à hauts rendements.

1.2. LES STRUCTURES

Nos études ont porté sur deux types de structures GaAs/AlGaAs schématisées sur la figure 75.

Le premier type de structure est une diode PIN proposée par CAPASSO pour la réalisation de photodiodes à avalanche [9]. La composition en aluminium entre les différents matériaux varie successivement de façon linéaire et abrupte. Il en résulte des variations spatiales des bandes de conduction et de valence qui présentent l'aspect de dents de scie (figure 76). De ce fait, ces structures notées A dans ce travail sont dites structures "sawtooth".

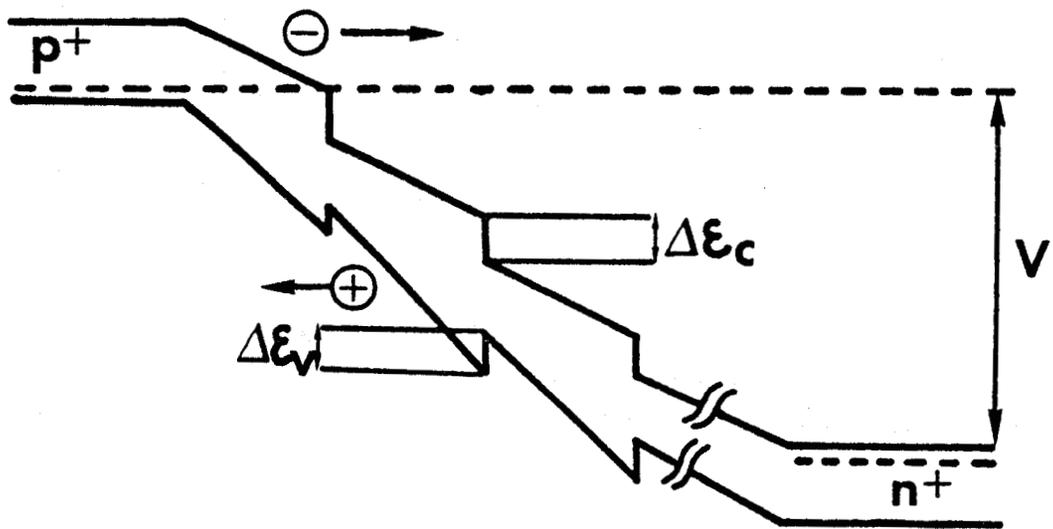


Figure 76 : Illustration de la procédure de simulation.

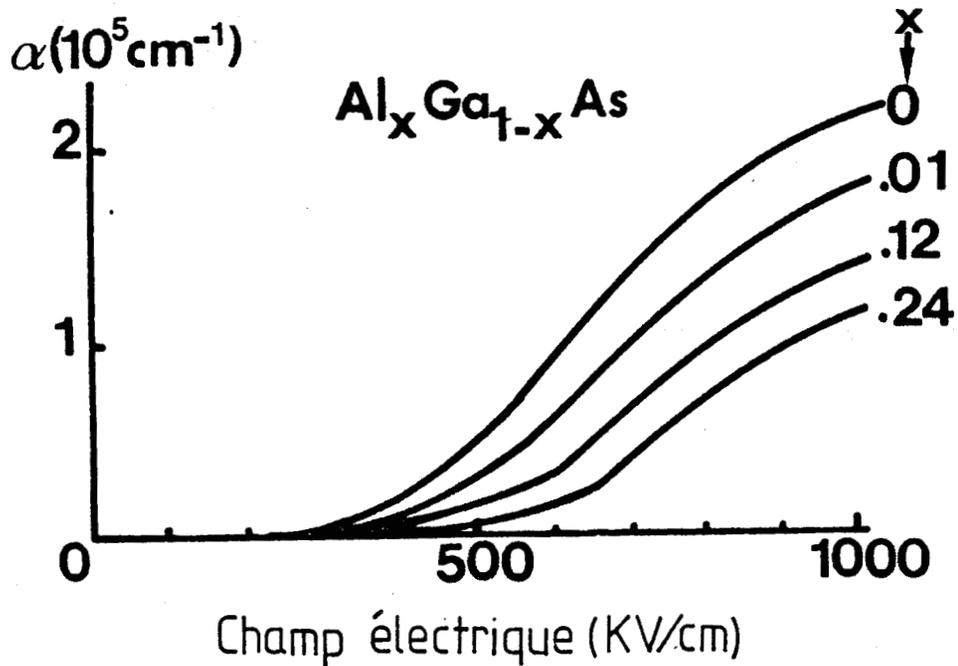


Figure.77 : Variations des coefficients d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique pour différentes compositions en aluminium. SHABDE et YEH [13].

Le second type de structure est dérivé des composants proposés par DE JAEGER [10]. La couche active est constituée de cinq couches, alternativement de GaAs et AlGaAs. La couche centrale de GaAs est très peu dopée. Les deux couches de AlGaAs sont de type p et n respectivement et de niveau de concentration en impuretés de l'ordre de $4 \cdot 10^{17}$ atomes/cm³. Les deux couches de GaAs situées près des contacts ont une densité d'impuretés ionisées égales à $5 \cdot 10^{15}$ atomes/cm³.

I.3. LA PROCEDURE DE SIMULATION

L'extension des procédures numériques particulières, décrites au chapitre II, à la simulation des hétérojonctions est relativement aisée dans la mesure où l'on connaît à chaque instant les positions de chaque porteur au sein du composant. Ainsi tout électron (trou) qui franchit une hétérojonction voit son énergie augmentée ou diminuée de la différence des bandes de conduction (de valence) suivant la direction de son déplacement (figure 76). Ces gains ou ces pertes d'énergie sont ensuite répercutés sur les valeurs des probabilités d'ionisation des particules concernées.

Le fait que la multiplication des porteurs se produit dans différents alliages est simulé en pondérant les probabilités d'ionisation en fonction de la concentration en aluminium. Il est maintenant connu que les coefficients d'ionisation dont dépendent les probabilités de création de paires d'électrons-trous augmentent en première approximation [11] lorsque l'énergie du seuil d'ionisation ϵ_i décroît. Nous avons supposé que l'énergie de seuil d'ionisation ϵ_i est égale à $3/2 \epsilon_g$ où ϵ_g désigne la valeur de la bande interdite dans le semiconducteur considéré. Les variations de ϵ_g avec la concentration en aluminium x ont été calculées à partir de la relation [12].

$$(58) \quad \epsilon_g = 1,425 + 1,155x + 0,37x^2 \text{ (eV)}$$

Les variations des taux d'ionisation obtenues de cette façon sont en relatif accord avec les mesures de Shabde et Yeh pour des concentrations en aluminium limitées à 0,24 (figure 77[13]).

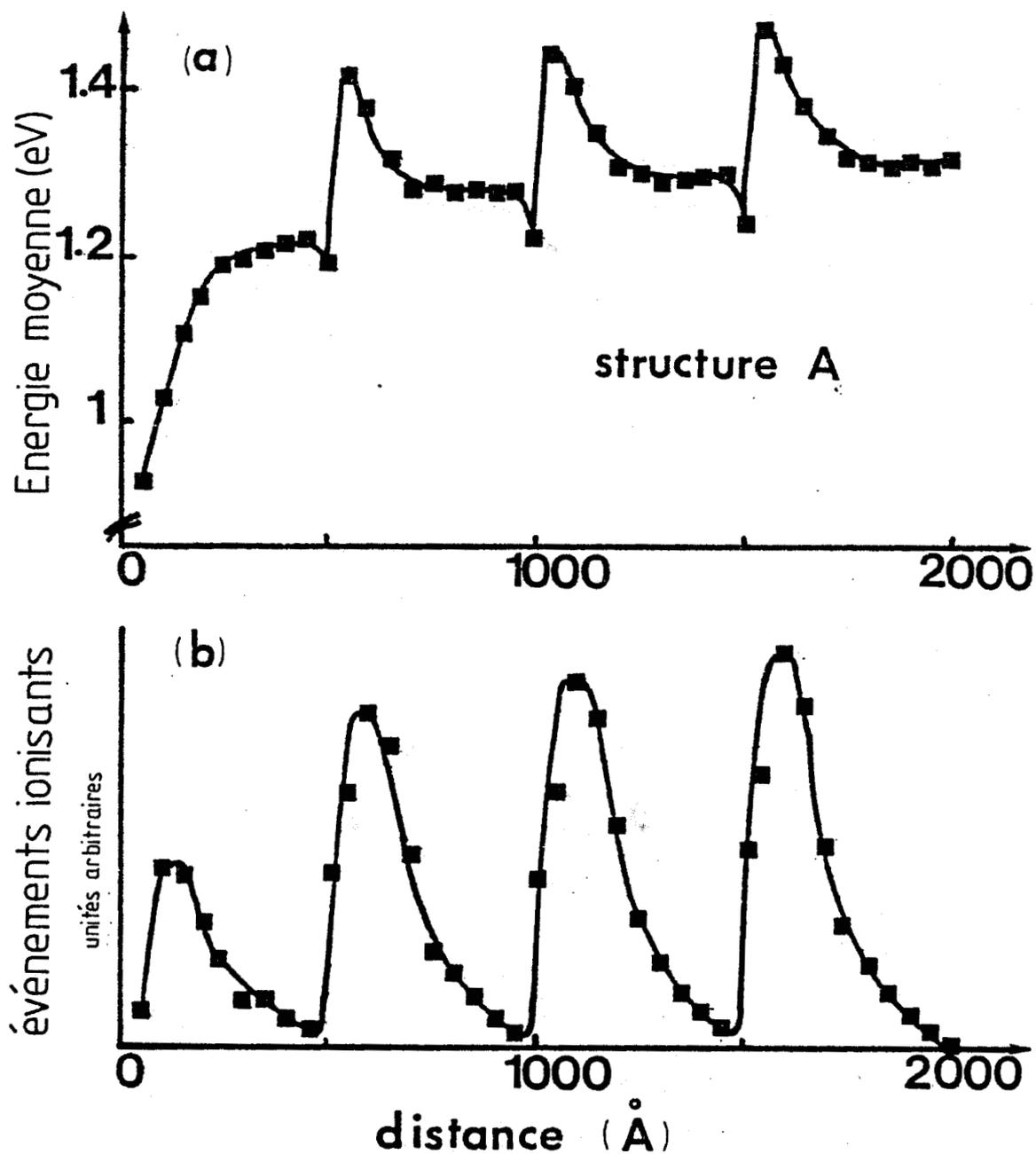


Figure 78 : Répartitions spatiales de l'énergie moyenne des électrons (a) et des évènements ionisants rapportés au nombre de porteurs (b) obtenues dans l'étude de la structure A (structure "dents de scie").

I.4. RESULTATS

I.4.1. Régime statique

Structure A

Sur la figure 78 nous avons représenté les répartitions spatiales de l'énergie des électrons, moyennées sur le temps, que l'on obtient dans l'étude des structures A. Il s'agit ici d'une diode constituée de quatre couches de 500 Å. Le maximum de concentration en aluminium a été pris inférieur à 0,4. Il s'avère en effet, au vu des calculs de structures de bandes publiés dans la littérature qu'au-delà de cette valeur le matériau semiconducteur présente un "gap" indirect [12]. Il en résulte des propriétés de transport largement modifiées en comparaison au GaAs massif.

Nous avons supposé de plus, que 70 % de la discontinuité de bande interdite se répercute au niveau de la bande de conduction (une dispersion des valeurs entre 60 % et 85 % peut être relevée dans les publications [14]). Par ailleurs, il a été supposé que les transitions abruptes entre les matériaux GaAs et AlGaAs se font sur 50 Å. Compte-tenu de ces hypothèses on voit sur la figure 78a que la majorité de la discontinuité en énergie est fournie aux électrons. Cette énergie excédentaire est ensuite perdue par interactions électrons-phonons et interactions ionisantes. En outre, on peut observer que la séparation entre les interfaces abruptes est suffisante pour permettre le "refroidissement" des électrons entre chaque apport d'énergie par discontinuité.

La figure 78b montre la répartition spatiale des événements ionisants initialisés par électrons. Cette information est obtenue par comptage du nombre de créations paires électrons-trous rapporté au nombre des électrons présents en moyenne à chaque abscisse de la zone intrinsèque. On peut observer que la plupart des collisions ionisantes se produit au voisinage des interfaces abruptes.

Deux raisons peuvent être invoquées dans l'interprétation de ce résultat :

- en premier lieu, l'augmentation de la probabilité d'ionisation aux transitions GaAs/AlGaAs qui résulte des gains d'énergie mis en évidence précédemment ;

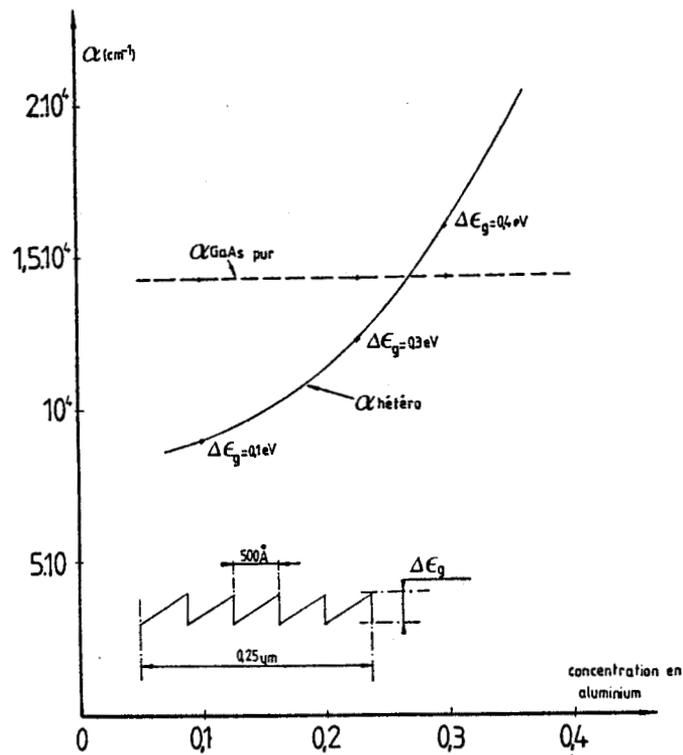


Figure 79 : Variations du coefficient d'ionisation moyen en fonction de la concentration en aluminium dans un composant à hétérostructures multicouche de type A (trait plein). A titre de comparaison, nous avons reporté les valeurs correspondant à un composant GaAs PIN (trait pointillé).

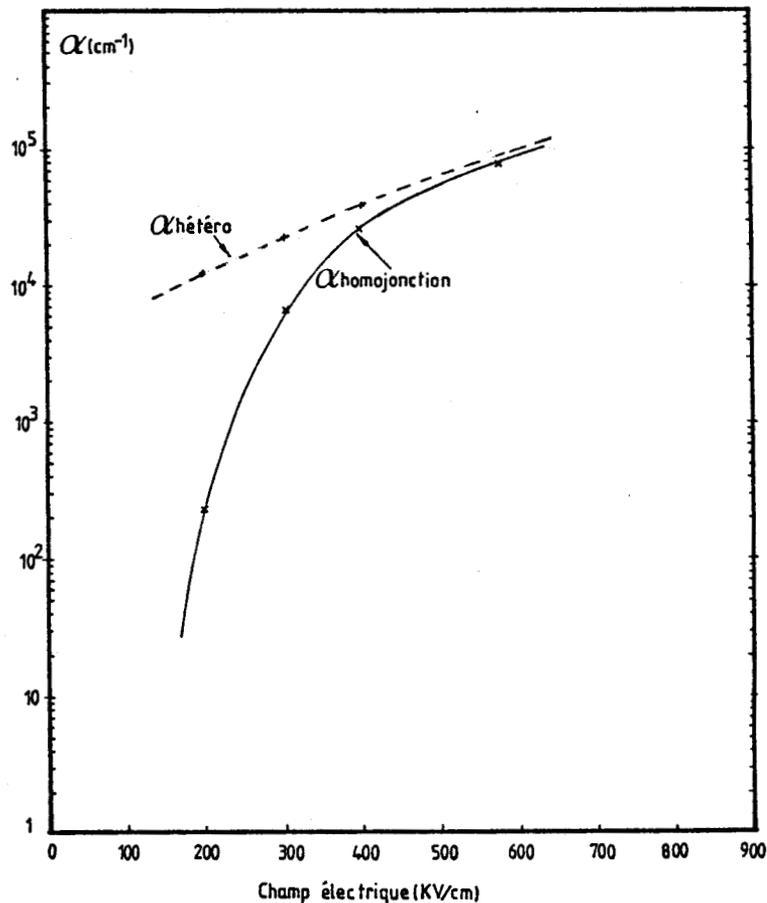


Figure 80 : Comparaison entre le coefficient d'ionisation des électrons moyenné spatialement par un composant hétérostructure de type A (trait pointillé) et en composant PIN GaAs (trait plein).

- en second lieu, la rapide décroissance de ces probabilités en fonction de la concentration en aluminium.

De ces deux effets combinés il est clair que l'utilisation d'hétérostructures de type A (structure sawtooth) conduit à l'introduction dans la zone d'avalanche de zones qui ne contribuent pas à la multiplication. Par conséquent ces zones inactives se comportent comme des zones de transit.

Nous verrons dans le paragraphe suivant les implications de ces zones mortes sur les propriétés dynamiques. Nous pouvons cependant déjà conclure quant aux possibilités de fonctionnement à tension faible. La figure 79 présente la comparaison entre les valeurs de coefficients d'ionisation moyennées sur l'espace entre un composant constitué de cinq couches et un composant en GaAs massif. On peut noter que les pertes dues aux zones inactives ne sont surmontées que pour des concentrations en aluminium supérieures à 0,27.

La figure 80 montre les résultats d'une étude similaire en fonction du champ électrique. La valeur de la discontinuité de bande interdite est ici extrême, égale à 0,5 eV. On constate que si l'augmentation des valeurs de coefficients d'ionisation est appréciable aux valeurs de champ relativement faibles il n'en est pas de même aux valeurs de champs de polarisation des diodes millimétriques, de l'ordre de 500 KV/cm.

Structure B

Sur la figure 81a nous avons représenté les variations spatiales de l'énergie moyenne des électrons obtenues dans les études des structures de type B. La zone de haute énergie est ici restreinte à la zone centrale de la couche active du fait des deux couches de GaAlAs dopées n^+ et p^+ respectivement. On note que les électrons augmentent leur énergie au passage p^+ -GaAlAs/iGaAs. Cependant à l'issue du cas précédent, l'augmentation des probabilités d'ionisation qui en résulte n'est pas contrebalancée par l'introduction de zones sans multiplication dans la zone de champ élevé i-GaAs. En comparaison des structures classiques, cet effet peut éviter d'appliquer aux composants des champs électriques très élevés pour lesquels on observe une saturation significative des coefficients d'ionisation. Par ailleurs, on remarque

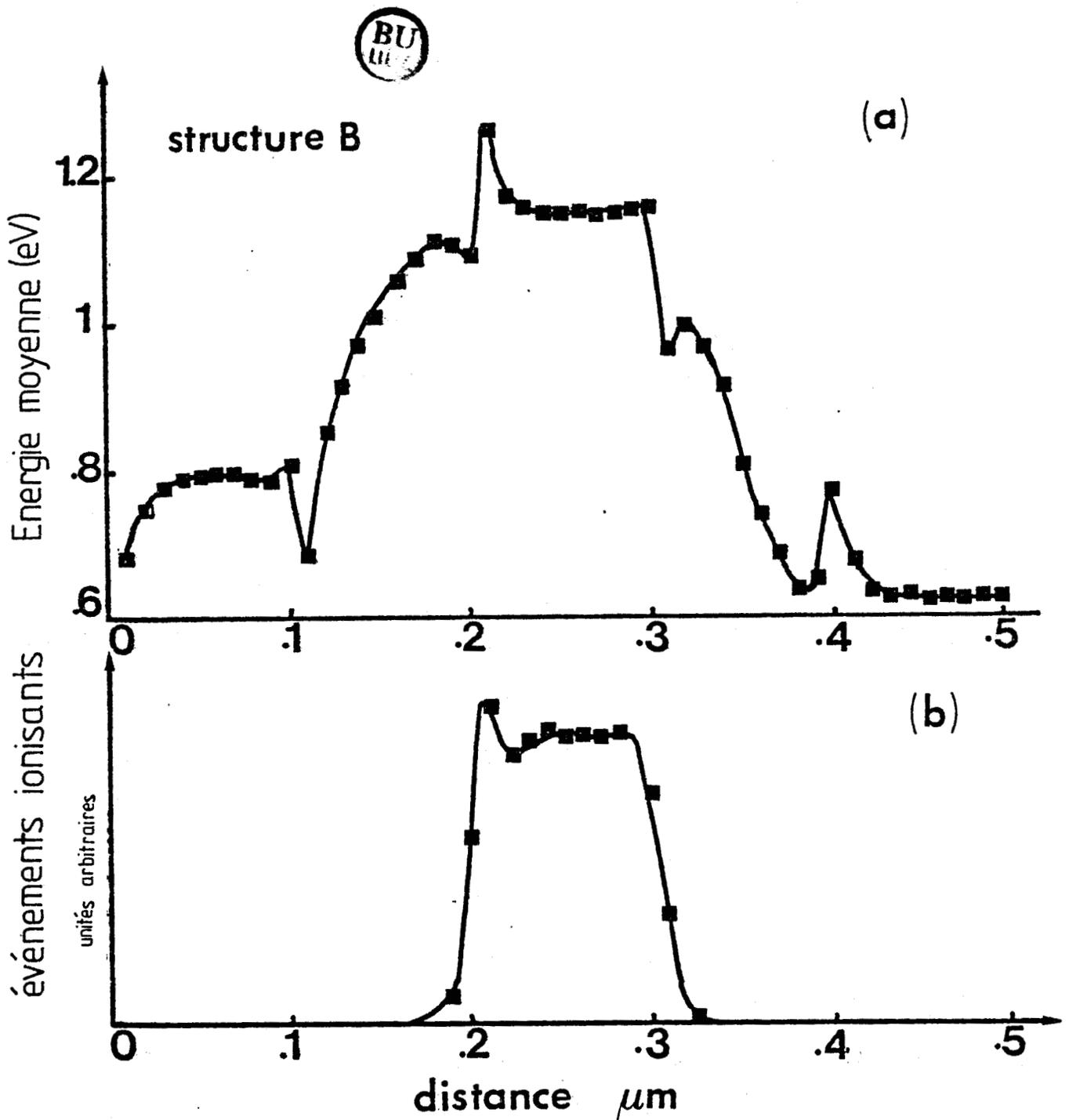


Figure 81 : Répartitions spatiales de l'énergie moyenne des électrons (a) et des évènements ionisants rapportés au nombre de porteurs (b) obtenues dans l'étude de la structure B (structure à puits quantiques).

que la discontinuité de bande de conduction, étant de signe contraire pour les électrons injectés dans la zone n-AlGaAs, contribue à confiner la zone de multiplication à la couche d'arséniure de gallium très peu dopée.

Ces remarques sont illustrées sur la figure 81b où nous avons reporté les variations spatiales des événements ionisants initialisés par électrons. On voit que les électrons créent des paires électrons-trous presque exclusivement dans la zone i-GaAs. De ce point de vue, les structures de type B (quantum well) présentent une zone d'avalanche très localisée.

I.4.2. Régime dynamique

Une tension alternative de fréquence égale à 100 GHz est à présent appliquée aux bornes des diodes. Sur la figure 82 nous avons reporté les variations spatiales des densités électroniques à différents instants de la période hyperfréquence. On observe que l'interface i-GaAs/n-GaAlAs se comporte comme un plan d'injection durant l'alternance positive du signal hyperfréquence. L'effet d'élargissement de la zone de génération mis en évidence pour des structures classiques (paragraphe I.1.1. - chapitre III) est ici évité.

Les performances typiques que l'on peut attendre des structures A et B de longueurs $0,5 \mu\text{m}$ utilisées en oscillateur à 100 GHz sont reportées dans le tableau X.

On note que des rendements de conversion faibles sont obtenus pour les structures de type "dents de scie". Un tel résultat est prévisible dans la mesure où nous avons vu que les structures A se présentent comme la succession de zones d'avalanche et de transit, comparable à l'association en série de composants élémentaires. Cependant, il est important de noter l'interdépendance qui existe entre ces différents composants. Les porteurs créés par avalanche dans une diode élémentaire sont en effet injectés dans les diodes adjacentes, contribuant à une augmentation notable des courants initialisant les procédures de multiplication. Ces régimes dynamiques assimilables à des modes de fonctionnement à courants de saturation élevés sont préjudiciables à l'obtention de rendement élevé.

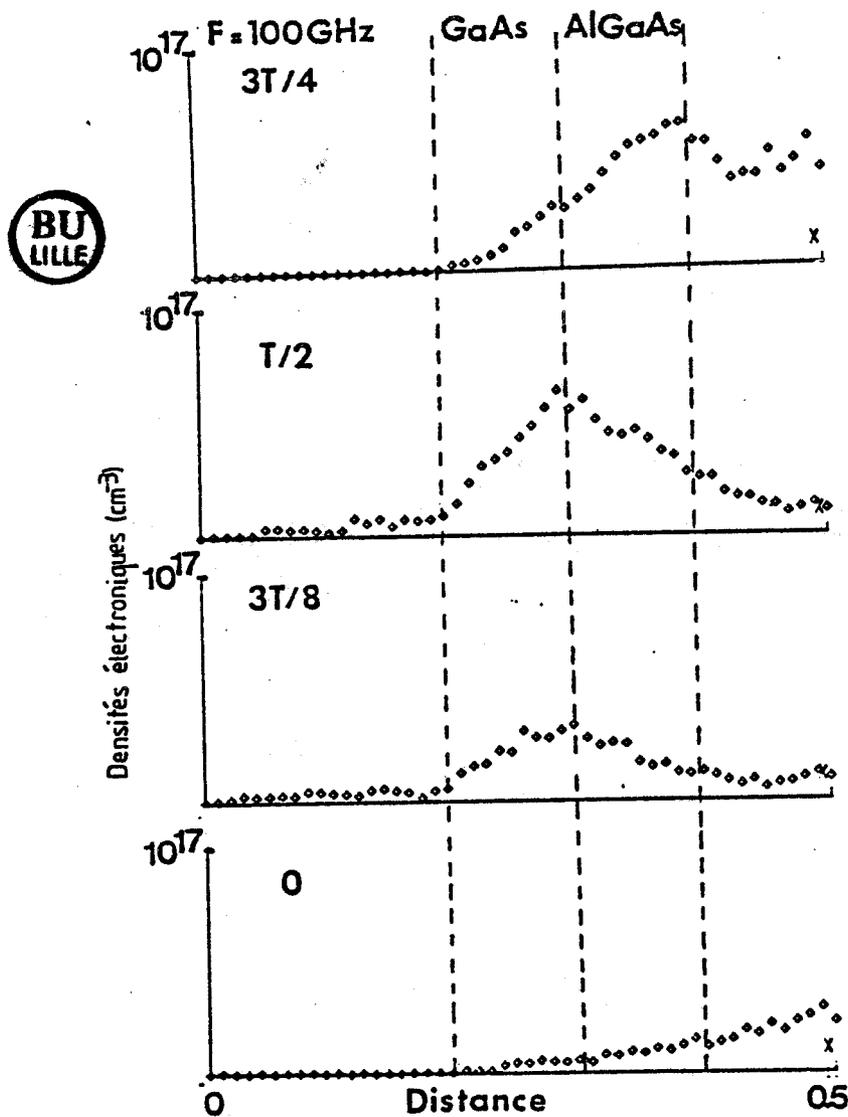


Figure 82 : Variations spatiales des densités électroniques à différents instants de la période hyperfréquence (structure à puits quantiques (B)).

cinq couches de 1000 Å $x_{max} = 0.4$					
J_{dc} kA/cm ²	V_{dc} V	V_{rf} V	$-R_d$ 10^5 ohm.cm ²	$-X_d$	η %
structure A					
36.6	20.9	11.3	0.6	7.9	7.3
structure B					
29.7	20.5	11.3	1	8	17

Tableau X : Performances typiques des structures à hétéroépitaxies multicouches à la fréquence de 100 GHz.

En revanche les rendements obtenus pour les structures B sont encourageants, en accord avec l'interprétation d'une zone d'avalanche mieux définie et d'un processus de multiplication favorisé par les discontinuités de bande interdite. Il nous semble, cependant, qu'une optimisation des valeurs de dopage et des longueurs de zones actives, doive permettre d'augmenter de façon encore plus significative, les rendements de conversion comparativement aux diodes à profil différencié. Nous avons vu, en effet, que la définition des charges intégrées dans les plans de dopage des structures à profil différencié est le résultat d'un compromis entre d'une part, la nécessité d'éviter l'ionisation en zone de transit et d'autre part, limiter un déconfinement trop rapide de la carte de champ électrique. Dans la mesure où le confinement spatial du mécanisme de génération est obtenu par l'insertion au sein de la couche active de matériaux à grands "gap", et non par chute très abrupte des champs électriques appliqués, il apparaît que les hétérostructures permettent de fonctionner à taux de modulation très élevés. Seule une étude systématique devrait permettre d'apporter confirmation de cet avantage potentiel.

Si les études précédentes de l'ionisation par choc dans les hétérostructures font apparaître un certain nombre de propriétés favorables ou au contraire défavorables au fonctionnement des composants, aucune information sur la façon dont le porteur ionise ne nous est accessible. En traitant de façon probabiliste l'ionisation par choc dans l'espace géométrique, une partie du comportement individuel des porteurs nous échappe. Rappelons en effet qu'un porteur ne va pas chercher concrètement l'énergie d'ionisation ϵ_i . Il n'est que le représentant d'une sous-population d'électrons ou de trous dont une partie seulement va ioniser durant Δt , définissant ainsi la probabilité d'ionisation du porteur représentatif. A ce titre, on peut parler de méthode semi-particulaire. Toute amélioration du modèle existant demande donc de traiter l'ionisation dans l'espace réciproque.

II. IONISATION PAR CHOC DANS L'ESPACE RECIPROQUE

L'introduction de la structure de bande dans la simulation particulaire de l'ionisation par choc entraîne une complication notable des procédés de simulations comme le montrent les travaux effectués à l'Université de l'Illinois [15]. Ceci explique que de telles simulations constituent un objectif à long terme qui dépasse le cadre de ce travail.

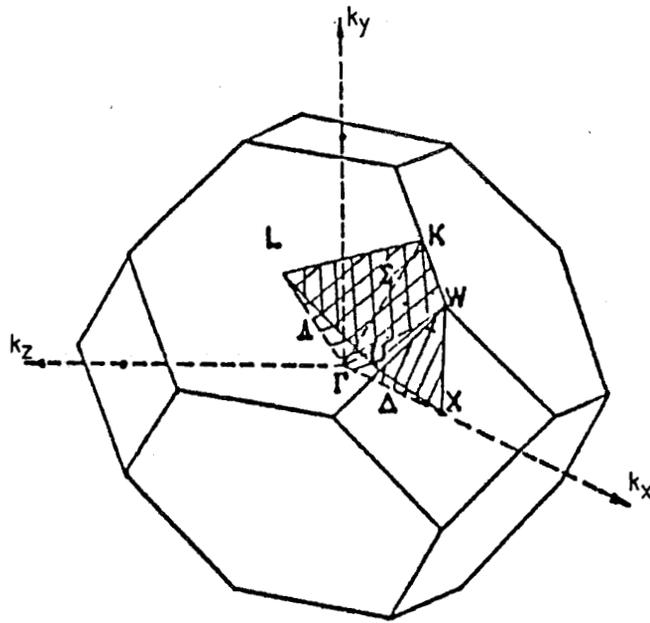


Figure 83 : Zone de Brillouin réduite.

Cependant, il nous a paru intéressant de poser les problèmes et de montrer sur quelques cas les solutions qui peuvent être avancées.

Deux problèmes nous paraissent pouvoir être traités séparément, tout du moins dans leur présentation. Il s'agit tout d'abord d'introduire dans les simulations du transport des porteurs la structure de bande du semiconducteur aux énergies élevées. La simulation des interactions avec phonons et des collisions ionisantes constitue la seconde étape.

II.1. STRUCTURE DE BANDE AUX ENERGIES ELEVEES

La description de l'ionisation par choc dans l'espace réciproque demande, a priori, de connaître pour toute valeur du vecteur k appartenant à la 1ère zone de Brillouin les valeurs d'énergie des premières bandes de conduction et de valence. Le relevé des relations de dispersion $\epsilon(k)$ pour les principales directions cristallines montre, en effet, qu'il n'est plus possible de décrire l'ensemble des relations "énergie vecteur d'onde" à l'aide de relation du type [16] :

$$(59) \quad \epsilon(1+\alpha\epsilon) = \frac{(\hbar k)^2}{2m^*}$$

En outre, il apparaît une anisotropie marquée des courbes isoénergies [15]. En pratique, la tabulation des couples "énergie vecteur d'onde" peut être restreinte à la zone de Brillouin réduite [17]. Cette zone est représentée sur la figure 83.

Elle est définie par les relations :

$$(60) \quad k_z \leq k_y \leq k_x \leq 1$$

$$(61) \quad k_x + k_y + k_z \leq \frac{3}{2}$$

La détermination des valeurs d'énergie est effectuée en utilisant la méthode du pseudo-potentiel empirique développée à l'origine par Chelikowski et Cohen [18]. Le principe de la méthode est développé dans la référence [19]. Rappelons cependant très brièvement que ce calcul consiste à déterminer les valeurs propres E_{nk} de l'équation aux vecteurs propres $\Psi_{n,k}$:

$$(62) \left(\frac{p^2}{2m} + V(r) \right) \Psi_{n,k} = E_{n,k} \Psi_{n,k}$$

Dans cette expression $V(r)$ désigne le pseudo-potentiel, supposé local, donné par le développement :

$$(63) V(r) = \sum V(G) \cdot S(G) e^{iGr}$$

où $S(G)$ désigne le facteur de structure et $V(G)$ le facteur de forme du pseudo-potentiel. En pratique, il est préférable [18] de scinder $V(r)$ en partie symétrique et antisymétrique.

$$(64) V(r) = \sum_{|G| < G_0} \left(S^S(G) V_G^S + i S^A(G) V_G^A \right) e^{-iGr}$$

Pour les semiconducteurs à structure diamant ou zinc-blende on montre que :

$$(65) S^S(G) = \cos G\tau \quad \text{et} \quad S^A(G) = \sin G\tau$$

où $\tau = (1/8, 1/8, 1/8)a$ (a : paramètre de la maille cristalline).

La détermination des facteurs de forme du pseudo-potentiel est effectuée empiriquement par comparaison entre les valeurs d'énergie à différents points du réseau réciproque et celles que l'on peut déduire des expériences, principalement de photoémission, de réflectivité et de mesure de coefficients d'absorption.

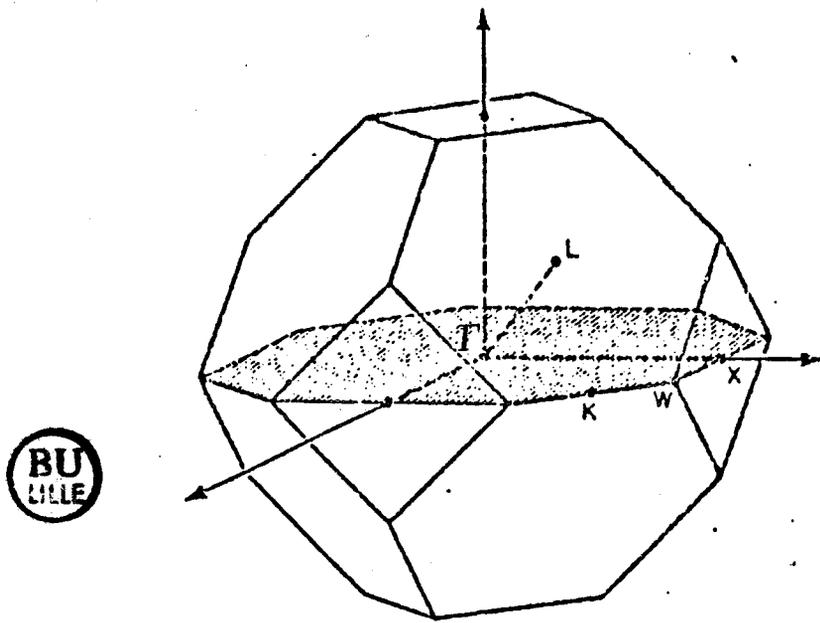


Figure 85 : Plan de section droite de la zone de Brillouin.

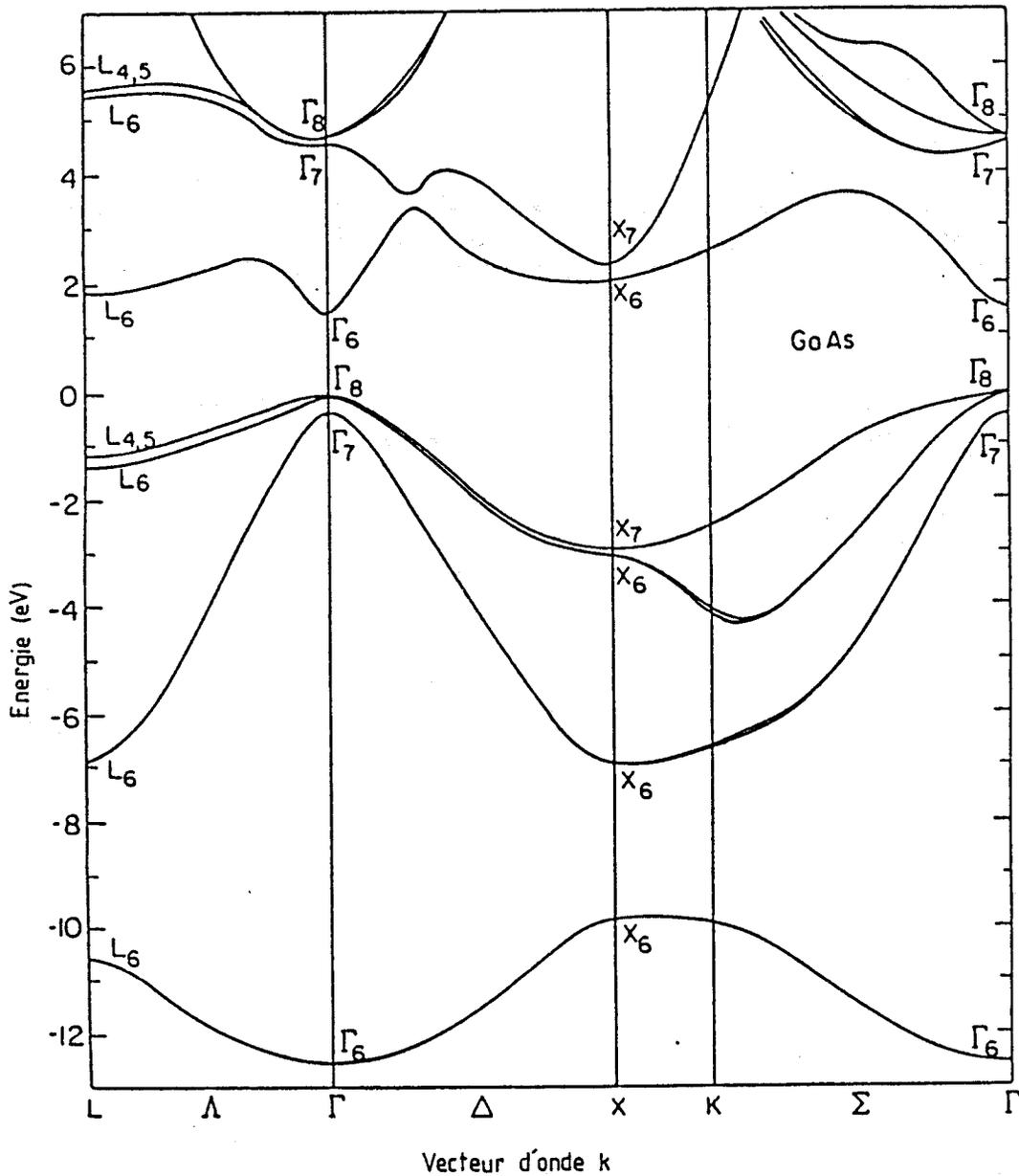


Figure 86 : Structure de bande du GaAs d'après COHEN et CHELIKOWSKY [19]

Un premier essai de calcul de la structure de la première bande de conduction de l'arséniure de gallium a été effectué au laboratoire des études de surfaces et des interfaces par G. ALLAN.

Pour le GaAs, les facteurs de forme ont pour ordre de grandeur [18] :

$$V_3^S = - 0,23 \qquad V_8^S = + 0,01 \qquad V_{11}^S = + 0,06$$

$$V_3^A = + 0,07 \qquad V_4^A = + 0,05 \qquad V_{11}^A = + 0,01$$

Le calcul a été réalisé en introduisant un maillage de dimension $\frac{1}{12} \left(\frac{2\pi}{a} \right)$

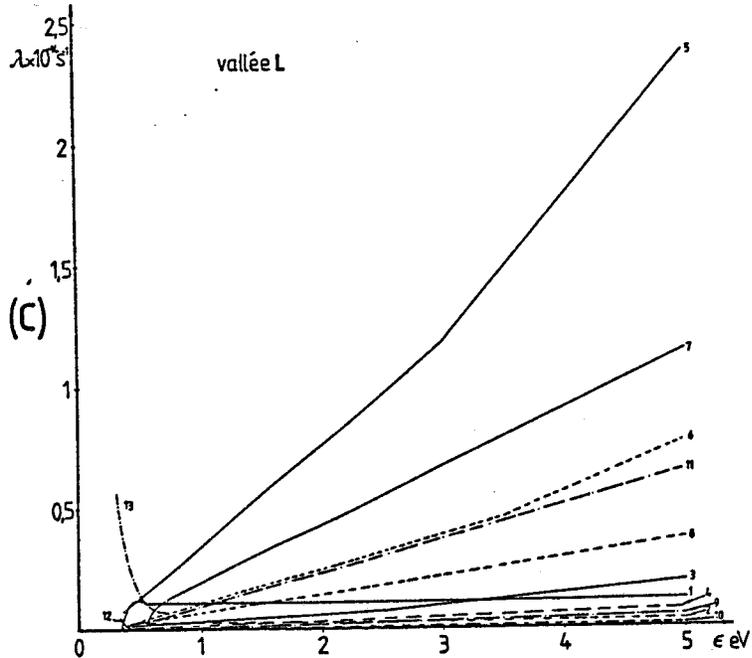
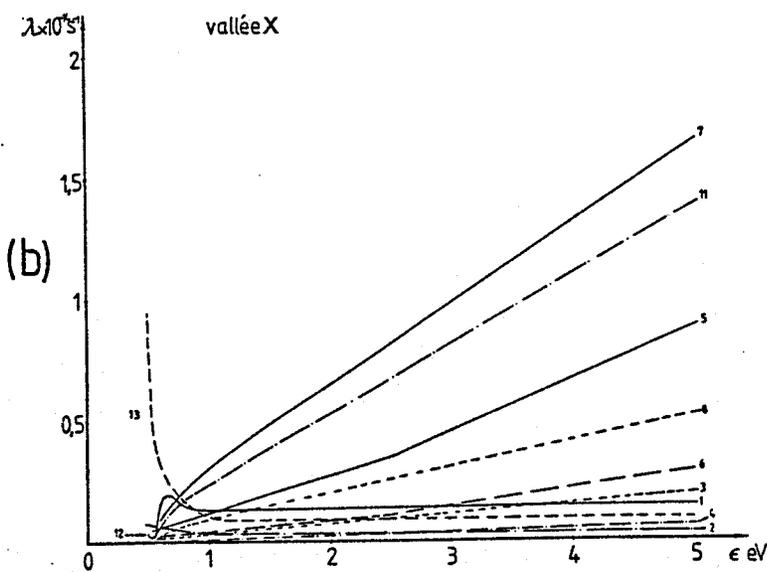
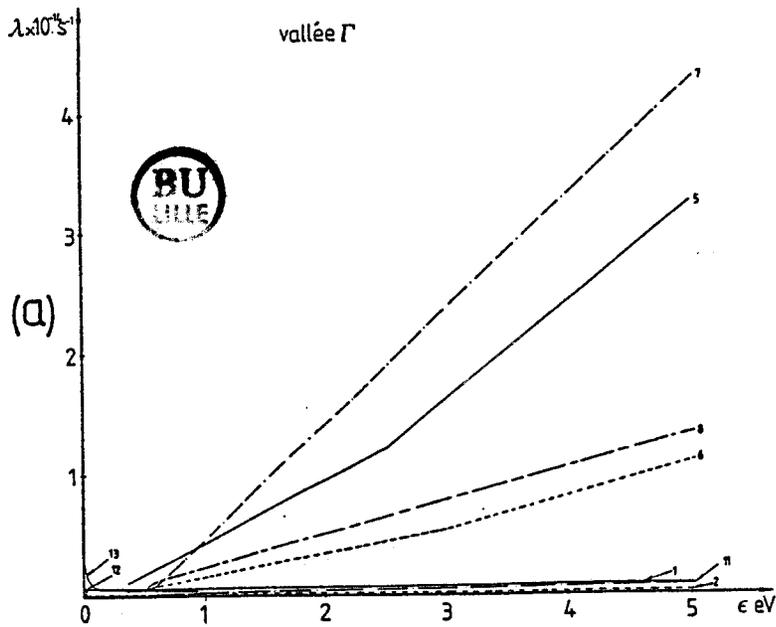
La figure 84 montre les courbes isoénergies de la première bande de conduction dans le plan $\Gamma X K$ défini sur la figure 85. Les valeurs d'énergie reportées en chaque point du maillage sont référencées par rapport au bas de la bande de valence. Une vérification des résultats ainsi obtenus peut être effectuée par comparaison avec les valeurs d'énergie publiées dans la littérature [15]-[16]. La figure 86 montre la structure de bande du GaAs publiée dans la référence [16]. On remarque qu'un accord satisfaisant est obtenu quant à l'allure des variations des niveaux d'énergie le long de la direction cristalline X. En particulier, les niveaux de haute énergie nécessaires à la simulation de l'ionisation par choc sont décrits. On note, toutefois, des différences quantitatives significatives au voisinage du point X.

Ce désaccord a deux raisons essentielles :

D'une part, les valeurs absolues des valeurs propres de l'équation (62) sont extrêmement dépendantes des valeurs des facteurs de forme empiriques utilisés dans la description du pseudo-potentiel.

D'autre part, les résultats de la référence [16] ont été obtenus en incorporant un pseudo-potentiel non local et l'interaction spin orbite.

Des études concernant ce sujet sont actuellement développées au CNET par D. PASQUET [20] et devraient permettre d'arriver à un meilleur accord quantitatif.



Types d'interactions :

- 1 : Emission optique polaire.
- 2 : Absorption optique polaire.
- 3 : Passage vallée 1 : émission.
- 4 : Passage vallée 2 : absorption.
- 5 : Passage vallée 2 : émission
- 6 : Passage vallée 2 : absorption.
- 7 : Passage vallée 3 : émission.
- 8 : Passage vallée 3 : absorption.
- 11 : Acoustique.
- 12 : Piézoélectrique.
- 13 : Impuretés.

Figure 87 : Variations des probabilités d'interactions phonons aux valeurs d'énergie élevées (AsGa électrons).

- (a) vallée centrale point Γ
- (b) vallée latérale point X
- (c) vallée latérale point L

II.2. TAUX D'INTERACTIONS PHONONS. COLLISIONS IONI SANTES

Le deuxième élément principal des simulations du transport à champs élevés concerne le calcul, aux valeurs d'énergies très élevées, non seulement des taux d'interactions avec phonons mais aussi des fréquences de collisions ionisantes.

II.2.1. Interactions avec phonons

Sur la figure 87(a,b,c) nous avons reporté pour les électrons dans le GaAs, en fonction de l'énergie moyenne, les variations des fréquences de collisions avec phonons respectivement dans les vallées X, Γ et L [21].

La figure 88 montre la somme des taux d'interactions en vallée centrale jusqu'à des valeurs d'énergie de 2eV. Ce résultat montre une croissance très forte des fréquences de collision avec phonons dès que l'énergie est supérieure à une valeur de l'ordre de 0,4 eV. A titre d'exemple, un électron d'énergie moyenne proche de 1 eV subit une interaction avec phonon en moyenne toutes les 5.10^{-15} secondes.

II.2.2. Interactions ionisantes

La façon la plus simple de décrire l'interaction ionisante dans l'espace réciproque, est de supposer que le porteur ionise dès qu'il a une énergie supérieure ou égale à l'énergie de seuil d'ionisation ϵ_i . En d'autres termes, ceci revient à supposer une section efficace d'interaction infinie pour $\epsilon > \epsilon_i$ (figure 88 trait pointillé).

Cependant, une description plus exacte des variations des fréquences de collisions ionisantes en fonction de l'énergie, consiste à introduire un coefficient de pondération qui traduit les chances de créer une paire électron-trou pour des énergies supérieures à ϵ_i .

Dans la plupart des études développées [15] [22] sur ce sujet, il est supposé que la probabilité d'interaction ionisante par unité de temps est donnée par la relation suivante, proposée par Keldysh.

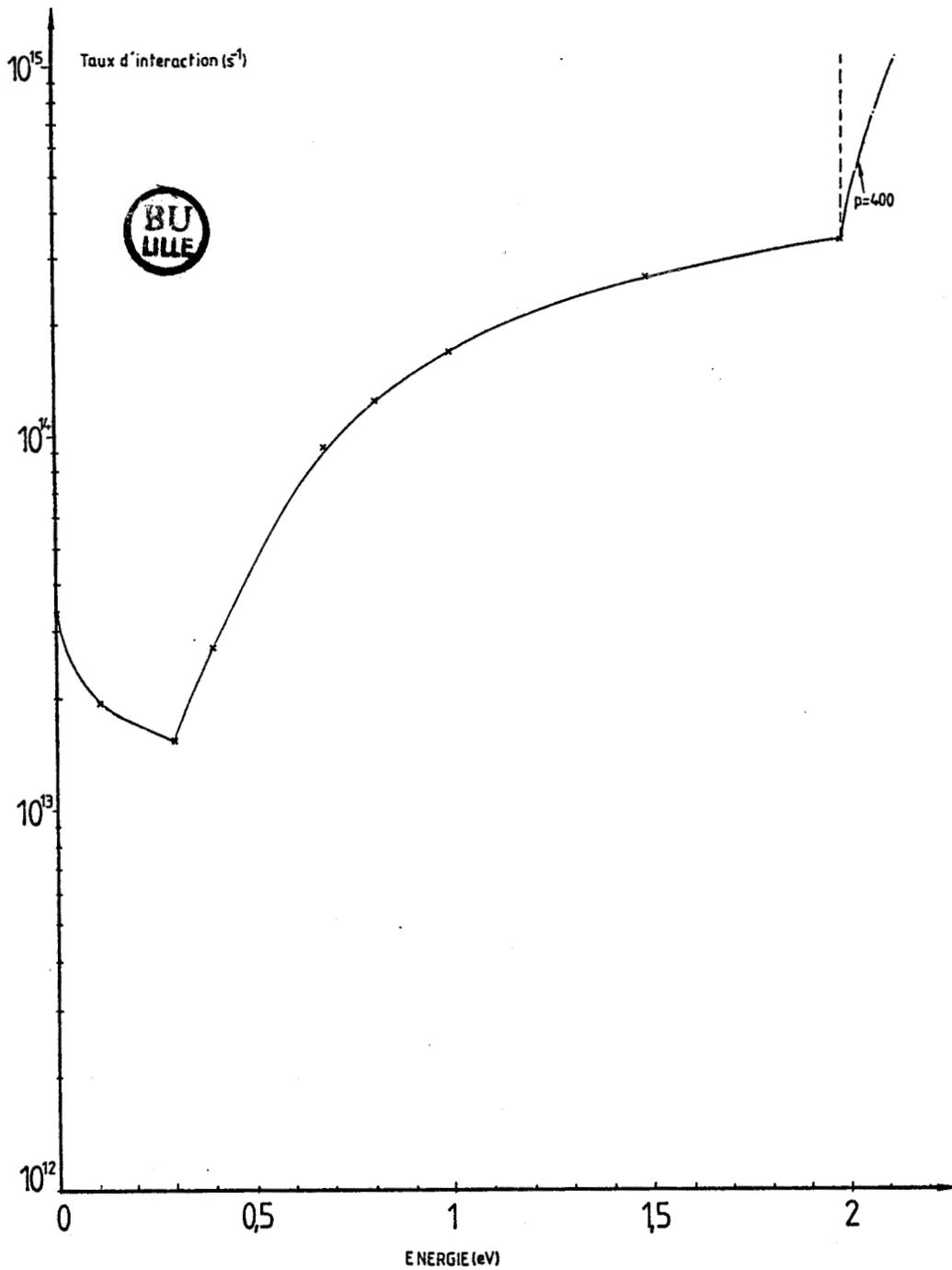


Figure 88 : Somme des probabilités dans la vallée centrale (AsGa électrons).

$$(66) P_{\text{ionisation}} = \frac{1}{\tau(\epsilon_i)} \cdot p \cdot \left(\frac{\epsilon - \epsilon_i}{\epsilon_i} \right)^2$$

Dans cette expression, p est un paramètre phénoménologique que l'on ajuste par comparaison entre les variations théoriques et expérimentales des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique. $1/\tau(\epsilon_i)$ est le taux d'interactions avec phonons à l'énergie de seuil d'ionisation. Les variations de " p ionisation" en fonction de l'énergie sont données pour une valeur p égale à 400 en trait interrompu sur la figure 88.

Les probabilités d'ionisation ainsi définies, il s'agit à présent de définir l'état du porteur qui a initialisé la création paire électron-trou, ainsi que les états des porteurs résultants. Pour se faire, il faut vérifier non seulement la conservation de l'énergie mais aussi celle du moment. Ainsi, il est clair que tout choc ionisant va s'accompagner d'une diminution importante de l'énergie du porteur incident, de valeur au moins égale à celle correspondant à la largeur de la bande interdite.

Cette remarque montre que toute simulation du transport à champ élevé, qui n'inclut pas les collisions ionisantes, ignore ce processus de refroidissement. Elle tend ainsi à exagérer l'augmentation d'énergie moyenne qui résulte de l'application de champs électriques de valeurs croissantes. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant. Le calcul exact des états des porteurs initiaux et résultants pour les différentes directions cristallines a été proposé par ANDERSON et CROWELL [23]. En pratique cependant, les simulations peuvent être effectuées en supposant une énergie de seuil d'ionisation isotrope, simplifiant ainsi les procédés de simulation.

Un autre point mérite d'être souligné, il s'agit de l'effet d'élargissement des états d'énergie ϵ (collision broadening [24]) imposé par le principe d'incertitude :

$$\Delta\epsilon \approx \frac{\hbar}{\tau}$$

où $1/\tau$ désigne la fréquence de collision.

Dans la mesure où les valeurs des fréquences de collision deviennent très élevées comme c'est le cas dans nos simulations, il en résulte une imprécision sur les états finaux en énergie et vecteur d'onde des particules mises en jeu dans les processus d'interactions.

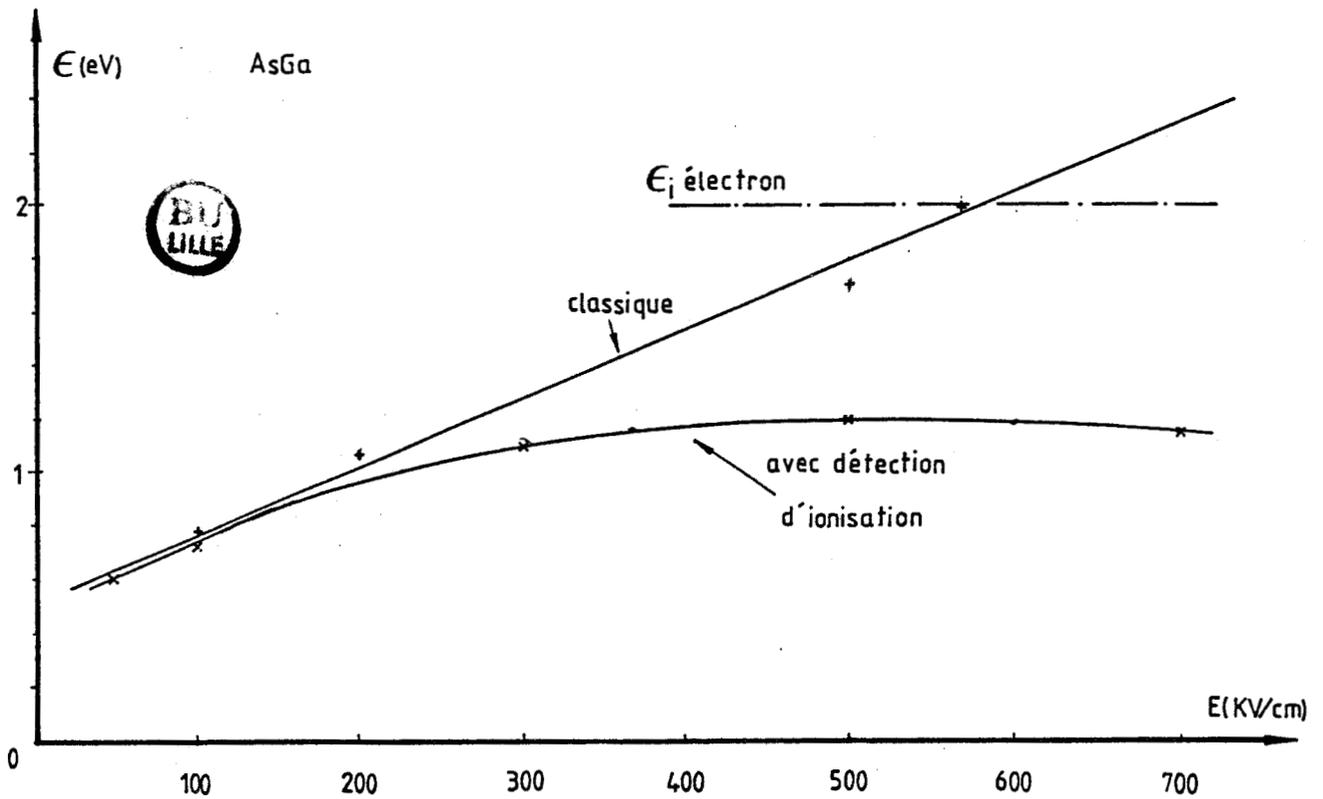


Figure 89 : Variations de l'énergie moyenne des électrons en fonction du champ électrique (AsGa en volume $T = 300$ K).

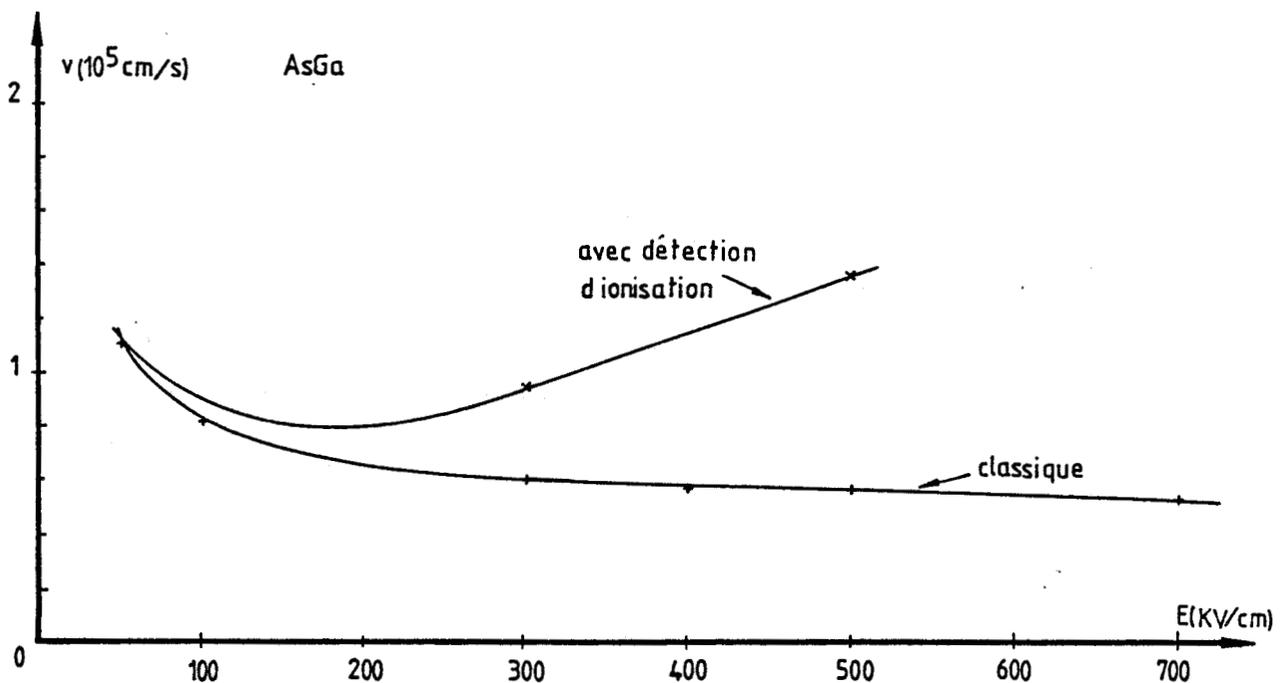


Figure 90 : Variations de la vitesse moyenne des électrons dans l'AsGa en volume.

II.2.3. Collisions ionisantes : interactions nécessaires au-dessus de 100 KV/cm

Sur la figure 89 nous avons reporté les variations de l'énergie moyenne des électrons dans le GaAs en fonction du champ électrique, obtenues par l'application d'un programme de simulation Monte-Carlo bas champ. Par cette terminologie, nous signifions que seules les interactions avec phonons sont prises en compte. On note des valeurs extrêmement importantes d'énergie des porteurs qui deviennent de l'ordre de 2 eV pour des champs voisins de 500 KV/cm. Un tel résultat peut paraître irréaliste. Il est en effet improbable que l'énergie moyenne d'un gaz électronique devienne égale à l'énergie de seuil d'ionisation, dont la valeur est matérialisée en trait pointillé sur la figure 89. Dans ces conditions, la majorité des électrons ioniserait ce qui se traduirait par un refroidissement notable des porteurs impliqués dans les créations paires électrons-trous.

Sur la figure 89 nous montrons les résultats d'une simulation Monte-Carlo du transport en volume des électrons, incluant le mécanisme de collisions ionisantes. Cette expérience numérique a été effectuée en supposant que les électrons résultants d'une collision ionisante ont leur vecteur d'onde qui les situe dans la vallée centrale de la première bande de conduction du GaAs. Par ailleurs, ces résultats ont été obtenus avec un coefficient p de valeur pratiquement infinie sans changement des diagrammes de dispersion, par rapport aux premières simulations.

On note qu'à l'inverse des résultats initiaux, l'énergie moyenne des électrons se sature, puis décroît lorsque le champ électrique appliqué augmente.

La figure 90 montre dans ces conditions, les variations de la vitesse moyenne électronique en fonction du champ électrique. On voit que la saturation très marquée des valeurs d'énergie notées précédemment, s'accompagne d'une augmentation notable des valeurs des vitesses moyennes. Si ce résultat est cohérent avec les hypothèses d'un refroidissement total des porteurs après ionisation dans la vallée centrale, une telle variation en fonction du champ électrique n'est pas reproduit dans les relevés expérimentaux de la vitesse électronique dans le GaAs au-dessus de 100 kV/cm. Les hypothèses faites au niveau de cette simulation sont donc trop simples et

doivent être modifiées. Elles montrent cependant, dans un cas extrême, l'importance de la prise en compte des interactions ionisantes. Elles mettent également en évidence un moyen, non seulement de tester les hypothèses faites au niveau de l'état des particules impliquées dans les interactions, mais aussi de valider les variations de l'énergie moyenne en fonction du champ électrique.

CONCLUSION

Ce chapitre regroupe l'ensemble des études que nous avons été amenées à initialiser pour décrire l'ionisation par choc dans les hétérostructures, que ce soient les études de composants multicouches à hétérojonctions, qui font l'objet d'une première partie, ou celles relatives à la description du transport des porteurs en volume exposées dans un second temps.

Quelques résultats ont été obtenus. Nous avons appris plus particulièrement quel type de composants multicouches à hétérostructures, en l'occurrence les structures à puits quantiques, sont susceptibles de présenter des performances intéressantes au-dessous de 100 GHz.

Au vu de ces premiers résultats, il nous est apparu la nécessité d'étendre les procédures de simulation de création paires électrons-trous à l'espace réciproque. Dans cette démarche, la complexité du phénomène d'ionisation par choc s'est faite plus évidente, tant au niveau du calcul des structures de bande, que dans la définition des taux d'interactions à énergie élevée. Néanmoins, nous pensons qu'une telle étude est nécessaire dans la mesure où elle permet d'espérer apporter des éléments d'information nouveaux sur le mécanisme de multiplication dans les hétérostructures.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE IV

- [1] F. CAPASSO
Physics of avalanche photodiode.
Semiconductors and semimetals, vol. 22, part D, Academic press, 1985.
- [2] K. BRENNAN, T. WANG, K. HESS
Theory of electron impact ionization including a potential step : application to GaAs-AlGaAs.
IEEE Electron device letters, vol. EDL-6, n° 4, april 1985, pp. 199-201.
- [3] J.C. DE JAEGER
Structures à hétérojonction pour la conception de diodes à avalanche et temps de transit à très haut rendement.
Thèse d'état, Lille, le 10 juillet 1985.
- [4] R. KOZLOWSKI
Un nouveau dispositif semiconducteur à avalanche et temps de transit : l'hétérostructure GaInAs/InP.
Thèse 3e cycle, Lille, le 3 juillet 1985.
- [5] J.C. DE JAEGER, R. KOZLOWSKI, G. SALMER
High efficiency GaInAs/InP heterojunction IMPATT diodes.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-30, n° 7, july 1983, pp. 790-796.
- [6] M.G. ADLERSTEIN, H. STATZ
Double-velocity IMPATT diodes.
IEEE Transactions on electron devices, vol. ED-26, n° 5, may 1979, pp. 817-819.
- [7] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI, E. CONSTANT
Multilayered heterojunction structure for millimeter-wave IMPATT Devices.
En attente de publication dans Physica B North Holland Physics publishing.

- [8] D. LIPPENS, J.L. NIERUCHALSKI, E. CONSTANT
Simplified particle simulation of millimeter-wave IMPATT Devices.
IEEE Transactions on electron devices, Vol. ED-6, November 1985.
- [9] F. CAPASSO, W. TSANG, G.F. WILLIAMS
Staircase solid-state photomultipliers and avalanche photodiodes with
enhanced ionization rates ratio.
IEEE Transactions on electron devices, Vol. ED-30, n° 4, april 1983,
pp. 381-390.
- [10] J.C. DE JAEGER, R. KOZLOWSKI, G. SALMER
Expected performances of GaAlAs/GaAs double-velocity heterojunction
IMPATT Diodes.
Electronics Letters, vol. 20, n° 19, september 1984, pp. 803-804.
- [11] G.A. BARAFF
Distribution functions and Ionization rates for hot electrons in semicon-
ductors.
Physical Review, volume 128, n° 6, december 1962, pp. 2507.
- [12] H.J. LEE, L.Y. JURAVEL, J.C. NOOLEY
Electron transport and band structure of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys.
Physical Review B, volume 21, n° 2, january 1980, pp. 659-669.
- [13] S.N. SHABDE, C. YEH
Ionization rates in $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})\text{As}$.
Journal of applied physics, vol. 41, n° 11, october 1970, pp. 4743-4744.
- [14] Heterojonctions et superréseaux de semiconducteurs. Cours de l'école
de physique théorique. Les Houches 12-21 Mars 1985.
- [15] H. SHICHIJO, K. HESS
Band-structure-dependent transport and impact ionization in GaAs.
Physical review B volume 23, n° 8, april 1981, pp. 4197-4207.
- [16] J.R. CHELIKOWSKY, M.L. COHEN
Non local pseudopotential calculations for the electronic structure of
eleven diamond and zinc-blende semiconductors.
Physical review B, volume 14, n° 2, july 1976, pp. 556-582.

- [17] D. BRUST
Electronic spectra of crystalline germanium and silicon.
Physical review, volume 134, n° 5A, june 1964, pp. A 1337-A 1353.
- [18] M.L. COHEN, T.H. BERGSTRESSER
Band structures and pseudo-potential form-factors for fourteen semiconductors of the diamond and zinc-blende structures.
Physical review, volume 141, n° 2, january 1966, pp. 789-796.
- [19] M.L. COHEN, J.R. CHELIKOWSKY
Pseudo-potentials for semiconductors.
N. book and semiconductors manual. Volume 1, North Holland publishing (1982).
- [20] D. PASQUET
Communication privée. CNET Bagneux.
- [21] A. KASZYNSKI
Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes Monte Carlo : application à l'arséniure de Gallium de type n.
Thèse 3e cycle, Lille, Juillet 1979.
- [22] R. CHWANG, C.W. KAO, C.R. CROWELL
Normalized theory of impact ionization.
Solid state electronics, volume 22, 1979, pp. 599-620.
- [23] C.L. ANDERSON, C.R. CROWELL
Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors.
Physical review B, volume 5, n° 6, 1972.
- [24] F. CAPASSO and all.
Comment on Simulation of high field transport in GaAs using a Monte Carlo method and pseudo-potential band structures.
Journal of applied physics, 53(4), april 1982, pp. 3324-3326.

C O N C L U S I O N

En résumé des études présentées dans ce manuscrit, cinq points essentiels nous paraissent devoir être soulignés.

Le premier point concerne la mise en évidence d'oscillations de plasma électrons-trous de fréquence égale à 270 GHz au sein de diodes PIN GaAs de longueur $0,2 \mu\text{m}$ en absence de toute excitation alternative de tension. L'analyse des fluctuations des différentes grandeurs physiques et électriques à l'aide des fonctions d'auto et d'intercorrélation montre le rôle prédominant joué par la relaxation de l'énergie dans l'instauration de ces oscillations.

Dans un second temps nous nous sommes efforcés d'identifier les conséquences des phénomènes de dynamique non stationnaire dans les mécanismes de fonctionnement des composants à avalanche et temps de transit. Concernant le phénomène d'avalanche, des effets de retard à l'injection et de délocalisation de la zone de génération ont été mis en évidence. Quant au phénomène de transit, il apparaît des modulations de vitesse par opposition à un fonctionnement "basses fréquences" où les porteurs transitent à vitesse saturée.

Le troisième aspect est relatif à l'étude des performances à 200 GHz de diodes PIN silicium en régime grand signal. Nous avons montré que le fonctionnement de tels composants peut s'apparenter à celui de diodes à double zone d'avalanche (DAR). Ces composants peuvent constituer une solution au problème de génération de puissance aux "fréquences" submillimétriques.

Dans un quatrième temps, nous avons établi une comparaison des performances fréquentielles de diodes "double drift" réalisées respectivement en silicium, arséniure de gallium et phosphure d'indium, au-dessus de 100 GHz. Pour le GaAs des retards à l'injection importants à 220 GHz ont été mis en évidence, contrebalancés cependant par une vitesse de transit faible qui tend à limiter le niveau d'impédance minimum. Pour l'InP, l'analyse des résultats montre de bonnes propriétés de transit permettant d'obtenir des performances comparables à celles obtenues en silicium. Néanmoins, il apparaît des limitations thermiques liées aux faibles valeurs des coefficients d'ionisation.

Enfin, dans un dernier temps, nous montrons comment il est possible par l'utilisation de structures à puits quantiques GaAs/GaAlAs de s'affranchir en partie des limitations fondamentales des composants classiques.

A long terme, il apparaît nécessaire de poursuivre les études de l'ionisation par choc dans les hétérostructures multicouches pouvant atteindre la complexité des superréseaux. Dans ce but, les premiers éléments d'étude d'une simulation microscopique de l'ionisation par choc dans l'espace réciproque, présentés dans le dernier chapitre, doivent être complétés. L'extension de ces méthodes aux hétérojonctions devrait permettre d'ouvrir des perspectives nouvelles dans la conception de dispositifs à avalanche à hétéroépitaxies multicouches, susceptibles d'être réalisés technologiquement par épitaxie à jet moléculaire (MBE).

Annexe I: [8]

Equations fondamentales:

$$\text{équation de Poisson: } \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} \{ N_D - N_A + p - n \} \quad (1)$$

équations de continuité pour les électrons et les trous:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_m}{\partial x} + g \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + g \quad (3) \quad \text{avec } g = \alpha |n_m| m + \beta |n_p| p.$$

En négligeant le courant de diffusion:

$$J_m = -q m v_m \quad (4)$$

$$J_p = +q p v_p \quad (5).$$

Hypothèses: Nous allons nous placer dans le cas du régime petit signal.

- on va poser: $\alpha = \beta$; $n_m = n_p = n_s$ (~~= $f(x, t)$~~)

- de plus les grandeurs dépendantes du temps sont de la forme: $G e^{j\omega t}$.

Donc:

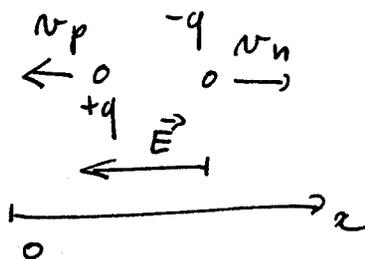
$$(1) \quad \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} \{ N_D - N_A + p - n \}$$

$$(2) \quad \frac{\partial m}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_m}{\partial x} + \alpha (m+p) n.$$

$$(3) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha (m+p) n.$$

$$(4) \quad J_m = -q m v \quad \left. \vphantom{\begin{matrix} (4) \\ (5) \end{matrix}} \right\} \text{Champ } \vec{E} \text{ dirigé dans le sens des } x \text{ négatifs.}$$

$$(5) \quad J_p = -q p v.$$



En régime petit signal $E \rightarrow E_0 + \tilde{E}$ donc $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x}$.

On obtient pour (1) : $\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (p-m)$.

De plus : $\tilde{J}_m = -q \tilde{m} v \rightarrow m = \frac{-\tilde{J}_m}{v}$

$\tilde{J}_p = -q \tilde{p} v \rightarrow \tilde{p} = \frac{-\tilde{J}_p}{qv}$

donc (1) $\rightarrow \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} \frac{1}{qv} \left\{ -\tilde{J}_p + \tilde{J}_m \right\} \Leftrightarrow \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ \tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right\}$.

Pour (2) et (3) nous avons :

$$\left. \begin{aligned} (2) \frac{\partial m}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} + \alpha v (m+p) \\ (3) \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{-1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} + \alpha v (m+p) \end{aligned} \right\} \Leftrightarrow \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} &= q \frac{\partial m}{\partial t} - \alpha v q (m+p) \\ \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} &= -q \frac{\partial p}{\partial t} + \alpha v q (m+p) \end{aligned} \right.$$

* En utilisant un développement limité à l'ordre 1 (Taylor) on obtient pour (2) :

$$\frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} = q \frac{\partial m}{\partial t} - \alpha v q (\tilde{m} + \tilde{p}) - \alpha^2 E_0 v q (m+p) = q \frac{\partial \tilde{m}}{\partial t} - \alpha v q \frac{1}{qv} \left\{ -\tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right\} - \alpha^2 E_0 v q (m+p)$$

donc (2) $\Rightarrow \frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} = q \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{-\tilde{J}_m}{qv} \right) + \alpha \tilde{J}_m + \alpha \tilde{J}_p + \alpha^2 \tilde{E} J_0$.

(2) $\Leftrightarrow \frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} = \frac{-1}{v} j\omega \tilde{J}_m + \alpha \tilde{J}_m + \alpha \tilde{J}_p + \alpha^2 \tilde{E} J_0$.

donc $\frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} = \alpha \tilde{E} J_0 + \tilde{J}_m \left\{ \alpha - j \frac{\omega}{v} \right\} + \alpha \tilde{J}_p$.

* De même pour l'équation (3) on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = -q \frac{\partial p}{\partial t} + \alpha v q (m+p) \Rightarrow \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = -q \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \alpha v q (\tilde{m} + \tilde{p}) + \alpha^2 \tilde{E} v q (m+p)$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = \alpha \frac{1}{qv} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial t} + \alpha v q \frac{1}{vq} \left\{ -\tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right\} + \alpha^2 \tilde{E} v q \left(-\tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right) \frac{1}{vq}$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = \frac{1}{v} j\omega \tilde{J}_p + \alpha \left(-\tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right) - \alpha^2 \tilde{E} J_0$$

donc $\frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = -\alpha \tilde{E} J_0 - \alpha \tilde{J}_m - \left(\alpha - j \frac{1}{v} \omega \right) \tilde{J}_p$.

On a donc:

$$(1) \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ \tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right\}$$

$$(2) \frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} = \alpha \tilde{E} J_0 + \tilde{J}_m \left(\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) + \alpha \tilde{J}_p$$

$$(3) \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = -\alpha \tilde{E} J_0 - \alpha \tilde{J}_m - \left(\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) \tilde{J}_p.$$

En outre l'équation de conservation du courant s'écrit:

$$\tilde{J} = \tilde{J}_m + \tilde{J}_p + \epsilon \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = \tilde{J}_m + \tilde{J}_p + j\omega \epsilon \tilde{E} = \text{cte. (i)}$$

* Résolution de (1): $\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ \tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right\}.$

On dérive (1) une seconde fois par rapport à x :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} \right) = \frac{1}{v\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \tilde{J}_m - \tilde{J}_p \right\}. \quad (\Rightarrow) \quad \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ \frac{\partial \tilde{J}_m}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} \right\}$$

donc $\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ \alpha \tilde{E} J_0 + \tilde{J}_m \left(\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) + \alpha \tilde{J}_p + \alpha \tilde{E} J_0 + \alpha \tilde{J}_m + \left(\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) \tilde{J}_p \right\}$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ 2\alpha J_0 \tilde{E} + \left(2\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) \left(\tilde{J}_m + \tilde{J}_p \right) \right\}.$$

et $\tilde{J}_m + \tilde{J}_p = \tilde{J} - j\omega \epsilon \tilde{E}$ d'après (i).

donc $\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ 2\alpha J_0 \tilde{E} + \left(2\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) \tilde{J} - \left(2\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) j\omega \epsilon \tilde{E} \right\}.$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{v\epsilon} \left\{ \left(2\alpha J_0 - 2j\omega \epsilon \alpha + j^2 \frac{\omega^2 \epsilon}{v} \right) \tilde{E} + \left(2\alpha - j \frac{\omega}{v} \right) \tilde{J} \right\}.$$

on $\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} - \frac{1}{v\epsilon} \left\{ 2\alpha J_0 - \frac{\omega^2 \epsilon}{v} - 2j\omega \epsilon \alpha \right\} \tilde{E} = \frac{2\alpha \tilde{J}}{v\epsilon} - j \frac{\omega \tilde{J}}{v^2 \epsilon}.$

on obtient finalement: $\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} - \left(\frac{2\alpha J_0}{v\epsilon} - \frac{\omega^2 \epsilon}{v^2} - 2j\omega \alpha \right) \tilde{E} = \frac{\tilde{J}}{v\epsilon} \left\{ 2\alpha - j \frac{\omega}{v} \right\}.$

soit une équation de type Helmholtz. $\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} + k^2 \tilde{E} = 0.$

$$\text{avec } k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} + 2j \frac{\omega d}{v} - 2 \frac{2J_0}{v\epsilon} = \frac{1}{v^2} \left\{ \omega^2 - \frac{2^2 J_0 v}{\epsilon} + 2j\omega v d \right\}.$$

$$\text{donc } k = \pm \frac{1}{v} \sqrt{\omega^2 - \frac{2^2 J_0 v}{\epsilon} + 2j\omega v d}.$$

Résolution de (1) : Equation sans second membre plus une équation particulière.

$$* \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} + k^2 \tilde{E} = 0 \quad \Delta = -4k^2 \quad \text{donc deux solutions : } \alpha_1 = \pm \frac{\sqrt{-4k^2}}{2} = \pm jk.$$

On a donc une solution du type: $C_1 e^{jkz} + C_2 e^{-jkz}$ avec k défini ci-avant.

* équation particulière:

Si l'on prend une solution particulière indépendante de x :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial x^2} = 0 \quad \text{donc } \tilde{E} = \frac{\tilde{J}}{v\epsilon k^2} \left\{ 2d - j\frac{\omega}{v} \right\}.$$

$$\text{Donc } \tilde{E} \text{ sera de la forme: } \tilde{E} = C_1 \exp^{jkz} + C_2 \exp^{-jkz} + \frac{\left(2d - j\frac{\omega}{v} \right) \tilde{J}}{v\epsilon k^2}.$$

Il nous faut ensuite déterminer \tilde{J}_m et \tilde{J}_p :

$$\text{Nous avons } \tilde{J} = \tilde{J}_m + \tilde{J}_p + j\omega \epsilon \tilde{E} \quad \text{soit } \begin{cases} \tilde{J} = \tilde{J}_m + \tilde{J}_p + j\omega \epsilon \tilde{E} \\ v\epsilon \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \tilde{J}_m - \tilde{J}_p \end{cases}$$

De ces deux équations, on peut tirer \tilde{J}_m ; soit $2\tilde{J}_m = \tilde{J} + v\epsilon \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} - j\omega \epsilon \tilde{E}$.

$$\text{Nous connaissons } \tilde{E} \text{ donc } \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = jk C_1 \exp^{jkz} - jk C_2 \exp^{-jkz}.$$

$$2\tilde{J}_m = \tilde{J} + v\epsilon jk C_1 \exp^{jkz} - jk v\epsilon C_2 \exp^{-jkz} - j\omega \epsilon C_1 \exp^{jkz} - j\omega \epsilon C_2 \exp^{-jkz}.$$

$$2\tilde{J}_m = \tilde{J} \left(\frac{v\epsilon k^2 - j\omega \epsilon \left(2d - j\frac{\omega}{v} \right)}{v\epsilon k^2} \right) + jv\epsilon C_1 \left(k \exp^{jkz} - \frac{\omega}{v} \exp^{jkz} \right) - jC_2 v\epsilon \exp^{-jkz} \left(k + \frac{\omega}{v} \right).$$

$$\text{donc } 2\tilde{J}_m = \frac{\tilde{J}}{v\epsilon k^2} \left\{ v\epsilon k^2 - 2j\omega \epsilon d - \frac{\omega^2 \epsilon}{v} \right\} + jv\epsilon C_1 \exp^{jkz} \left(k - \frac{\omega}{v} \right) - jC_2 v\epsilon \exp^{-jkz} \left(k + \frac{\omega}{v} \right).$$

$$\text{or } k^2 = 2 \frac{j\omega\alpha}{v} + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{2^{\circ} J_0}{v\epsilon} \Leftrightarrow v\epsilon k^2 = 2j\omega\alpha\epsilon + \frac{\omega^2\epsilon}{v} - 2^{\circ} J_0$$

$$\text{donc } v\epsilon k^2 - 2j\omega\alpha\epsilon - \frac{\omega^2\epsilon}{v} = -2^{\circ} J_0.$$

On obtient donc pour \tilde{J}_m :

$$\tilde{J}_m = \frac{j}{2} v\epsilon C_1 \exp^{jkx} \left(k - \frac{\omega}{v}\right) - \frac{j}{2} v\epsilon C_2 \exp^{-jkx} \left(k + \frac{\omega}{v}\right) - \frac{2^{\circ} J_0 \tilde{J}}{v\epsilon k^2}.$$

On procède de même pour la détermination de \tilde{J}_p et l'on trouve :

$$\tilde{J}_p = \frac{-j}{2} v\epsilon C_1 \exp^{jkx} \left(k + \frac{\omega}{v}\right) + \frac{j}{2} v\epsilon C_2 \exp^{-jkx} \left(k - \frac{\omega}{v}\right) - \frac{2^{\circ} J_0 \tilde{J}}{v\epsilon k^2}.$$

Les conditions aux limites nous permettent de déterminer les constantes C_1 et C_2 :
avec $J_m(0) = J_{ms}$ et $J_p(W) = J_{ps}$ (W : longueur de la zone d'avalanche).

On obtient ainsi :

$$C_1 = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} \frac{2^{\circ} J_0 \tilde{J}}{v\epsilon k^2} & -j \frac{\epsilon}{2} v \left(k + \frac{\omega}{v}\right) \\ \frac{2^{\circ} J_0 \tilde{J}}{v\epsilon k^2} & j \frac{\epsilon v}{2} \left(k - \frac{\omega}{v}\right) e^{-jkl} \end{vmatrix} \text{ et } C_2 = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} \frac{j}{2} \epsilon v \left(k - \frac{\omega}{v}\right) & \frac{2^{\circ} J_0 \tilde{J}}{v\epsilon k^2} \\ -j \frac{\epsilon v}{2} \left(k + \frac{\omega}{v}\right) e^{jkl} & \frac{2^{\circ} J_0 \tilde{J}}{v\epsilon k^2} \end{vmatrix}$$

$$\text{avec } \Delta = \frac{\epsilon^2 v^2}{4} \left\{ \left(k + \frac{\omega}{v}\right)^2 e^{jkl} - \left(k - \frac{\omega}{v}\right)^2 e^{-jkl} \right\}.$$

Annexe II: [21]

Un seul type de porteurs est pris en compte (les électrons).

La perturbation de la densité de courant électronique J' s'exprime sous la forme générale suivante:

$$J' = q m_0 \frac{\partial v}{\partial t} + q n_0 \frac{\partial m}{\partial t} = q m_0 v' + q n_0 m' = J'_2 + J'_1 \quad (1).$$

où m_0 et n_0 désignent les valeurs stationnaires de la densité et de la vitesse des électrons.

L'équation de continuité relative aux électrons s'écrit:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial m v}{\partial x} = g - r \quad (2)$$

où g représente le terme de génération et r le terme de recombinaison.

L'on suppose que:

- la densité de courant est uniforme donc $\frac{\partial m v}{\partial x} = 0$

- le terme de génération est de la forme: $g = \chi_m = a E^m n v \quad (3) \quad (m=6)$

- le terme de recombinaison est directement proportionnel au nombre de porteurs soit:

$$r = \eta \cdot m.$$

Compte-tenu de ces hypothèses et en développant g et r au premier ordre, l'équation (2) se réécrit:

$$\frac{\partial m'}{\partial t} = m_0 (\chi_0 - \eta_0) + m' (\chi_0 - m_0) + m_0 (\chi' - \eta') \quad (4).$$

En régime stationnaire $\chi_0 = \eta_0$. De plus le terme χ' est supérieur au terme η' du fait du caractère extrêmement non linéaire du terme de génération.

2
Finalement l'équation (4) se réduit à :

$$\frac{\partial m'}{\partial t} = \chi' m_0 \quad (5)$$

L'évaluation du terme χ' est effectuée à partir de l'équation 3.

On obtient :

$$\chi' = m.a. E^{m-1} E' = \frac{m \chi_0}{E_0} E' \quad (6).$$

où E' désigne la perturbation de champ électrique.

En outre, en incluant le fait qu'il faut un temps τ aux électrons pour acquérir de l'énergie dans le champ électrique, l'introduction de ce retard dans l'équation (6) conduit à l'approximation suivante.

$$\chi' = \frac{m \chi_0 E'}{E_0} \frac{1}{1 + j\omega \tau} \quad (7)$$

en supposant $\omega \tau < 1$.

Compte-tenu de (7) l'équation (5) se réécrit.

$$\frac{\partial m'}{\partial t} = \frac{m_0 m \chi_0 E'}{E_0 (1 + j\omega \tau)} \quad (8).$$

L'on en déduit alors l'expression de $\frac{\partial J'_1}{\partial t}$ (équation 1).

$$\frac{\partial J'_1}{\partial t} = q n_0 \frac{\partial m'}{\partial t} \quad (9).$$

Si l'on introduit la pulsation ω où se manifestent les perturbations de courant, on obtient à partir des équations (8) (9).

$$\frac{\partial J'_1}{\partial t} = j\omega J'_1 = \frac{q n_0 m_0 m \chi_0 E'}{E_0 (1 + j\omega \tau)}$$

sait

$$J'_1 = \frac{J_0 m \chi_0 E'}{E_0 (1 + j\omega \tau)} \quad (10)$$

Le terme J'_2 (eq.1) peut être relié à E' par une relation de la forme :

$$J'_2 = m_0 q \mu E' \quad (11)$$

où μ désigne la mobilité différentielle $\left(\frac{\partial v}{\partial E}\right)_{E=E_0}$

Finalement, en introduisant l'équation qui relie la perturbation de courant J' à celle de champ électrique E' :

$$J' + j\omega \epsilon E' = 0 \quad (12)$$

on obtient en combinant (10), (11), (12) l'équation de dispersion :

$$j\omega^3 \epsilon \tau + \omega^2 (\epsilon + q m_0 \mu \tau) - j\omega m_0 q \mu - \frac{m_0 \chi_0 J_0}{E_0} = 0$$

RÉSUMÉ

Ce travail est consacré à l'étude des propriétés dynamiques de composants à avalanche et temps de transit dans la gamme des ondes millimétriques.

Tout d'abord, nous présentons les résultats d'une étude analytique de l'impédance petit signal des composants. Des critères simples quant au choix des matériaux, des structures et des conditions de fonctionnement sont avancés.

Nous étudions ensuite les propriétés dynamiques de diodes Si, AsGa et InP en régime grand signal. L'outil d'analyse est un programme multiparticulaire du transport des électrons et des trous à champs électriques élevés, limité à l'espace géométrique. Une étude préliminaire des fluctuations de courant dans les diodes AsGa submicroniques, met en évidence, en absence de toute excitation alternative de tension, une instabilité cohérente à la fréquence de 270 GHz. L'étude des composants soumis à des tensions hyperfréquences de grandes amplitudes montre une décroissance très abrupte des rendements de conversion au-dessus de 100 GHz. Nous analysons l'ensemble de ces résultats en termes de propriétés intrinsèques des matériaux et nous essayons de dégager le rôle joué par les phénomènes de dynamique non stationnaire au niveau des performances.

Enfin, nous montrons comment il est possible à partir d'hétéro-épitaxies multicouches, de s'affranchir en partie des limitations fondamentales des composants classiques. Des résultats concernant les structures "dents de scie" et puits quantiques GaAs/AlGaAs sont présentés et les premiers éléments d'une simulation microscopique de l'ionisation par choc dans l'espace réciproque sont étudiés.

MOTS CLES : Simulation numérique particulaire - Ionisation par choc -
Dispositifs submicroniques - Ondes millimétriques - Composants
IMPATT.

