

N° d'ordre : 443

50376
1979
94

50376
1979
94

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Joseph PRIBETICH

RECHERCHE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE STRUCTURES
A AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT A L'ARSENIURE DE GALLIUM
POUR LA REALISATION D'OSCILLATEURS HYPERFREQUENCES
A TRES HAUT RENDEMENT



5 Janvier 1979

Soutenue le ~~19 Décembre 1978~~, devant la commission d'examen

Membres du Jury : MM. G. SALMER Président
E. CONSTANT Rapporteur
H. MARTINOT Rapporteur
J.L. TESZNER Rapporteur
L. RACZY Examineur
R. VEILEX Examineur

A Suzanne,

A Sébastien,

A Valérie,

A la Mémoire de mes Parents.

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES & SEMICONDUCTEURS" (C.H.S.) de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE I dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

Qu'il me soit permis d'exprimer toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur CONSTANT pour l'aide constante et les conseils efficaces qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier Marc LEFEBVRE pour l'amitié qu'il m'a témoignée depuis mon entrée au laboratoire et pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Je remercie Monsieur le Professeur SALMER qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Monsieur MARTINOT, Directeur de Recherche au Laboratoire d'Automatique et de ses Applications Spatiales (L.A.A.S.) et Monsieur TESZNER, Ingénieur Principal de l'Armement à la Direction des Recherches et Etudes Techniques (D.R.E.T.) me font l'honneur de juger ce travail : je leur en suis vivement reconnaissant.

Monsieur VEILEX, Conseiller Scientifique à la Direction des Affaires Industrielles et Internationales (D.A.I.I.) et Monsieur le Professeur RACZY me font le plaisir de faire partie de mon jury : je les en remercie.

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

J'adresse également mes remerciements à tous les membres du personnel technique et administratif de l'U.E.R. et plus particulièrement à ceux qui sont directement associés à la

réalisation de ce mémoire :

- Madame DELOS et Monsieur PLAVEZ pour l'aide apportée dans l'étude expérimentale.

- Mademoiselle MATHON pour la célérité et le soin avec lesquels elle a dactylographié ce manuscrit

- Messieurs DEHORTER et PLUQUET qui ont assuré la polycopie.

Je remercie également le personnel du Centre Interuniversitaire du Traitement de l'Information (C.I.T.I.) pour leur aimable collaboratoïn.

Ce travail a été effectué en étroite collaboration avec le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.). Je remercie Messieurs MIRCEA, KRAMER et FARRAYRE pour l'aide apportée et les composants réalisés.

Cette étude a bénéficié du soutien successif du Centre National d'Etude Spatiales (C.N.E.S.) et de la Direction des Recherches et Etudes Techniques (D.R.E.T.) : je remercie ces organismes.

SOMMAIRE

CHAPITRE I : LA DIODE À AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT, STRUCTURES PROPOSÉES, MÉTHODE DE SIMULATION NUMÉRIQUE.

<u>INTRODUCTION</u>	P. 5
<u>I - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT</u>	P. 5
I-1 Mécanisme général.....	P. 5
I-2 Application aux semiconducteurs.....	P. 7
I-2-1 Réalisation de l'émission de champ.....	P. 7
I-2-2 Réalisation du transit à vitesse constante.....	P. 8
I-2-3 Réalisation de la structure associant les deux phénomènes.....	P. 8
I-3 La diode à avalanche.....	P. 9
I-3-1 La structure : Introduction de la zone d'avalan- che et de la zone de transit.....	P. 9
I-3-2 Expressions simplifiées de la puissance et du rendement hyperfréquence émis par une diode.....	P. 10
<u>II - TYPES DE STRUCTURES LES PLUS FAVORABLES A L'OBTENTION DE RENDEMENTS ELEVES</u>	P. 12
<u>III - ETUDE NUMERIQUE</u>	P. 14
III-1 Traitement de la zone d'avalanche.....	P. 15
III-2 Traitement de la zone de transit.....	P. 16
III-2-1 Equations fondamentales.....	P. 16
III-2-2 Algorithme de calcul.....	P. 17
III-2-3 Conditions aux limites et conditions de stabilité.....	P. 19
III-2-4 Résultats obtenus.....	P. 20

IV - <u>PARAMETRES CARACTERISTIQUES DU MATERIAU</u>	P. 22
IV-1 Taux d'ionisation.....	P. 22
IV-2 Vitesse des porteurs.....	P. 24
IV-2-1 Le transfert électronique.....	P. 24
IV-2-2 La caractéristiques $v = f(E)$	P. 25
IV-3 Coefficient de diffusion des électrons.....	P. 27
<u>CONCLUSION</u>	P. 28

C H A P I T R E I I : ETUDE DES MÉCANISMES PHYSIQUES LIÉS AUX PHÉNOMÈNES D'AVALANCHE

<u>INTRODUCTION</u>	P. 29
I - <u>ETUDE DE L'INFLUENCE DES INTERACTIONS ELECTRON - ELECTRON</u> ..	P. 29
I-1 Théorie de SHOCKLEY.....	P. 29
I-2 Modification introduite par les interactions électron - électron.....	P. 32
I-3 Application à la diode A.T.T.....	P. 34
II - <u>ETUDE DE LA NON LOCALISATION DU TAUX D'IONISATION</u>	P. 35
II-1 Concept de non localisation du taux d'ionisation.....	P. 35
II-2 Prise en compte de cet effet dans les diodes A.T.T...	P. 36
II-3 Résultats obtenus.....	P. 38
III - <u>ETUDE DE L'IONISATION DANS LA ZONE DE TRANSIT</u>	P. 40
IV - <u>INFLUENCE DE LA DIFFUSION DANS LA ZONE D'AVALANCHE</u>	P. 43
V - <u>INFLUENCE D'UN COURANT INJECTE</u>	P. 44
V-1 Barrière métal - semiconducteur.....	P. 45
V-2 Jonction abrupte.....	P. 46
<u>CONCLUSION</u>	P. 47

CHAPITRE III : ETUDE DES MÉCANISMES PHYSIQUES LIÉS AU PHÉNOMÈNE DE TRANSFERT ÉLECTRONIQUE. INFLUENCE DE LA DIFFUSION

<u>INTRODUCTION</u>	P. 49
<u>I - ETUDE DES EFFETS LIÉS AU TRANSFERT ELECTRONIQUE ET A LA MODULATION DE LA ZONE DESERTEE</u>	P. 49
I-1 Le point sur l'étude de ces phénomènes.....	P. 50
I-1-1 Etude du "Premature collection mode"	P. 51
I-1-2 Augmentation du rendement liée à une augmentation momentanée du courant induit.....	P. 52
I-1-3 Interprétation plus complète résultant de nos travaux.....	P. 53
I-2 Etude de l'effet dû au transfert électronique.....	P. 54
I-2-1 Structure étudiée. Conditions de fonctionnement	P. 54
I-2-2 Résultats théoriques.....	P. 56
I-2-3 Interprétation physique.....	P. 57
I-2-4 Comparaison avec les résultats expérimentaux...	P. 60
I-2-5 Conclusion et remarques.....	P. 63
<u>II - ETUDE DE LA DIFFUSION AU NIVEAU DE LA ZONE DE TRANSIT</u> ...	P. 65
<u>CONCLUSION</u>	P. 67

CHAPITRE IV : OPTIMALISATION ET PERFORMANCES DES DIODES A.T.T. A HAUT RENDEMENT AU GAAS ENTRE 3 ET 18 GHz

<u>INTRODUCTION</u>	P. 68
<u>I - CHOIX DE LA STRUCTURE</u>	P. 68
I-1 Comparaison entre H.L. et L.H.L.....	P. 68
I-2 Comparaison entre barrière métal - semiconducteur et jonction.....	P. 72
<u>II - OPTIMALISATION DE LA STRUCTURE</u>	P. 74
II-1 Optimalisation de la zone d'émission.....	P. 75
II-1-1 Choix de W_1	P. 75
II-1-2 Choix de Q_s	P. 76

II-2	Optimalisation de la zone de transit.....	P. 76
II-2-1	Rôle du paramètre $N_2 W_2$	P. 77
II-2-2	Influence d'un profil de dopage non uniforme.	P. 78
III -	<u>DETERMINATION DES DENSITES DE COURANT OPTIMALES.</u>	
	<u>EVOLUTION DES PERFORMANCES EN FONCTION DE LA FREQUENCE..</u>	P. 80
III-1	Détermination des densités de courant et des concentrations en impuretés optimales.....	P. 80
III-2	Performances obtenues.....	P. 81
III-1	Rendement.....	P. 81
III-2	Puissance.....	P. 83
IV -	<u>COMPARAISON AVEC LES STRUCTURES D.D.R.</u>	P. 85
IV-1	Description de la structure étudiée.....	P. 85
IV-2	Résultats obtenus.....	P. 86
	<u>CONCLUSION</u>	P. 87

CHAPITRE V : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS DE L'ÉTUDE THÉORIQUE.

	<u>INTRODUCTION</u>	P. 88
I -	<u>ETUDE ET CARACTERISATION PRELIMINAIRES</u>	P. 88
II -	<u>COMPARAISON ENTRE LA THEORIE ET L'EXPERIENCE</u>	P. 90
II-1	Confrontation à l'ensemble des résultats obtenus dans les différents laboratoires de recherche.....	P. 90
II-2	Comparaison plus précise dans quelques cas particuliers.....	P. 91
III -	<u>REALISATION DES DIODES A.T.T.</u>	P. 93
III-1	Elaboration des couches épitaxiales.....	P. 93
III-2	Réalisation des diodes.....	P. 94
	<u>CONCLUSION</u>	P. 94
	<u>CONCLUSION</u>	P. 96

BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE

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

Les hyperfréquences sont en électronique le domaine où les dispositifs de génération de puissance à l'état solide ont mis le plus de temps à s'imposer. Ce n'est qu'en 1965 que les premiers composants à effet GUNN et à avalanche ont commencé à faire leur apparition. Si, petit à petit, ils ont progressivement remplacé les tubes à vide dans les applications faible puissance, le problème du fonctionnement à forte puissance reste posé car bien souvent les tubes à vide demeurent encore sans rivaux.

L'un des problèmes essentiels rencontrés dans la production de puissance dans les matériaux à l'état solide réside dans la nécessité d'obtenir des fonctionnements avec des rendements élevés. En effet, si l'énergie fournie par les alimentations continues n'est pas convertie en énergie hyperfréquence, elle doit être dissipée sous forme d'effet Joule dans le composant, qui, de ce fait, peut atteindre très vite une température prohibitive. Ce phénomène qui constitue une limitation fondamentale de la puissance délivrée par des dispositifs de faibles rendements est illustré sur la figure 1 où nous avons représenté les variations de la puissance hyperfréquence émise en fonction du rendement η d'un dispositif dont la température de fonctionnement est fixée à 200°C (et qui est caractérisée par une résistance thermique de 10°C/W).

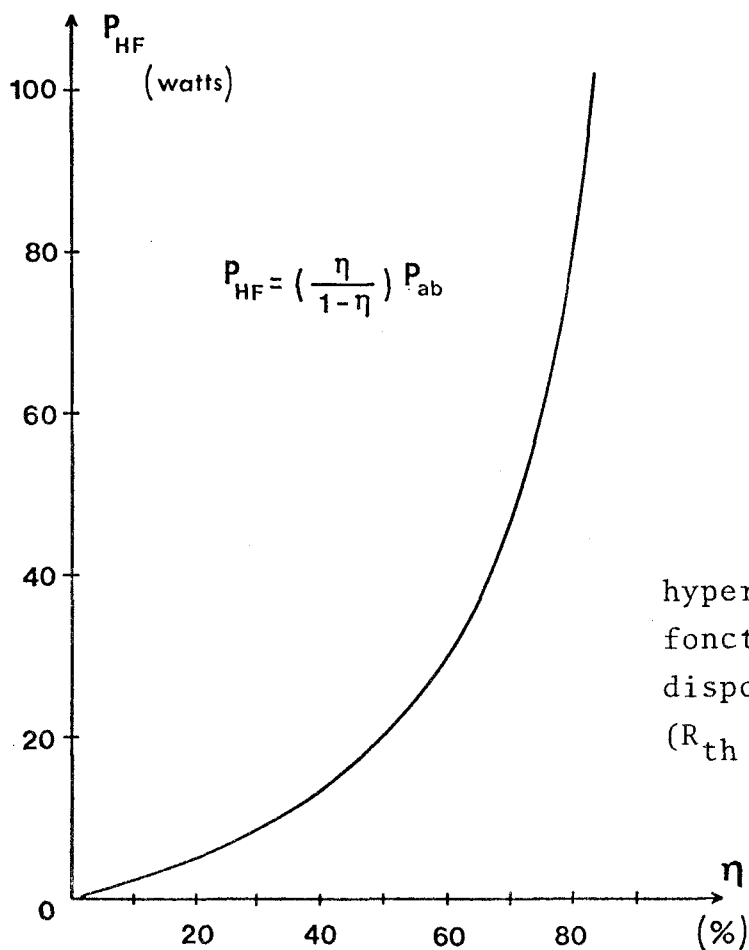


Figure I

Variation de la puissance hyperfréquence émise en fonction du rendement η d'un dispositif à $T = 200^{\circ}\text{C}$ ($R_{th} = 10^{\circ}/\text{W}$)

On constate que la puissance émise croît très rapidement avec η et l'on remarque ainsi à quel point il est crucial d'augmenter au maximum les rendements des composants utilisés ce qui s'avère, par ailleurs, très intéressant pour certaines utilisations où l'autonomie constitue un facteur important (applications spatiales, certains dispositifs de télécommunications).

Ces différentes considérations ont incité le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.) à entreprendre dès 1971 une étude sur les possibilités d'augmenter le rendement des dispositifs hyperfréquences à l'état solide. A l'époque, le composant le mieux placé était la diode à avalanche à l'arséniure de gallium pour lequel des rendements de l'ordre de 10 % avaient été obtenus. Une recherche de structures de ce type plus performantes fut donc entreprise en collaboration étroite avec notre laboratoire et avec le soutien successif du Centre National d'Etudes Spatiales (C.N.E.S.), puis de la Direction des Recherches et Etudes Techniques (D.R.E.T.).

L'objectif de ce mémoire est d'exposer les différentes phases successives de la partie théorique de ces recherches consacrées à la définition de structures permettant l'obtention de rendements de plus en plus élevés qui au cours de ce travail ont franchi le cap des 30 %.

Simultanément d'autres équipes étrangères ont effectué une recherche analogue. L'originalité de notre étude nous paraît être d'une part, d'avoir montré, un peu avant les autres, l'avantage présenté par les structures "Hi Lo" et Lo Hi Lo" et par les structures différenciées à deux zones de transit (D.D.R.) pour l'obtention des rendements élevés, et d'autre part, d'avoir mis en évidence l'importance des phénomènes liés au transfert électronique et leur utilité. Notre mémoire est divisé en cinq chapitres.

Dans le premier chapitre, nous rappelons tout d'abord le principe de fonctionnement d'une diode à avalanche et à temps de transit (A.T.T.) et justifions le choix des structures proposées pour l'obtention de hauts rendements. Nous présentons ensuite la méthode de simulation numérique que nous avons mis au point. Enfin, nous terminons ce chapitre en discutant le choix des paramètres utilisés dans la simulation numérique pour décrire les caractéristiques de la dynamique électronique dans l'arséniure de gallium.

Le second chapitre est consacré à l'étude de quelques mécanismes physiques intervenant dans le phénomène d'avalanche et de leur influence sur les performances des diodes A.T.T..

Dans le troisième chapitre, nous précisons le rôle important joué par les phénomènes de transfert électronique dans l'obtention des rendements élevés.

Nous définissons dans le chapitre IV la structure qui nous semble la meilleure pour l'obtention des rendements les plus élevés possibles. Nous effectuons une optimisation de cette structure et nous donnons les performances susceptibles d'être obtenues (rendement et puissance en régime continu et impulsionnel) dans une gamme de fréquences comprises entre 3 et 18 GHz.

Enfin le dernier chapitre est consacré à une comparaison de nos prévisions théoriques avec les différents résultats expérimentaux obtenus dans notre laboratoire ou publiés dans la littérature.

CHAPITRE I

LA DIODE À AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT :

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT, STRUCTURES PROPOSÉES

MÉTHODE DE SIMULATION NUMÉRIQUE

INTRODUCTION

L'optimisation des diodes à avalanche et à temps de transit (A.T.T. ou IMPATT selon la terminologie anglosaxonne) dans le but d'obtenir des performances (puissance et rendement) de plus en plus élevées, nécessite d'une part, la connaissance des paramètres caractéristiques du matériau (taux d'ionisation, vitesses des porteurs, coefficient de diffusion) et de leur évolution avec la température et, d'autre part, la prise en compte de nombreux phénomènes physiques susceptibles d'intervenir lors du fonctionnement des diodes A.T.T.

L'aboutissement de ce type d'étude, s'il nécessite de bien comprendre les principes de fonctionnement d'une diode A.T.T. (paragraphe I) ne peut être mené à bien que si nous disposons d'un programme de simulation numérique suffisamment précis. C'est pourquoi, si nous nous efforçons ensuite d'expliquer aussi qualitativement que possible le choix des structures que nous avons proposées pour l'obtention de hauts rendements (paragraphe II), leur évolution quantitative sera effectuée à partir d'une méthode générale de simulation numérique que nous décrirons au paragraphe III. Les résultats obtenus par ce programme n'ont de sens que dans la mesure où nous connaissons les paramètres caractéristiques de la dynamique électronique dans l'arséniure de gallium : il nous a donc paru intéressant de discuter (paragraphe IV) le choix des valeurs de ces différents paramètres.

I - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

I-1 Mécanisme général

Le principe de fonctionnement d'une diode A.T.T. peut se comprendre assez bien en étudiant le cas finalement assez analogue d'une diode à vide soumise à une tension hyperfréquence.

Considérons plus précisément une diode à émission de champ (effet FOWLER - NORDHEIM) soumise à une polarisation

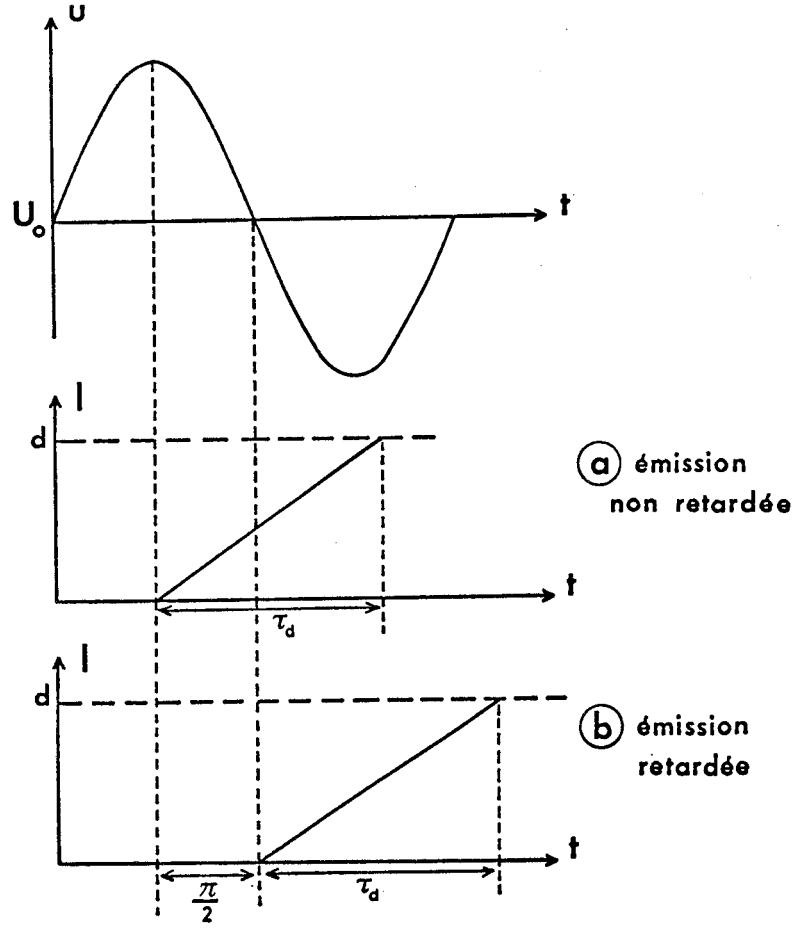
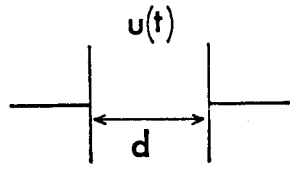


Figure I.1

Variation temporelle de la charge Q des électrons émis pour une diode à émission de champ soumise à une tension alternative.

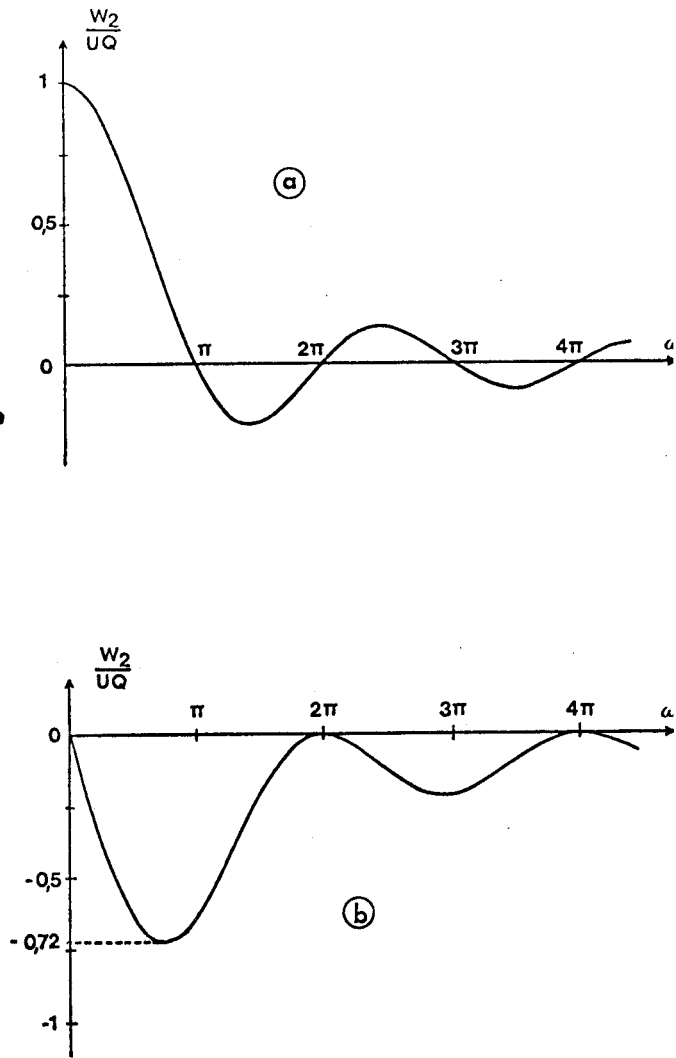


Figure I.2

Variation de l'énergie d'interaction en fonction de l'angle de transit $\omega \tau_d$:

- a) émission non retardée
- b) émission retardée



fixe U_0 à laquelle on superpose une tension alternative $u = U \cos \omega t$, telle que l'émission électronique ne se produise que lorsque le champ est maximal (figure I.1.a). Pour simplifier, prenons un modèle unidimensionnel dans lequel d sera la distance entre électrodes, et supposons la vitesse des électrons indépendante du champ alternatif (électrons relativistes) ; soit \bar{v} cette vitesse $\tau_d = \frac{d}{\bar{v}}$ est le temps de transit correspondant et Q la charge totale des électrons émis à chaque alternance. En l'absence d'effet de charge, nous avons :

$$E_{\text{tot}} = \frac{U_{\text{tot}}}{d}$$

et l'énergie fournit par le champ s'écrit :

$$W_{\text{tot}} = \int_0^d Q \cdot E_{\text{tot}} \cdot dx = Q \frac{\bar{v}}{d} \int_0^{\tau_d} U_{\text{tot}} \cdot dt \quad (1)$$

La fraction alternative de cette énergie sera :

$$W_1 = U \cdot Q \frac{\sin \omega \tau_d}{\omega \tau_d} \quad (2)$$

La figure I.2.a représente les variations de l'énergie W_1 en fonction de $\omega \tau_d$. Nous remarquons que, pour certaines valeurs de l'angle de transit $[(2k + 1) \pi < \omega \tau_d < 2 \pi (k + 1)]$, W_1 est négative : les électrons peuvent alors transférer une partie de leur énergie et la diode présente une résistance dynamique négative et est susceptible de fournir l'énergie $-W_1$ au circuit qui lui est associé.

Imaginons maintenant que l'émission présente un certain retard par rapport à l'instant où le champ est maximal et que ce retard soit égal à un quart de période ($\omega \tau_d = \frac{\pi}{2}$) (figure I.1.b). L'expression de l'énergie cédée par le champ à l'électron s'écrit alors :

$$W_2 = - U \cdot Q \left(\frac{1 - \cos \omega \tau_d}{\omega \tau_d} \right) \quad (3)$$

La figure I.2.b représente les variations de W_2 en fonction de $\omega \tau_d$. Nous constatons que, dans ces conditions, l'énergie alternative est toujours négative ou nulle (pour $\omega \tau_d = 2k\pi$), c'est à dire que la diode présente une résistance dynamique négative ou nulle.

Le maximum de l'énergie fournie par la diode au circuit qui lui est associé, correspond à un angle de transit de 2,3 radians ($0,74 \pi$)

Dans l'exemple précédent, nous avons négligé l'influence de la charge d'espace due aux "porteurs mobiles", influence qui s'exerce de deux façons :

- d'une part, la charge d'espace des porteurs mobiles perturbe la distribution du champ et modifie l'amplitude de l'interaction champ - porteurs liée au transit de ceux-ci.

- d'autre part, l'influence de la charge d'espace sur l'émission de champ peut donner lieu à une instabilité : toute variation $\Delta\rho$ de la charge d'espace se répercute sur le champ, soit ΔE . Il en résulte une variation de l'émission de champ qui se traduit par une nouvelle perturbation de la charge d'espace.

Cependant, ces effets de charge d'espace n'interviennent que lorsque Q devient très élevé ($Q \geq \frac{\epsilon S}{W} U$) et, lorsque la charge est inférieure à cette valeur, les expressions (2) et (3) peuvent, au moins en première approximation, permettre le calcul de l'énergie transférée par les charges en mouvement au circuit associé à la diode.

I-2 Application aux semiconducteurs

Il s'agit maintenant d'étudier dans quelle mesure un tel fonctionnement peut être obtenu dans un semiconducteur. Il faut dans ce but, réaliser dans la structure :

- une émission des porteurs par effet de champ
- leur transit à vitesse constante indépendante du champ électrique dans la zone active du semiconducteur.

et il nous faut donc étudier comment remplir ces deux conditions et les réaliser dans la même structure semiconductrice.

I-2-1 Réalisation de l'émission de champ

Différents mécanismes peuvent être utilisés pour créer des porteurs et les injecter par émission de champ dans la structure :

- l'ionisation des impuretés dans la mesure où elles ne sont pas encore ionisées c'est-à-dire où le semiconducteur est à suffisamment basse température (ce qui limite considérablement les possibilités d'application).

- le passage des électrons par effet tunnel à travers la barrière de potentiel résultant de l'interface métal - semiconducteur.

- l'effet ZENER qui correspond à la génération spontanée de paires électron -trou due à la transition isoénergétique d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction, et qui devient possible lorsque le champ électrique est suffisant.

- l'ionisation par chocs qui, contrairement à l'effet ZENER, nécessite l'existence d'un porteur libre initial (électron ou trou) qui, accéléré par le champ électrique, peut acquérir suffisamment d'énergie, pour produire lors d'une interaction avec le réseau, une paire électron - trou.

I-2-2 Réalisation du transit à vitesse constante

La seconde condition peut être réalisée assez facilement dans un semiconducteur puisqu'il est bien connu que, dès que le champ électrique est suffisant et devient supérieur à une valeur critique E_c , la vitesse moyenne acquise par les porteurs devient indépendante du champ électrique. Il suffira donc d'établir dans la zone active du composant un champ électrique important (typiquement $E \gg E_c$ où $E_c = 4 \cdot 10^3$ V/cm pour le GaAs).

I-2-3 Réalisation de la structure associant les deux

phénomènes

L'obtention des deux phénomènes précédents dans la même structure suppose :

- d'une part, la réalisation dans toute la zone active d'un champ électrique important.

- d'autre part, l'établissement dans une partie de la structure d'une région se comportant comme une cathode où les porteurs sont émis par effet de champ et injectés dans le reste de la zone active.

La réalisation d'une telle structure ne peut se faire commodément que dans la zone désertée d'une jonction PN ou d'une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse, les porteurs étant émis par effet de champ dans la région où le champ électrique est plus élevé (généralement au voisinage de l'interface PN ou métal semiconducteur). Le type d'émission de champ le plus favorable est le mécanisme d'ionisation par chocs et nous nous

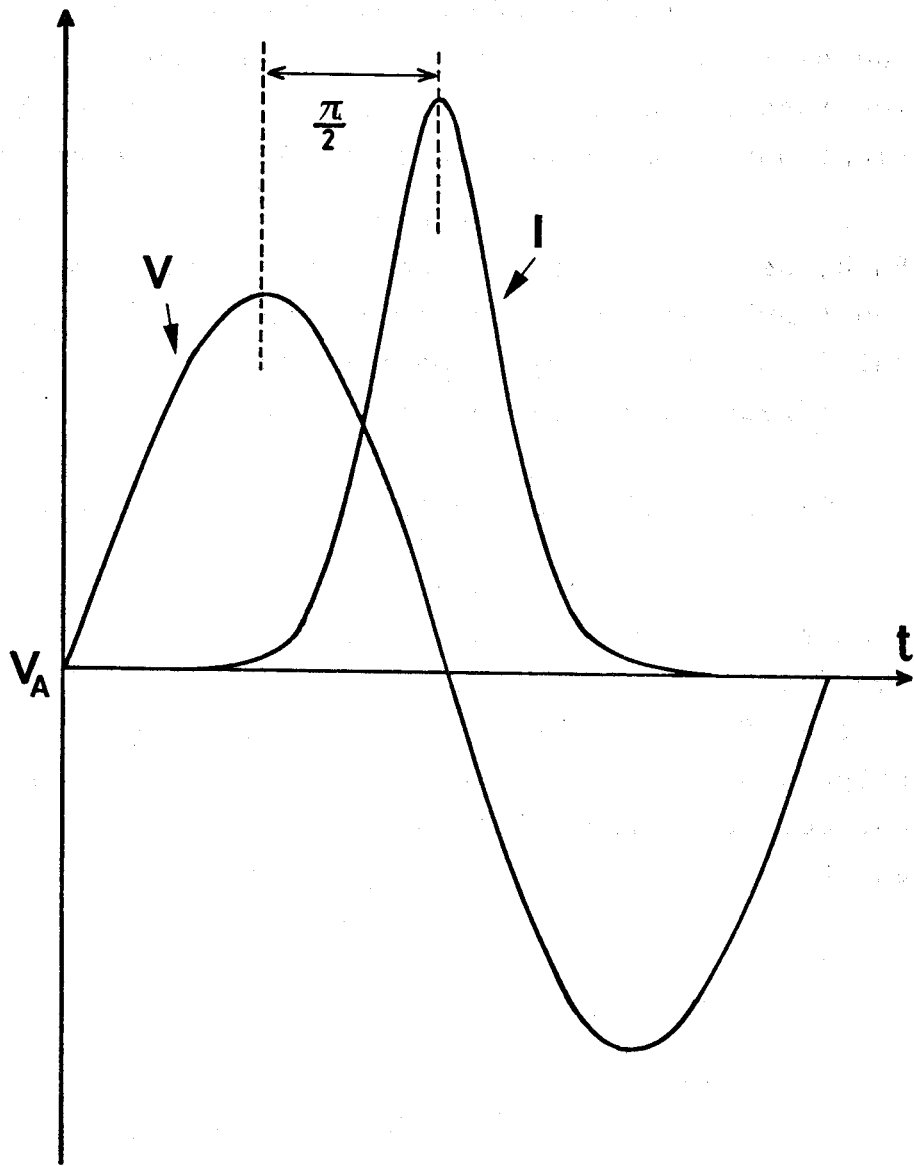


Figure I.3 : Variation temporelle de la tension hyperfréquence et du courant I



- le passage des électrons par effet tunnel à travers la barrière de potentiel résultant de l'interface métal - semiconducteur.

- l'effet ZENER qui correspond à la génération spontanée de paires électron -trou due à la transition isoénergétique d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction, et qui devient possible lorsque le champ électrique est suffisant.

- l'ionisation par chocs qui, contrairement à l'effet ZENER, nécessite l'existence d'un porteur libre initial (électron ou trou) qui, accéléré par le champ électrique, peut acquérir suffisamment d'énergie, pour produire lors d'une interaction avec le réseau, une paire électron - trou.

I-2-2 Réalisation du transit à vitesse constante

La seconde condition peut être réalisée assez facilement dans un semiconducteur puisqu'il est bien connu que, dès que le champ électrique est suffisant et devient supérieur à une valeur critique E_c , la vitesse moyenne acquise par les porteurs devient indépendante du champ électrique. Il suffira donc d'établir dans la zone active du composant un champ électrique important (typiquement $E \gg E_c$ où $E_c = 4 \cdot 10^3$ V/cm pour le GaAs).

I-2-3 Réalisation de la structure associant les deux

phénomènes

L'obtention des deux phénomènes précédents dans la même structure suppose :

- d'une part, la réalisation dans toute la zone active d'un champ électrique important.

- d'autre part, l'établissement dans une partie de la structure d'une région se comportant comme une cathode où les porteurs sont émis par effet de champ et injectés dans le reste de la zone active.

La réalisation d'une telle structure ne peut se faire commodément que dans la zone désertée d'une jonction PN ou d'une barrière métal semiconducteur polarisée en inverse, les porteurs étant émis par effet de champ dans la région où le champ électrique est plus élevé (généralement au voisinage de l'interface PN ou métal semiconducteur). Le type d'émission de champ le plus favorable est le mécanisme d'ionisation par chocs et nous nous

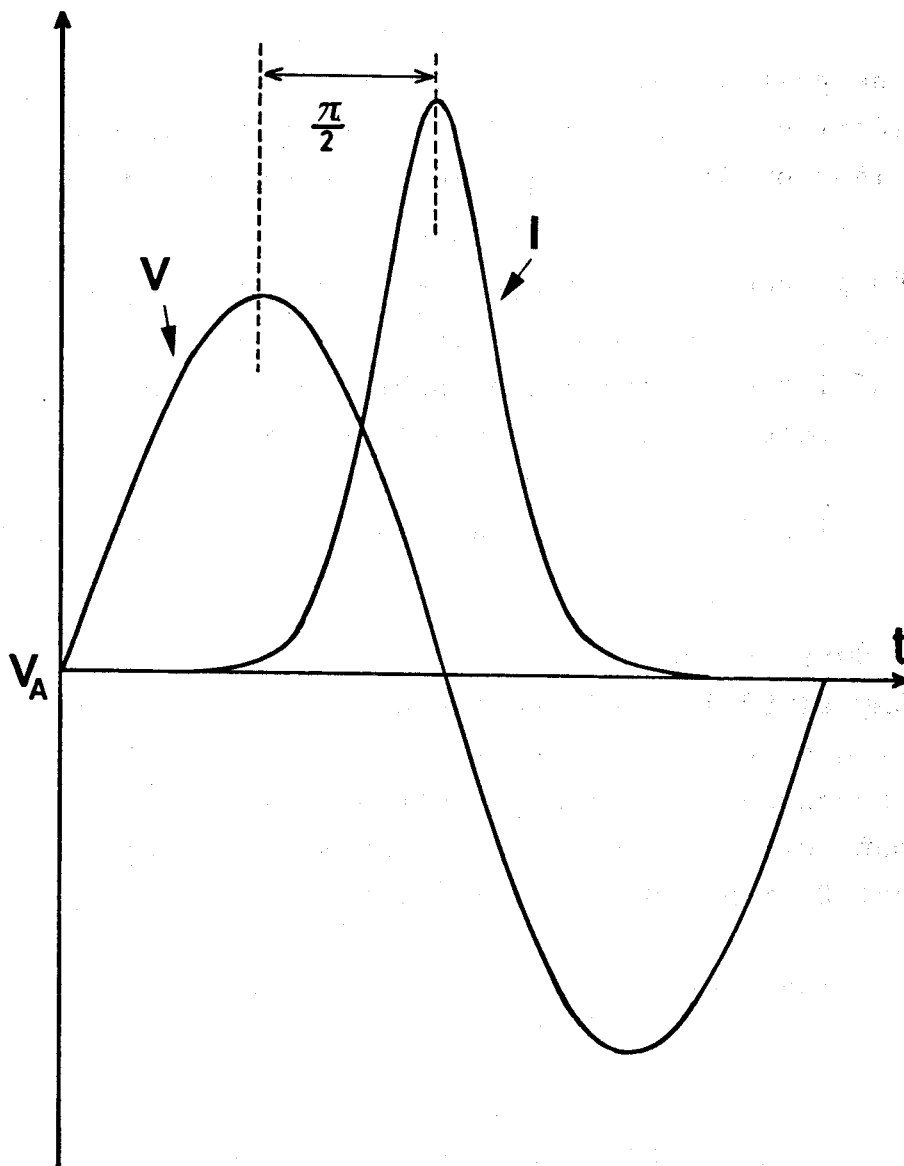


Figure I.3 : Variation temporelle de la tension hyperfréquence et du courant I

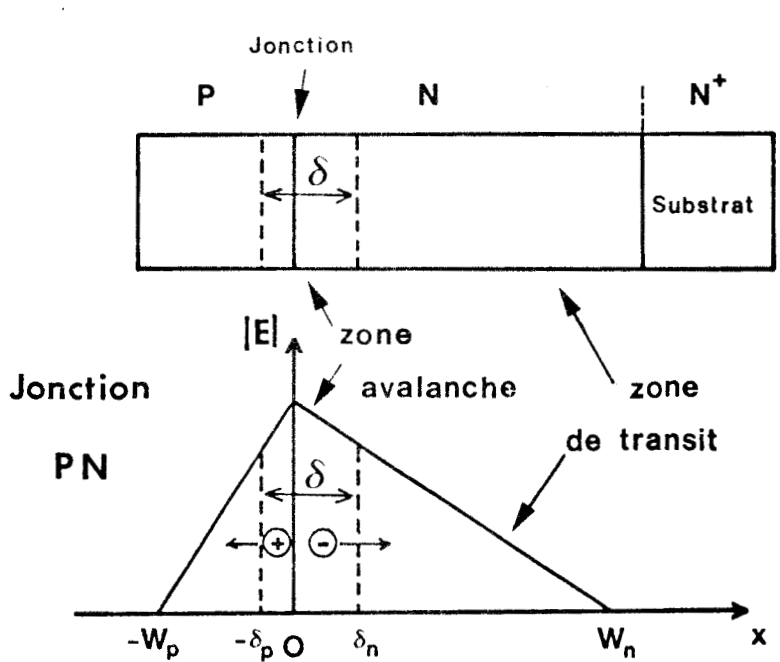
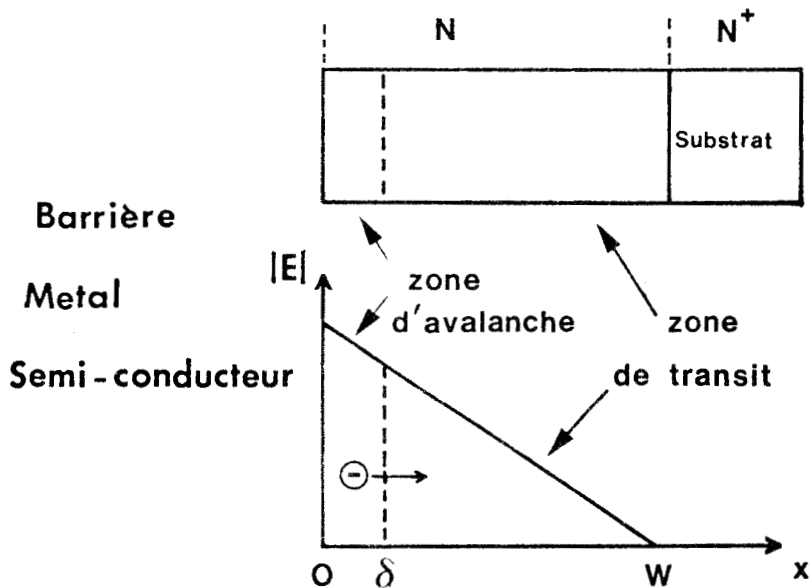
UNIVERSITÄT
DU SAARLANDE
LILLE

proposons d'expliquer qualitativement pourquoi il en est ainsi et d'établir une première expression de la puissance émise dans ce cas.

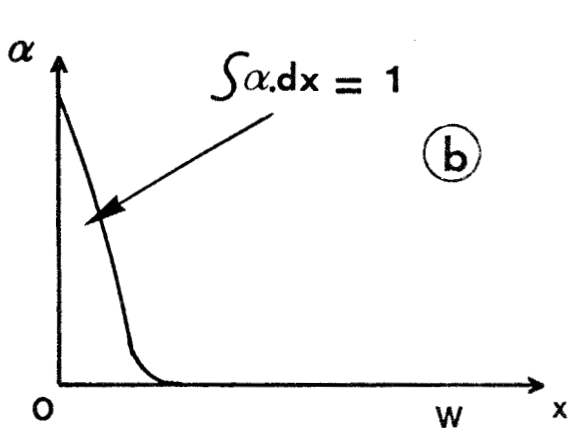
I-3 La diode à avalanche

I-3-1 La structure : Introduction de la zone d'avalanche et de la zone de transit

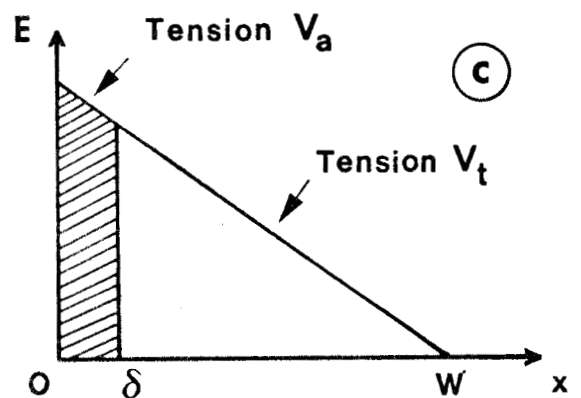
Considérons une jonction PN polarisée en inverse sous des tensions de plus en plus élevées. Lorsque le champ électrique devient suffisamment important, les quelques porteurs libres (nous supposons qu'il s'agit d'électrons) donnant lieu au courant de saturation vont acquérir entre deux interactions une énergie au moins supérieure à la largeur de la bande interdite et ainsi la possibilité de créer une paire électron - trou lors des collisions avec les atomes du réseau. Chacun des porteurs ainsi créés va produire, par le même processus, de nouvelles paires électrons - trous. Ce phénomène de multiplication est cumulatif d'où son qualificatif de "phénomène d'avalanche". Il s'établira de façon stationnaire dans le dispositif lorsque le champ électrique dans l'ensemble de la structure sera suffisant pour qu'en moyenne, chaque porteur crée une paire électron - trou lors de son déplacement dans la zone où le champ est important. Ce régime se produira pour une valeur bien précise de la tension aux bornes de la diode que l'on appellera la tension d'avalanche de la diode V_A . Si, pour une raison quelconque, la tension aux bornes de la diode devient supérieure à V_A , le courant traversant la diode augmentera considérablement et ne sera limité que par la résistance des circuits ou la résistance de charge d'espace. Au contraire, dès que la tension devient inférieure à V_A , le courant redeviendra proportionnel au courant de saturation de la diode polarisée en inverse et de ce fait diminuera très rapidement. Dans ces conditions, lorsque la diode sera polarisée en inverse sous une tension continue égale à V_A et soumise à une tension alternative importante, le courant résultant du mécanisme d'avalanche augmentera tant que la tension sera supérieure à V_A et passera par un maximum avec un retard sur le maximum de la tension qui sera caractérisé par un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ (figure I.3) dans le cas d'une tension sinusoïdale.



(a)



(b)



(c)

Figure I.4 :

$$V_0 = V_a + V_t$$

- a) Distribution du champ électrique et localisation de la zone d'avalanche pour la barrière métal-semiconducteur et la jonction PN
- b) Variation du taux d'ionisation avec le champ électrique E.
- c) Définition des tensions V_a et V_t .

BHS
LILLE

Nous sommes en présence d'une émission retardée qui, nous l'avons vu, est particulièrement favorable à l'obtention d'une résistance négative et par suite d'un rendement hyperfréquence élevé.

Nous n'avons cependant pas considéré jusqu'ici les phénomènes de transit dans la structure. Dans le cas d'une jonction PN abrupte classique, la carte du champ électrique E est triangulaire et caractérisée par un maximum de E au voisinage de la jonction. Nous pouvons donc définir une zone où le mécanisme d'avalanche sera largement prépondérant et où, en conséquence, sera produite la majorité des paires électron - trou donnant lieu au courant d'avalanche : c'est la zone d'émission ou zone d'avalanche d'épaisseur δ (la définition précise de δ sera donnée ultérieurement). Si les trous produits dans la zone d'émission sont récoltés immédiatement par la cathode (c'est-à-dire la partie P du composant, les électrons vont se déplacer avec une vitesse indépendante du champ électrique E (si E est suffisant) dans le reste de la zone désertée de la diode que nous appellerons la zone de transit dont l'épaisseur sera noté $W - \delta$ (où W est la longueur totale de la zone désertée) (figure I.4.a). Cette séparation de la zone désertée en deux parties distinctes peut sembler quelque peu artificielle, mais elle recouvre une réalité physique dans la mesure où le taux d'ionisation* est une fonction très rapidement croissante du champ électrique (figure I.4.b).

I-3-2 Expressions simplifiées de la puissance et du

rendement hyperfréquence émis par une diode

Les considérations précédentes permettent d'aboutir à une première évaluation très simplifiée de la puissance émise par la diode. Dans la mesure où l'émission des porteurs dans la zone d'avalanche δ est, comme nous l'avons montré, une émission retardée caractérisée par un déphasage égal à $\frac{\pi}{2}$ et où les porteurs se déplacent à vitesse limite dans la zone de transit d'épaisseur $W - \delta$ (supposée d'épaisseur constante), nous pouvons appliquer la formule (3) pour déterminer la puissance hyperfréquence.

* le taux d'ionisation α représente le nombre de paires électron trou créés par unité de longueur dans la direction du champ électrique par un porteur.

susceptible d'être produite par la zone de transit soit :

$$P_{1t} = V_{1t} I_o \left(\frac{1 - \cos \omega\tau}{\omega\tau} \right) = V_{1t} I_o \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \quad (4)$$

où V_{1t} est la tension hyperfréquence aux bornes de la zone de transit et où l'on note :

$$\tau = \frac{W - \delta}{v} \text{ et } \theta = \omega\tau = \frac{\omega (W - \delta)}{v}$$

temps de transit et angle de transit des porteurs dans cette zone de transit.

P_{1t} est aussi la puissance totale émise par la diode puisque la tension et le courant sont retardés de $\frac{\pi}{2}$ aux bornes de la zone d'émission. Le rendement de la diode est alors égal à :

$$\eta = \frac{P_1}{P_o} = \frac{P_{1t}}{P_o} = \frac{V_{1t}}{V_o} \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \quad (5)$$

(V_o est la tension continue aux bornes de la diode).

Il est intéressant d'essayer d'obtenir un rendement maximum, donc de rechercher la valeur maximale de V_{1t} . Afin que les porteurs se déplacent toujours à la vitesse limite v_s , il est nécessaire que le module du champ électrique dans la zone de transit reste toujours égal ou supérieur au champ de seuil ($E_c = 4 \cdot 10^3$ V/cm). Il faut pour cela que la tension alternative V_{1t} reste inférieure ou (dans le cas le plus optimiste) égale à la tension continue V_t aux bornes de la zone de transit. Nous poserons donc :

$$V_{1t_{MAX}} = k V_t = k (V_o - V_a) \quad (6)$$

où V_a est la tension continue aux bornes de la zone d'émission (figure I.4.c). k est un coefficient (dont la valeur maximale est égale à 1) dépendant de la carte du champ électrique dans la zone de transit et de la valeur du champ de seuil E_c (champ nécessaire pour avoir une vitesse constante v_s) dans le semiconducteur.

Le rendement correspondant à $V_{1t_{max}}$ sera donc :

$$\eta = k \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \left(1 - \frac{V_a}{V_o} \right) \quad (7)$$

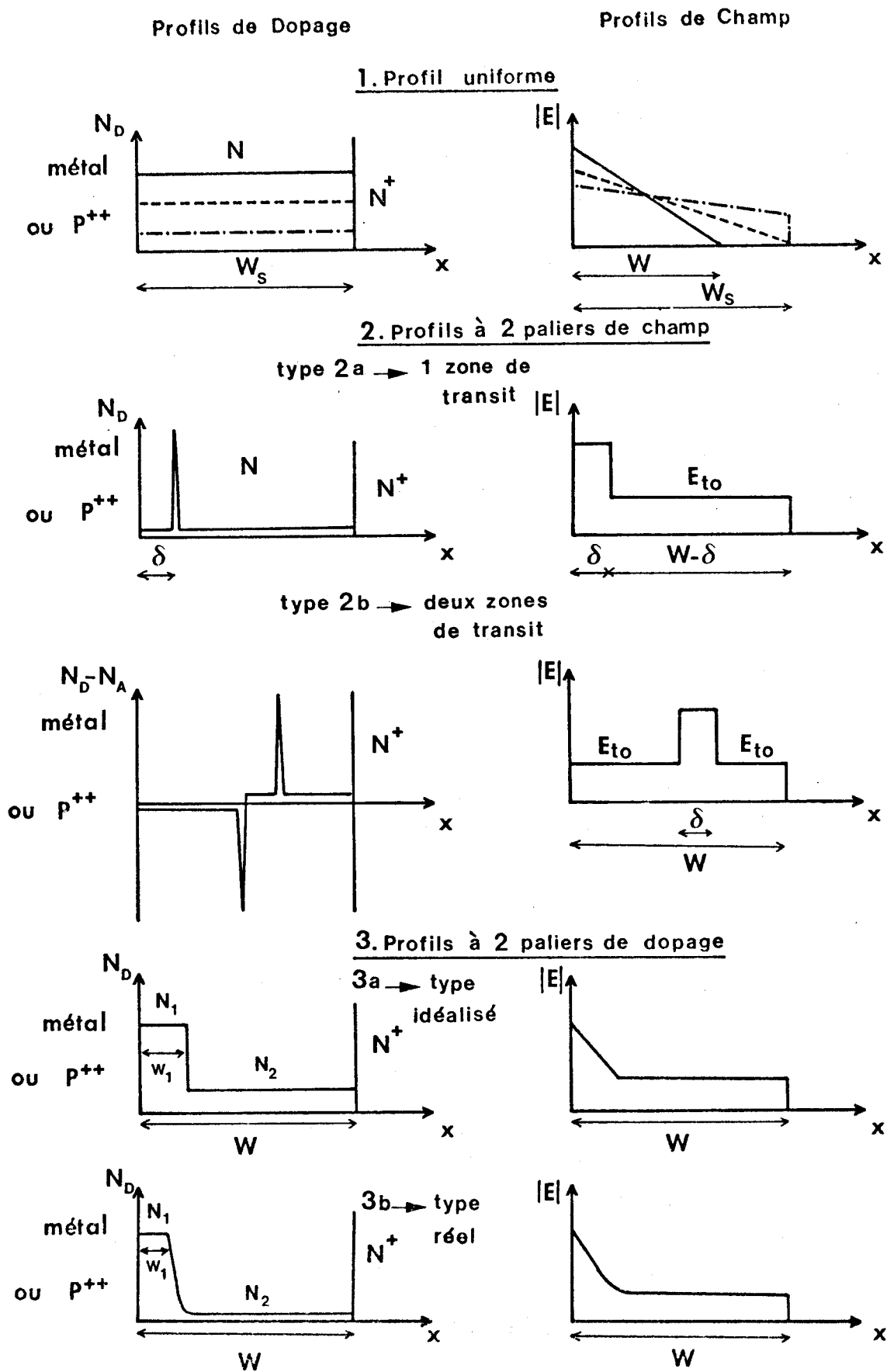


Figure I.5 : Profils de dopage et cartes du champ électrique des structures proposées en 1973



Le maximum sera obtenu en prenant un angle de transit θ égal à 2,3 radians ($0,74 \Pi$), c'est-à-dire $\theta = \frac{\omega (W - \delta)}{v} = 2,3$, ce qui impose le choix de $(W - \delta)$ si la fréquence est imposée.

Nous aurons alors :

$$\eta = 0,72 k \left(1 - \frac{V_a}{V_o}\right) \quad (8)$$

Pour obtenir des rendements importants, il faut donc diminuer le rapport $\frac{V_a}{V_o}$ et augmenter le coefficient k , donc rechercher les structures adéquates pour réaliser en même temps ces deux conditions.

II - TYPES DE STRUCTURES LES PLUS FAVORABLES A L'OBTENTION DE RENDEMENTS ELEVES

Notre premier objectif dans le cadre de ce travail a donc été de rechercher les structures favorables à l'obtention de hauts rendements et de procéder à une première évaluation des rendements susceptibles d'être obtenus. Ce travail a été effectué dès 1973 [1] et a fait l'objet d'une publication dans le J.A.P.. Les résultats de cette publication ont inspiré, au moins partiellement les réalisations qui ont amené les augmentations spectaculaires de rendement observées depuis quelques années. C'est pourquoi il nous a paru intéressant de résumer les caractéristiques essentielles des structures proposées et d'expliquer qualitativement les motifs qui nous les ont fait proposer.

La figure I.5 résume les caractéristiques des structures proposées. Ce sont :

- La structure à deux paliers de dopage (dite "High Low" [H.L] selon la terminologie anglosaxonne).
- La structure à deux paliers de champ (dite "Low High Low" [L.H.L]) qui est semblable à celle proposé par READ [2].

Pour ces types de structures, nous remplissons les conditions énoncées précédemment pour augmenter le rendement hyperfréquence. En effet, nous diminuons le rapport $\frac{V_a}{V_o}$ en diminuant sensiblement la tension V_a aux bornes de la zone d'émission car la zone où se produit le phénomène d'avalanche devient de plus en plus restreinte. D'autre part le champ électrique est sensiblement constant dans la zone de transit et toujours nettement supérieur au champ de seuil E_c . En conséquence, le champ hyperfréquence maximal que nous pourrions appliquer pourra être très voisin du champ continu, ce qui nous permettra d'obtenir des valeurs de k voisines de l'unité.

TYPE DE PROFIL	CARACTÉRISTIQUES DU PROFIL	CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT		PERFORMANCES	
		I_0 (mA)	V_F (VOLTS)	P_u (mW)	η_u (%)
1 - PROFIL UNIFORME (N_D CONSTANT)	$N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $W = 3,27 \text{ } \mu\text{m} = W_S$ $E_{\text{max}} = 4,7 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	60	70,4	700	16,6
2a - PROFIL A DEUX PALIERS DE CHAMP A UNE ZONE DE TRANSIT	$W = 3 \text{ } \mu\text{m}$ $\delta = 0,4 \text{ } \mu\text{m}$ $E_{\text{to}} = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ $E_{\text{max}} = 4,89 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	80	65,5	1 520	29
2b - PROFIL A DEUX PALIERS DE CHAMP A DEUX ZONES DE TRANSIT	$W = 6,2 \text{ } \mu\text{m}$ $\delta = 0,4 \text{ } \mu\text{m}$ $E_{\text{to}} = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ $E_{\text{max}} = 4,89 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	80	123	3 480	35,4
3a - PROFIL A DEUX PALIERS DE DOPAGE IDEALISE	$W = 3 \text{ } \mu\text{m}$ $W_1 = 0,65 \text{ } \mu\text{m}$ $N_1 = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $N_2 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $E_{\text{max}} = 5,95 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$	80	73,5	1 760	30
3b - PROFIL A DEUX PALIERS DE DOPAGE RÉEL	$W = 3 \text{ } \mu\text{m}$ $W_1 = 0,5 \text{ } \mu\text{m}$ $N_1 = 5,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ $N_2 = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ $E_{\text{max}} = 6,35 \times 10^5 \text{ V/cm}$	80	69	1 490	27

TABEAU I : CARACTÉRISTIQUES, CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT ET PERFORMANCES DES STRUCTURES DÉCRITES SUR LA FIGURE I.5



Il convient aussi de remarquer que, pour ces structures, la séparation de la zone désertée en deux zones distinctes se justifie tout à fait.

Une autre possibilité (illustrée également figure I.5) existe pour augmenter le rendement hyperfréquence : l'utilisation d'une diode à deux zones de transit (encore appelée "Double Drift Region" [D.D.R.]). En effet, pour ce type de structure, si la tension aux bornes de la zone d'avalanche V_a est sensiblement la même que dans le cas de la structure à une seule zone de transit ("Single Drift Region" [S.D.R.]), nous augmentons de façon importante la tension continue V_o : cette augmentation nous permettra donc de diminuer le rapport $\frac{V_a}{V_o}$ et nous étudierons dans le chapitre IV les avantages apportés par l'utilisation d'une diode à deux zones de transit.

Une première évaluation des performances présentées par les différentes structures représentées sur la figure I.5, utilisant des modèles relativement simplifiés nous a permis en 1973, d'obtenir les résultats reportés dans le tableau I. Les valeurs obtenues, et en particulier celles concernant les rendements hyperfréquences, nous ont parues suffisamment intéressantes pour procéder à une étude plus quantitative et plus approfondie.

En effet, dans la démonstration qui nous a permis de définir le rendement maximum d'une diode A.T.T. et d'aboutir aux structures différenciées proposées, nous avons négligé, de façon délibérée, de nombreux phénomènes physiques extrêmement importants (figure I.6) intervenant tant au niveau de la zone d'avalanche que de la zone de transit et qui peuvent modifier les performances. Ce sont :

- les interactions électron - électron
- la non localisation du taux d'ionisation
- l'influence d'un courant tunnel
- l'ionisation dans la zone de transit
- la modulation de la longueur de la zone désertée
- la variation de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique et en particulier, les phénomènes de transfert intervallée
- les phénomènes dus à la diffusion

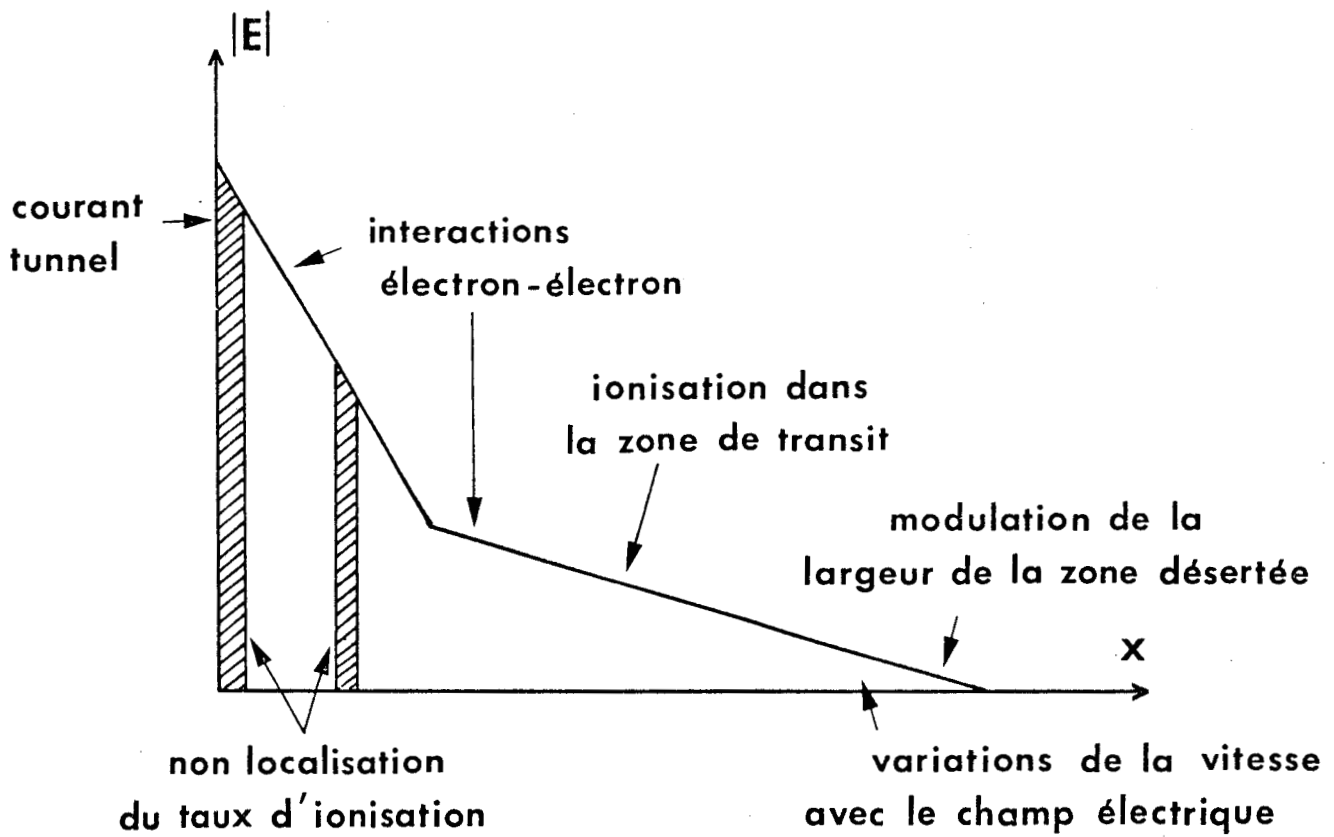


Figure I.6 : Principaux mécanismes physiques intervenant dans le fonctionnement d'une diode A.T.T.



En vue d'optimiser un composant de type A.T.T., il est nécessaire et indispensable de tenir compte de façon complète de l'ensemble de ces phénomènes : il nous a donc paru intéressant d'entreprendre une étude numérique plus exacte : en particulier, étant donné le rôle considérable joué par les phénomènes de transfert électronique (que nous étudierons plus particulièrement au chapitre III), notre effort a porté sur les méthodes numériques tenant compte le mieux possible de cet effet.

III - ETUDE NUMERIQUE

Au début de cette étude, nous disposions de programmes numériques simples mis au point au laboratoire : certains d'entre eux permettaient une étude statique [3] des diodes A.T.T. (détermination de la tension d'avalanche V_A , de la caractéristique $I = f(V)$, de la résistance de charge d'espace R_C , de la capacité à l'avalanche, etc...), d'autres une étude dynamique simplifiée en grands et petits signaux (détermination de la puissance, du rendement, de l'impédance).

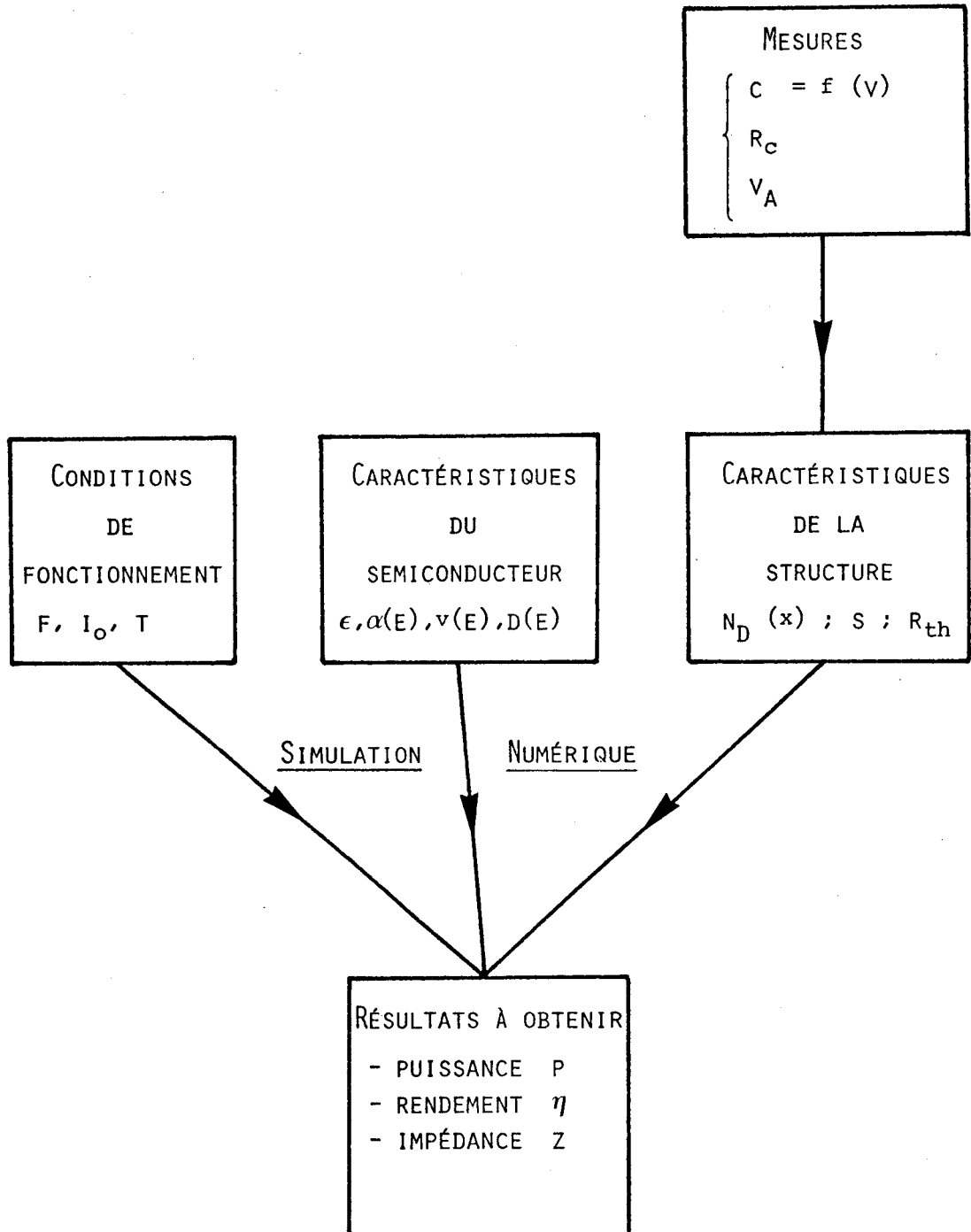
A cette époque également, ALLAMANDO [4] a mis au point un programme général permettant de traiter rigoureusement les équations de transport dans la partie en avalanche d'un semiconducteur. Cette importante amélioration (par rapport aux programmes précédents) a permis de tenir compte de certains mécanismes physiques qui ne pouvaient que difficilement être pris en compte auparavant. En particulier, nous avons pu étudier l'influence

- des interactions électron - électron
- de la non localisation du taux d'ionisation
- de l'inégalité des taux d'ionisation
- de la non uniformité du champ électrique

et les résultats de cette étude seront exposés au chapitre II.

Ce programme présente cependant un inconvénient majeur : il nécessite beaucoup de temps calcul. Afin de palier cet inconvénient, nous avons mis au point en collaboration avec LEFEBVRE un programme plus rapide et plus simple qui permet de faire intervenir de la façon la plus exacte possible les phénomènes de transfert électronique. Le problème à résoudre (illustré tableau II) était le suivant : connaissant le profil de concentration en impuretés $N_D(x)$, la surface S de la diode, le courant de polarisation I_0 et la température de fonctionnement T (que nous pouvons maintenir constante ou faire varier en tenant compte de

TABLEAU II



la puissance continue appliquée à la diode), il nous faut obtenir la puissance et le rendement hyperfréquences délivrés par la diode à la fréquence de travail. Pour atteindre ce but, nous avons utilisé un modèle unidimensionnel à deux zones séparées : une zone d'avalanche d'épaisseur δ et une zone de transit de longueur $W - \delta$. Le traitement de la zone d'avalanche est effectué en généralisant l'équation de READ et nous rappellerons rapidement la méthode utilisée que nous avons publiée il y a plusieurs années. Le traitement de la zone de transit s'effectue en utilisant une méthode plus récente que nous décrirons donc plus longuement.

III-1 Traitement de la zone d'avalanche

Avant de rappeler le principe du traitement de cette zone, il convient tout d'abord de déterminer la valeur de la largeur de la zone d'émission δ qui sera utilisée dans le procédé de calcul. La détermination de δ est obtenue à partir d'un programme statique que nous avons mis au point au cours d'un travail précédent [5].

A partir d'un profil de dopage donné, nous calculons la caractéristique inverse $I = f(V)$. Nous pouvons alors déterminer la résistance de charge d'espace $R_c = \left(\frac{dI}{dV}\right)^{-1}$ et en déduire la valeur de δ à partir de la relation bien connue [6]

$$R_c \neq \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v_n S} \quad (9)$$

S est la section de la diode

ϵ est la constante diélectrique du matériau étudié

($\epsilon = 1,11 \cdot 10^{-12}$ F/cm pour l'arséniure de gallium).

Le traitement de la zone d'avalanche est classique : la relation entre le champ $E_a(t)$ et le courant de conduction $I_{ca}(t)$ dans la zone d'émission est obtenue par l'équation de READ.

$$\tau_i \frac{d I_{ca}(t)}{dt} = \left\{ \int_0^{\delta} \alpha [E_a(t + \tau_\gamma)] dx - 1 \right\} I_{ca}(t) + I_s(t) \quad (10)$$

$E_a(t)$ est le champ électrique dont l'évolution temporelle est généralement la suivante :

$$E_a(t) = E_0 + E_1 \sin(\omega t + \psi_1) + E_2 \sin(2\omega t + \psi_2) \quad (11)$$

τ_i temps de montée intrinsèque de l'avalanche
 τ_γ coefficient qui tient compte du transit des porteurs dans la zone d'avalanche et de la réaction de charge d'espace

$I_s(t)$ peut représenter :

- soit un courant thermoionique classique
- soit un courant de tunnel pur ou assisté thermiquement
- soit un courant qui traduit l'existence éventuelle d'une ionisation dans la zone de transit
- soit un courant de saturation.

La résolution de cette équation est obtenue après sa mise sous la forme d'une équation aux différences finies.

La détermination des coefficients τ_i et τ_γ est obtenue par comparaison de l'évolution temporelle du courant $I_{ca}(t)$ obtenue à partir de la résolution de l'équation de READ à celle donnée par le programme général d'ALLAMANDO : nous ajustons ces coefficients afin d'obtenir pour un même champ hyperfréquence imposé des évolutions pratiquement identiques du courant $I_{ca}(t)$. Ce procédé peut être utilisé assez facilement, car les valeurs de τ_i et τ_γ ne dépendent que très peu du champ hyperfréquence appliqué [4]

III-2 Traitement de la zone de transit

Nous étudions maintenant le traitement utilisé pour la zone de transit. La méthode que nous allons décrire n'est utilisable que si la structure ne contient qu'un seul type de porteurs (électron dans notre cas). Elle a été inspirée par les travaux de MIRCEA [7] qui ont été adaptés à notre problème.

III-2-1 équations fondamentales

Nous connaissons l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$ ainsi que celle du champ électrique $E_a(t)$ (relation 11) à l'entrée de la zone de transit (qui correspond également à l'extrémité de la zone d'avalanche). Les équations fondamentales suivantes nous permettent le calcul de la configuration spatiale du champ électrique dans la zone de transit pour chaque instant t :

- l'équation de POISSON

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = - \frac{q}{\epsilon} [N_D(x) - n(x,t)] \quad (12)$$

- l'équation de conservation de la densité du courant total :

$$J_T(t) = J_n(x,t) + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (13)$$

où $J_n(x,t)$ représente la densité du courant de conduction

$$J_n(x,t) = q n(x,t) v [E(x,t)] - q D [E(x,t)] \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \quad (14)$$

et $\epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$ est la densité du courant de déplacement.

Dans les équations (12) et (13), nous éliminons $n(x,t)$ et $J_n(x,t)$ pour ne garder que le champ électrique (12) $\Rightarrow n(x,t) = N_D(x) + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial E(x,t)}{\partial x}$ d'où

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} = \frac{d N_D(x)}{dx} + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2}$$

Nous obtenons alors :

$$J_T(t) = q \cdot v [E(x,t)] \left[N_D(x) + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} \right] - q \cdot D [E(x,t)] \cdot \left[\frac{d N_D(x)}{dx} + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} \right] + \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (15)$$

Rappelons que $J_T(t)$ peut être connu rapidement à partir de l'équation (13) avec $J_n(0,t) = \frac{I_{ca}(t)}{S}$

III-2-2 Algorithme de calcul

L'équation (15) est une équation non linéaire aux dérivées partielles où la seule inconnue est le champ électrique $E(x,t)$. Nous mettons cette équation sous la forme d'une équation aux différences finies.

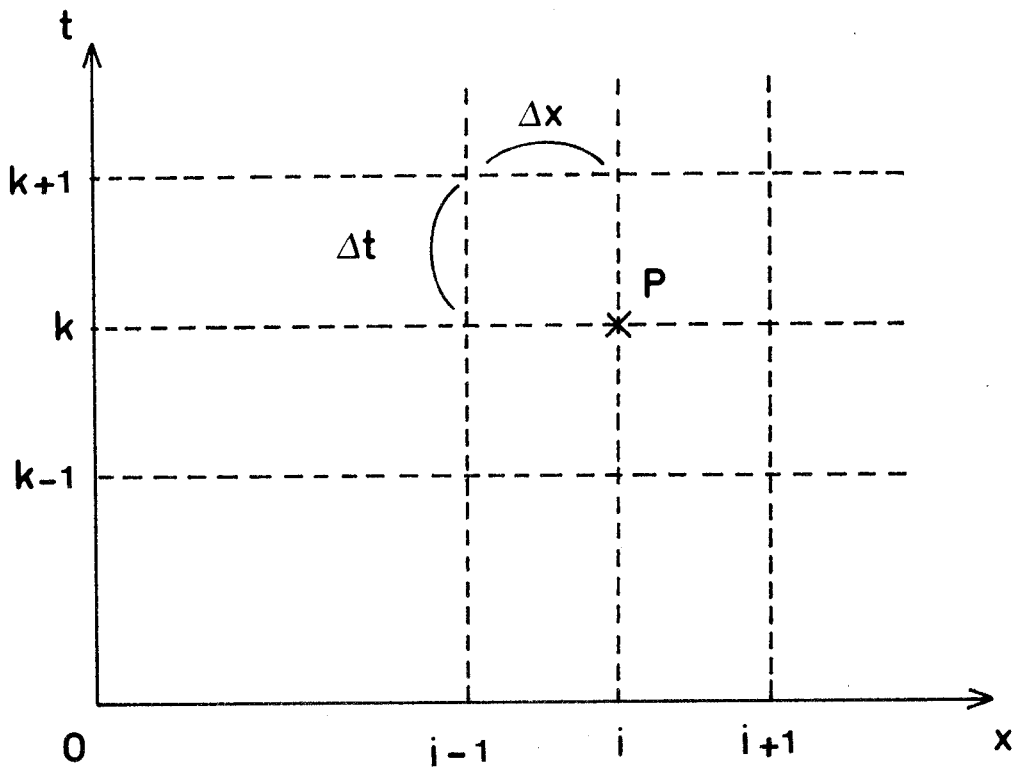
Pour cela, nous divisons l'espace (x,t) en M éléments Δx et N éléments Δt .

A l'instant $t = k \Delta t$ et à l'abscisse $x = i \Delta x$ (point P), nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{E_{i+1}^k - E_{i-1}^k}{2 \Delta x} \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} = \frac{E_{i+1}^k - 2 E_i^k + E_{i-1}^k}{\Delta x^2} \quad (17)$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = \frac{E_i^k - E_i^{k-1}}{\Delta t} \quad (18)$$



L'équation (15) s'écrit alors :

$$J_T^k = q \cdot v (E_i^k) \left[N_{Di} + \frac{\epsilon}{q} \left(\frac{E_{i+1}^k - E_{i-1}^k}{2 \Delta x} \right) \right] + \epsilon \left(\frac{E_i^k - E_i^{k-1}}{\Delta t} \right) - q D (E_i^k) \left[\frac{N_{Di} - N_{Di-1}}{\Delta x} + \frac{\epsilon}{q} \left(\frac{E_{i+1}^k - 2 E_i^k + E_{i-1}^k}{\Delta x^2} \right) \right] \quad (19)$$



Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître la vitesse $v (E_i^k)$ et le coefficient de diffusion $D (E_i^k)$ à l'instant t et en chaque point x . Or la valeur du champ électrique E_i^k à l'instant t est justement celle que nous calculons : il faut donc appliquer une procédure itérative. Il est cependant possible de simplifier et d'accélérer le calcul en renonçant aux itérations. Nous posons :

$$\begin{cases} v (E_i^k) \neq v (E_i^{k-1}) \\ D (E_i^k) \neq D (E_i^{k-1}) \end{cases}$$

ce qui est une bonne approximation et qui représente une perte de précision souvent insignifiante, mais un gain en temps calcul important. L'équation (19) peut alors être mise sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} T_{ij}^{k-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta_i^{k-1} \end{bmatrix} \tag{20}$$

Les calculs détaillés ainsi que la technique de résolution sont donnés dans l'annexe I.

III-2-3 Conditions aux limites et conditions de

stabilité

Le système décrit par l'équation (20) est un système de M équations linéaires comportant $(M + 2)$ inconnues : il faut donc fixer les conditions aux limites, c'est-à-dire préciser les valeurs du champ électrique à l'entrée ($i = 0$) et à la sortie de la zone de transit ($i = M + 1$). Nous avons choisi les valeurs suivantes :

- condition initiale donnée par le champ à l'entrée de la zone de transit (relation (11))
- condition finale donnée par la valeur du champ résiduel* soit :

$$E_{m+1} = E_s (t) = \frac{J_T (t)}{q N_D \mu_n}$$

*Certains auteurs prennent comme condition finale $E_{M+1} = E_M$, c'est-à-dire : $\frac{\partial E (x, t)}{\partial x} = 0$

dx 10^{-5} cm	0,5	0,5	0,5	0,25
dt 10^{-13} s	0,42	0,83	1,67	1,67
dx/dt 10^7 cm.s ⁻¹	12	6	3	1,5
η_e %	48,26	48,25	48,05	47,79
P_e mW	2315	2318	2309	2297
R_d Ω	8,91	8,91	8,88	8,83
X_d Ω	40,63	41,71	40,76	40,82

TABLEAU III



Nous négligeons le courant de déplacement : cette approximation est largement justifiée car nous supposons que le substrat est très dopé.

N_D est la concentration en impuretés du substrat au bout de la zone de transit.

La matrice $\begin{bmatrix} T_{ij}^k \end{bmatrix}$ est une matrice tridiagonale qui sera résolue par la méthode de CHOLEWSKI [8] encore appelée méthode du "double balayage". Celle-ci est également décrite dans l'annexe I.

L'équation (20) est une formulation explicite dans le temps, ce qui suppose des conditions de stabilité auxquelles doit satisfaire cette équation. Ce sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t \leq \min \left\{ \frac{\Delta x^2}{2D} ; \frac{2D}{x^2} \right\} \\ \Delta t \leq \rho \epsilon \text{ temps de relaxation diélectrique} \end{array} \right.$$

Nous nous sommes donc efforcés de remplir ces conditions de stabilité et nous avons essayé de vérifier la précision du programme numérique utilisé. Dans ce but, nous avons fait varier systématiquement le pas d'intégration sur le temps Δt et sur l'espace Δx afin de trouver le couple de valeurs $(\Delta t, \Delta x)$ permettant les calculs les plus rapides tout en remplissant les conditions de stabilité. Un exemple des résultats obtenus est résumé dans le tableau III : nous remarquons que pour les valeurs de Δt et Δx choisies, les résultats obtenus sur la puissance et l'impédance présentée par la diode (voir § III-2-4) sont pratiquement les mêmes.

III-2-4 Résultats obtenus

Le programme numérique permet d'obtenir à chaque instant t pour un champ $E_a(t)$ donné par l'équation (11)

- la carte du champ électrique dans l'échantillon
- la répartition des porteurs
- la tension aux bornes de la diode

Comme nous connaissons le courant total $I(t)$, nous pouvons calculer, par transformation de FOURIER à la fréquence fondamentale et aux différents harmoniques :

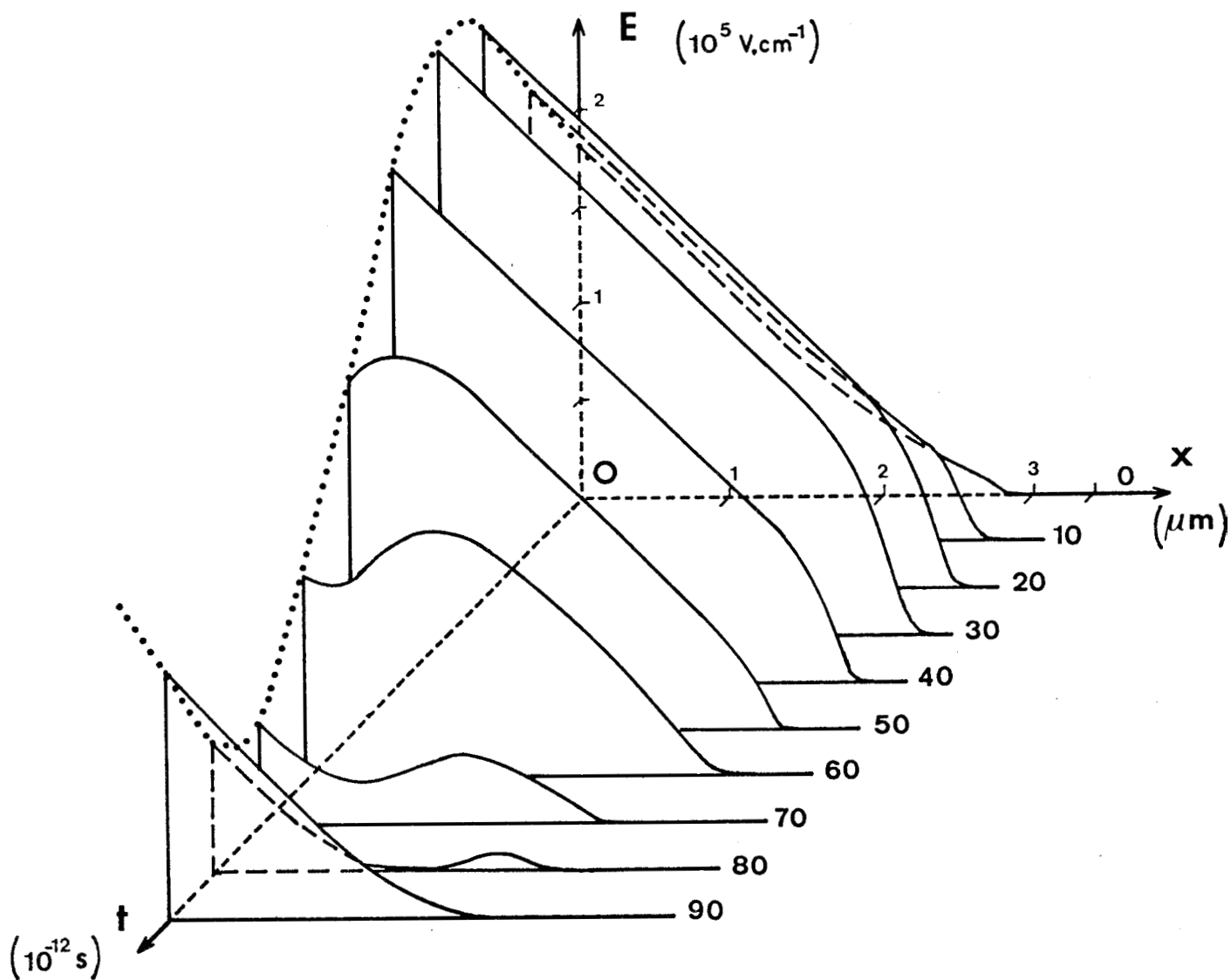


Figure I.7 : Variation temporelle du champ électrique (pour le rendement maximum) dans la zone de transit d'une diode dont les caractéristiques sont les suivantes : $F = 10 \text{ GHz}$; $I_0 = 125 \text{ mA}$; $T = 473 \text{ }^\circ\text{K}$; $W = 2,6 \text{ } \mu\text{m}$; $\delta = 0,15 \text{ } \mu\text{m}$; $N_2 = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; $S = 10 \text{ } 000 \text{ } \mu\text{m}^2$.

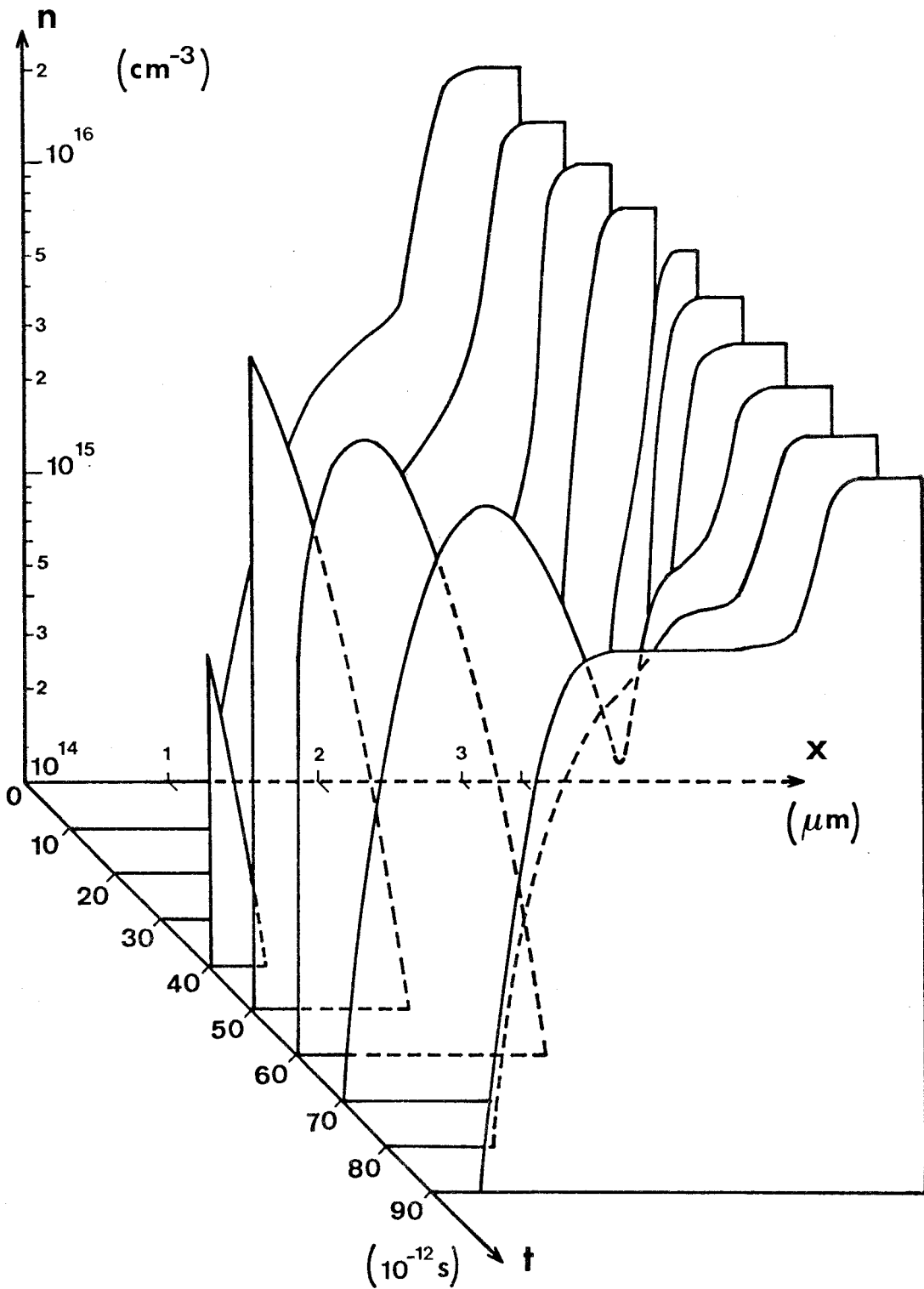


Figure I.8 : Variation temporelle de la concentration n des électrons dans la zone de transit de la diode définie précédemment (rendement maximum)



V_{HF} (volts)	η (%)	P (mW)	R_D (Ω)	X_D (Ω)
26,2	37,0	1 720	- 8,69	- 40,46
27,3	37,4	1 748	- 7,97	- 40,12
28,4	37,3	1 756	- 7,26	- 39,74
29,4	36,8	1 745	- 6,58	- 39,36

TABEAU IV : EXEMPLE DE RÉSULTATS OBTENUS EN CE
 QUI CONCERNE LES PERFORMANCES
 (PUISSANCE ET RENDEMENT) ET L'IMPÉDANCE
 POUR UNE DIODE DONT LES CARACTÉRISTIQUES
 SONT DÉFINIES FIGURE I.7



- l'impédance Z de l'échantillon ($Z = R + jX$)
- la puissance P délivrée par la diode

à toutes les fréquences

- le rendement hyperfréquence susceptible d'être obtenu à ces fréquences.

En pratique, l'expression de $E_a(t)$ n'est bien sûr pas choisie quelconque, mais obtenue par itérations successives de façon que :

- la tension V_{HF} aux bornes de la diode soit sinusoïdale : c'est en effet les conditions habituelles de fonctionnement d'un oscillateur dans le domaine des hyperfréquences

- le courant continu de polarisation I_0 reste constant*.

Dans ces conditions, la puissance délivrée aux autres fréquences est pratiquement négligeable et le programme de simulation numérique nous donne donc, en fonction de la tension V_{HF} , les impédances et les puissances pour un courant continu de polarisation I_0 donné.

Nous donnons sur les figures I.7 et I.8 et dans le tableau IV quelques exemples des résultats obtenus. Cette étude numérique qui nous permet de déterminer les performances susceptibles d'être obtenues par une diode A.T.T., ne sera possible que dans la mesure où nous connaissons de manière suffisamment précise les principaux paramètres caractéristiques du matériau (l'arséniure de gallium dans notre cas) qui interviennent dans les équations (10) et (15), c'est-à-dire :

- le taux d'ionisation des électrons et des trous
- la vitesse des porteurs
- les coefficients de diffusion

En effet, il est nécessaire de pouvoir donner une loi de variation aussi exacte que possible de ces paramètres, non seulement avec le champ électrique mais aussi en fonction de la température du composant dont la plage de variation est généralement comprise entre 20°C et 250°C.

*En effet, l'alimentation des diodes à avalanche se fait généralement à courant constant. En conséquence, le champ E_0 est constamment ajusté de façon que I_0 reste constant et égal à la valeur affichée.

IV - PARAMETRES CARACTERISTIQUES DU MATERIAU

Au début de notre étude, nous avons été confronté à un double problème : afin de pouvoir vérifier la validité des paramètres caractéristiques du matériau introduits dans les modèles, il était nécessaire d'effectuer une comparaison théorie - expérience aussi complète que possible non seulement au niveau de la puissance hyperfréquence émise, mais encore sur les impédances et aussi sur les grandeurs électriques telles que la tension d'avalanche V_A et la résistance de charge d'espace R_C . Or la détermination théorique de ces grandeurs suppose la connaissance aussi précise que possible des caractéristiques technologiques de la structure telles que dimensions géométriques des échantillons étudiés, valeurs des concentrations en impuretés. La résolution du problème posé a fait l'objet d'un travail précédent [5] au cours duquel nous avons donné une première estimation des paramètres physiques du matériau (taux d'ionisation et vitesses des porteurs). Puis l'accumulation des résultats expérimentaux (portant sur 300 échantillons provenant de 40 épitaxies différentes) nous a permis d'ajuster la valeur de ces paramètres. Nous nous proposons maintenant de présenter les résultats obtenus et de les comparer aux différents autres travaux traitant du même sujet.

IV-1 Taux d'ionisation

Pour l'arséniure de gallium, il est généralement admis que les taux d'ionisation des électrons et des trous sont égaux. L'expression analytique employées est la suivante :

$$\alpha_n = \alpha_p = a \cdot \exp \left[- \frac{b}{E} \right]^m \quad (21)$$

De nombreux travaux relatifs à l'étude des taux d'ionisation et donnant la valeur des différents paramètres a , b et m ont été publiés [9,17]. Nous en avons résumés les principaux dans le tableau V. Il faut cependant remarquer que STILLMAN & al dans une publication récente [16] ont montré que, pour les valeurs peu élevées du champ électrique ($E \leq 3,3 \cdot 10^5$ V/cm) le taux d'ionisation des trous doit être supérieur à celui des électrons ($\alpha_p > \alpha_n$). Plus récemment encore, certains auteurs ont étudié l'évolution du taux d'ionisation d'une part avec l'orientation du cristal [18]

$\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ $\alpha_n \neq \alpha_p$

$\alpha = a \text{ EXP } \left(- \frac{b}{E} \right)^m$						RÉFÉRENCES
a (cm ⁻¹)		b (V/cm)		m		
1,34 10 ⁶		2,03 10 ⁶		2		LOGAN & AL [9]
3,5 10 ⁶		6,85 10 ⁵		2		LOGAN & SZE [10]
1,0 10 ⁶		1,72 10 ⁶		1		KRESSEL & KUPSKY [11]
2,0 10 ⁵		5,5 10 ⁶		2		HALL & LECK [12]
4,0 10 ⁶		2,1 10 ⁶		1		CHANG & SZE [13]
3,7 10 ⁶		7,2 10 ⁵		2		SHABDE & YEH [14]
1,18 10 ⁵		5,55 10 ⁵		2		SALMER & AL [1]
1,54 10 ⁵		5,85 10 ⁵		2		STATZ, HAUSS & PUCEL [15]
a _n (cm ⁻¹)	b _n (V/cm)	a _p (cm ⁻¹)	b _p (V/cm)	m _n	m _p	
1,2 10 ⁷	2,3 10 ⁶	3,6 10 ⁸	2,9 10 ⁶	1	1	STILLMAN & AL [16]
5,6 10 ⁶	2,4110 ⁶	1,5 10 ⁶	1,5710 ⁶	1	1	MASANORI & AL [17]

TABLEAU V : RÉSUMÉ DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES UTILISÉS POUR LE CALCUL DU TAUX D'IONISATION PAR DIFFÉRENTS AUTEURS



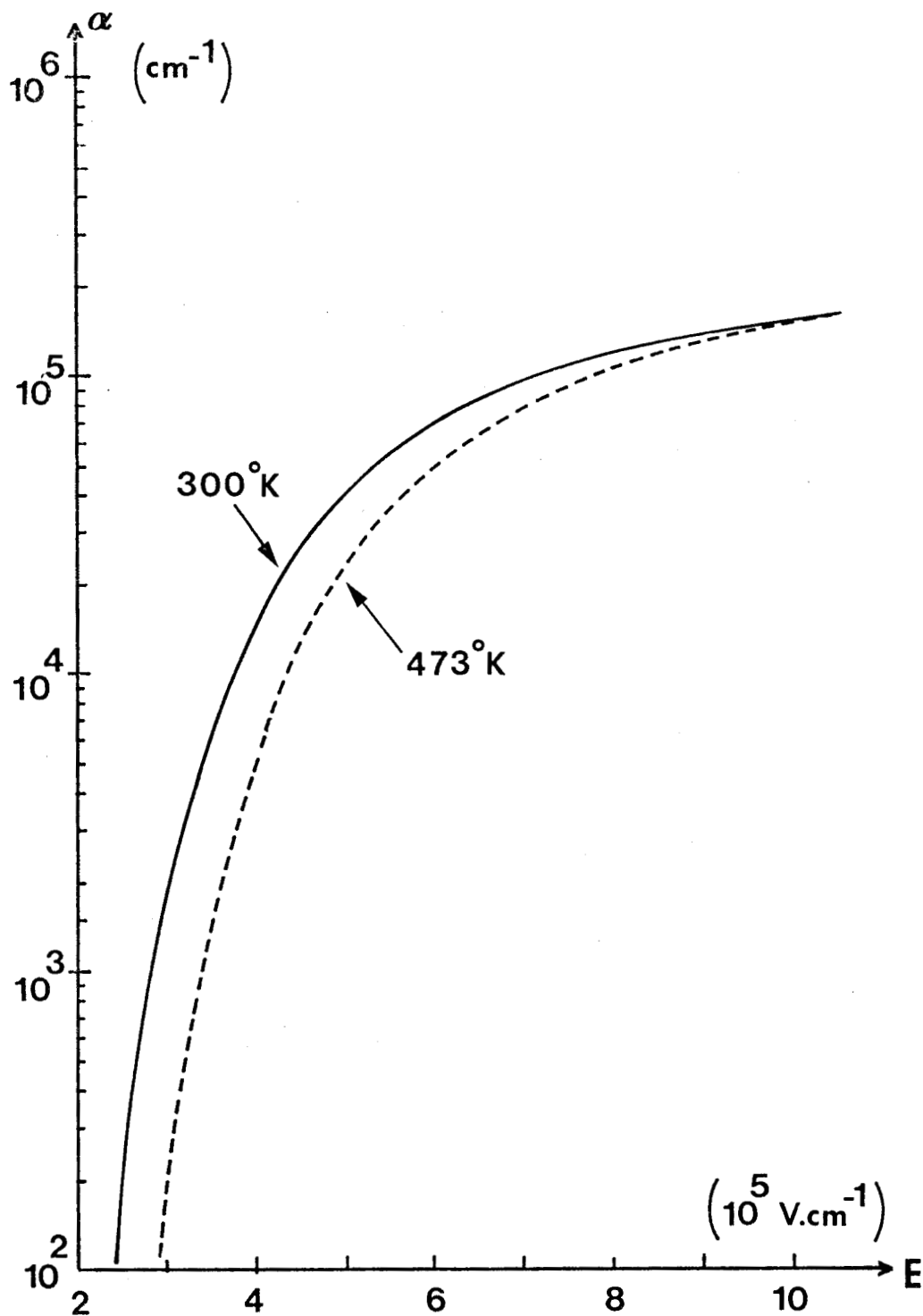


Figure I.9 : Variation du taux d'ionisation α en fonction du champ électrique E obtenue en utilisant les données du tableau VI



et d'autre part avec la concentration en impuretés des échantillons [19]. Les résultats de ces différents travaux ne permettent pas de trancher nettement pour ou contre l'égalité des taux d'ionisation. Pour notre part, nous avons adopté l'hypothèse la plus couramment admise, c'est-à-dire l'égalité des taux d'ionisation. Les valeurs que nous utilisons actuellement sont résumées dans le tableau VI et les courbes correspondantes $[\alpha_n = f(E)]$ représentées sur la figure I.9. Ces valeurs ont été inspirées des travaux de OKUTO & CROWELL [20]. Il faut aussi noter que le fait d'utiliser l'hypothèse de STILLMAN pour calculer les grandeurs telles que la tension d'avalanche V_A et la résistance de charge d'espace R_C n'apporte pas, dans les cas étudiés, de grosses différences par rapport aux résultats obtenus avec les valeurs que nous utilisons.

Pour accéder aux performances des diodes à avalanche en fonctionnement, il a fallu trouver une loi simple permettant de rendre compte de la variation des taux d'ionisation avec la température. Dans une première étape, nous avons défini la valeur des taux d'ionisation à 473°K (température souvent atteinte par les échantillons au début de notre étude). Puis en utilisant les nombreux résultats expérimentaux, nous avons défini les lois suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \text{avec} \quad a_n(T) = a_n(T_0) [1 + da_n(T - T_0)] \\ \quad \quad a_n(T_0) = 2,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} ; da_n = 15,0 \cdot 10^{-4} (\text{°K})^{-1} \\ \text{avec} \quad b_n(T) = b_n(T_0) [1 + db_n(T - T_0)] \\ \quad \quad b_n(T_0) = 6,7 \cdot 10^5 \text{ V/cm} ; db_n = 11,2 \cdot 10^{-4} (\text{°K})^{-1} \end{array} \right\} (22)$$

T_0 est la température ambiante ($T_0 = 300^\circ\text{K}$).

Les travaux relatifs à l'évolution du taux d'ionisation avec la température sont peu nombreux : nous citerons ceux de MARS [21] et surtout ceux de HALL & LECK [22].

La comparaison des différentes valeurs obtenues pour les coefficients da_n et db_n est donnée dans le tableau VII : nous constatons un assez bon accord pour chacun des deux coefficients entre les valeurs de ces auteurs et les nôtres.

$$\alpha_n = \alpha_p = a \cdot \exp\left[-\left(\frac{b}{E}\right)^m\right]$$

	300 °K	473 °K
a (cm ⁻¹)	2,5 10 ⁵	3,15 10 ⁵
b (V.cm ⁻¹)	6,7 10 ⁵	8,0 10 ⁵
m	2	2

TABLEAU VI : VALEUR DES PARAMÈTRES UTILISÉS POUR LE TAUX D'IONISATION DANS NOTRE SIMULATION NUMÉRIQUE

$$\begin{cases} \alpha_n(T) = \alpha_n(T_0) [1 + d\alpha_n(T - T_0)] \\ b_n(T) = b_n(T_0) [1 + db_n(T - T_0)] \end{cases}$$

$$T_0 = 300 \text{ °K}$$

	HALL & LECK [22]		MARS [21]	Nos Travaux
	Exp.	Théor.		
d α_n 10 ⁻⁴ (°K) ⁻¹	7 ± 3	≤ 15,4	17,1	15,0
d b_n 10 ⁻⁴ (°K) ⁻¹	12 ± 4	10,5	11,4	11,2

TABLEAU VII : VARIATION AVEC LA TEMPÉRATURE DES PARAMÈTRES INTERVENANT DANS LE CALCUL DU TAUX D'IONISATION



IV-2 Vitesse des porteurs (électrons)

De nombreux auteurs [23-35] ont étudié tant d'un point de vue théorique qu'expérimental la caractéristique statique $v_n = f(E)$, pour les électrons dans l'arséniure de gallium. Cet intérêt est motivé par la forme spécifique de cette courbe qui présente, pour une gamme donnée de champs électriques, une mobilité différentielle négative.

Avant de donner l'expression analytique qui traduit le mieux possible cette courbe $v_n = f(E)$, rappelons rapidement le mécanisme qui permet d'expliquer la particularité de cette courbe.

IV-2-1 Le transfert électronique

Nous avons représenté sur la figure I.10 la structure de bande de l'arséniure de gallium. La bande de conduction présente plusieurs minima ou "vallées" dont une principale (située le plus bas en énergie) abritant des états électroniques à faible masse (donc à forte mobilité) et six secondaires équivalentes entre elles (deux seulement sont représentées sur la figure) dans lesquelles les électrons ont une masse effective 16 fois plus grande, donc une plus faible mobilité.

A l'équilibre (en l'absence de champ électrique) tous les électrons se trouvent dans la vallée principale dont ils occupent les niveaux les plus bas (l'écart énergétique $\Delta E = 0,36$ eV entre les deux types de vallées est plus grand que l'énergie d'agitation thermique)*.

En présence de champ électrique, les électrons sont accélérés et leur énergie augmente. Lorsqu'elle approche de l'écart ΔE , cet électron a de fortes chances d'être envoyé par une collision dans un état appartenant à l'une des vallées secondaires. Ce mécanisme de transfert est extrêmement efficace à cause du grand nombre d'états électroniques disponibles dans les vallées secondaires.

* Récemment LITTLEJOHN & al [36] ont utilisé un modèle avec trois vallées pour étudier la caractéristique $v = f(E)$ pour le GaAs. Des calculs effectués au laboratoire ont montré que l'allure générale de la caractéristique $v = f(E)$ est peu modifiée par l'utilisation du modèle à trois vallées : nous observons une légère diminution de la valeur du maximum v_{pic} et une valeur un peu plus forte pour la vitesse de saturation v_s .

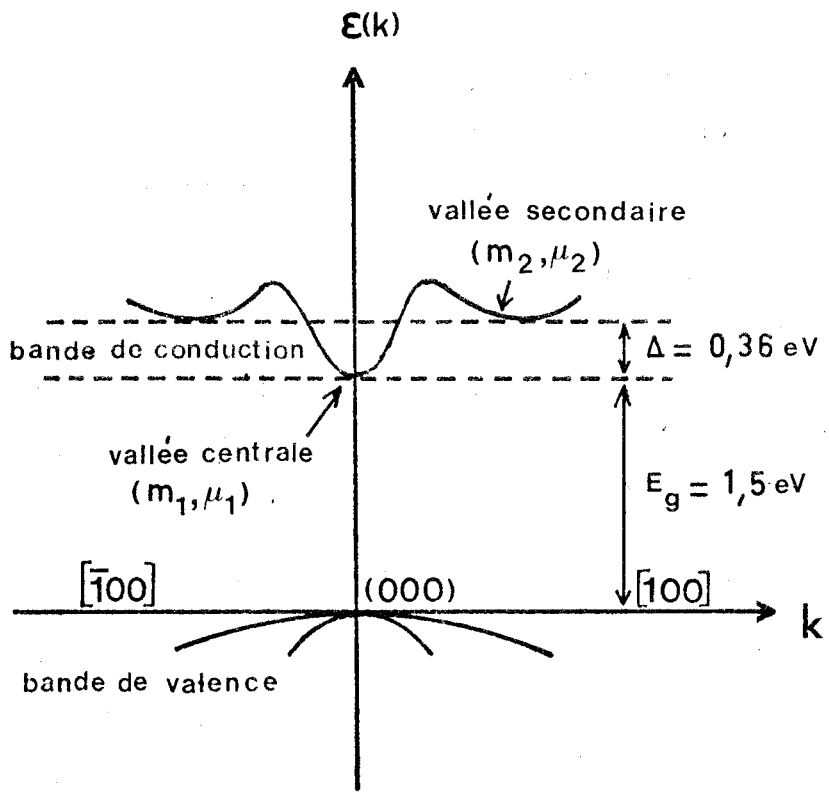


Figure I.10 : Structure de bande de l'arséniure de gallium

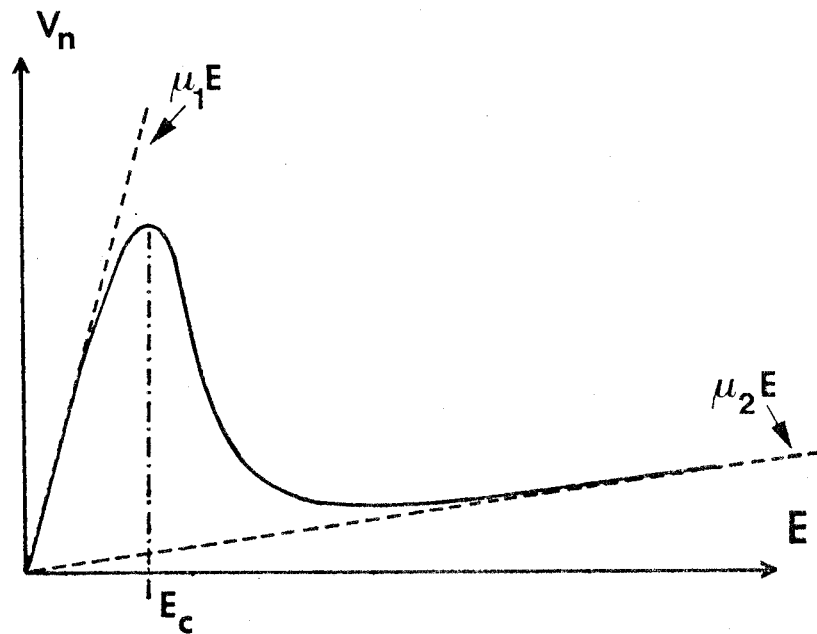


Figure I.11 : Courbe $v_n = f(E)$ schématisée obtenue à partir de l'étude du transfert intervallée

C'est ce phénomène de transfert intervallée qui produit une mobilité différentielle négative. Soient n_1 le nombre d'électrons de la vallée centrale et μ_1 leur mobilité, n_2 le nombre d'électrons des vallées secondaires et μ_2 leur mobilité. La mobilité moyenne des électrons s'écrit alors :

$$\langle \mu \rangle = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n}$$

avec $n = n_1 + n_2$ nombre total d'électrons.

Pour les faibles valeurs du champ électrique, la quasi totalité des électrons est dans la vallée principale et nous avons $\langle \mu \rangle \neq \mu_1$.

Au contraire, pour les champs élevés, les électrons sont, en grande majorité, dans les vallées secondaires et $\langle \mu \rangle \neq \mu_2$.

Pour les valeurs intermédiaires du champ électrique, nous obtenons une mobilité intermédiaire entre μ_1 et μ_2 .

Nous obtenons la courbe $v_n = f(E)$ schématisée sur la figure I.11 : nous constatons que cette courbe présente un maximum qui se situe pour une valeur du champ électrique que nous appellerons champ de seuil E_c . La courbe est croissante pour les champs plus faibles et décroissante pour les champs élevés et nous notons qu'il existe une zone où la mobilité différentielle est négative. Pour les besoins de l'étude numérique, il est souhaitable de disposer d'une expression analytique assez simple de cette courbe $v = f(E)$.

IV-2-2 La caractéristique $v = f(E)$

Nous avons représenté sur la figure I.12 les variations de la caractéristique $v_n = f(E)$ données par différents auteurs : nous constatons que le maximum est obtenu pour une valeur pratiquement identique du champ électrique, mais que l'amplitude de ce maximum est assez variable selon les auteurs

Pour notre étude, nous avons choisi une formule analytique proposée par H.W. THIM [37] (figure I.13) :

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E + v_{ns} \left(\frac{E}{E_c}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad (23)$$

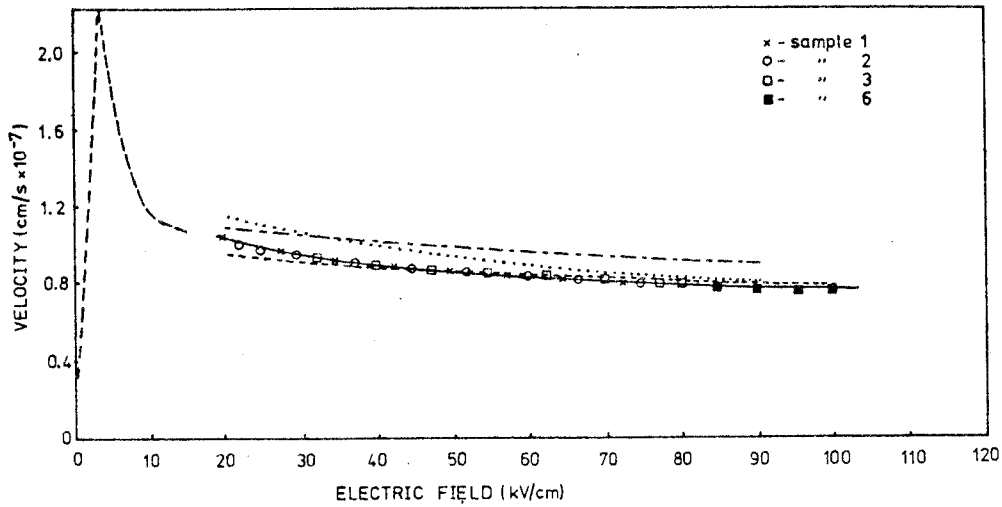
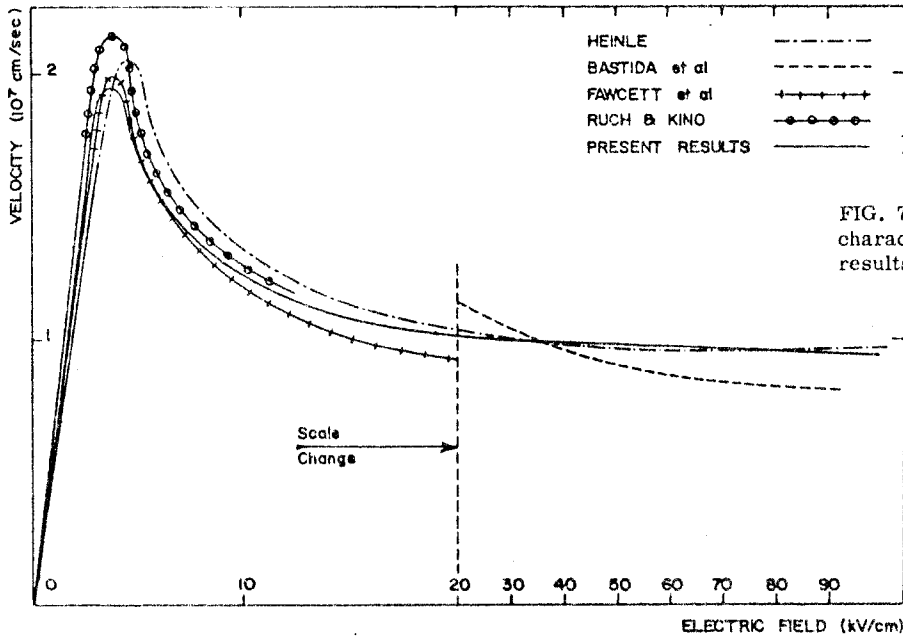


Fig. 8. Velocity field characteristic of GaAs at 300°K: (—) Ruch and Kino (---) Riginos (.....) Bastida et al. (- - - -) Pokorny and Jelinek (—) Present results.

Houston & Evans [29]



Riginos [28]

FIG. 7. Experimental velocity-field characteristic of GaAs compared to the results of other workers.

- a) Ruch & Kino
- b) Butcher & Fawcett
- c) Braslau & Hauge
- d) Gunn & Elliot
- e) Cohen

d'après G.H. GLOVER [27]

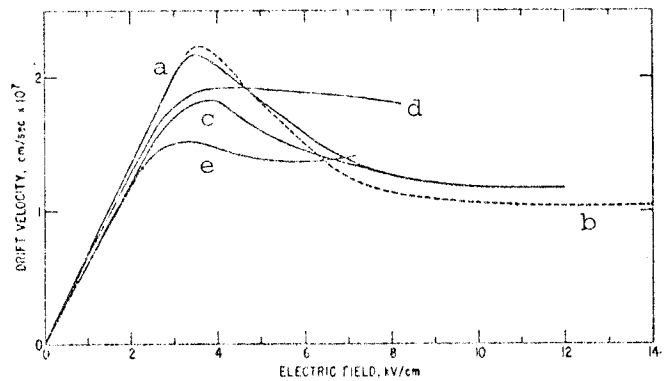


Fig. 1 Calculated (dashed lines) and measured drift velocity-field characteristics for electrons in GaAs. Numbers refer to literature references. Note the large range in peak-to-valley ratio and mobilities.



Figure I.12 : Variation de la vitesse v_n en fonction du champ électrique d'après différents auteurs

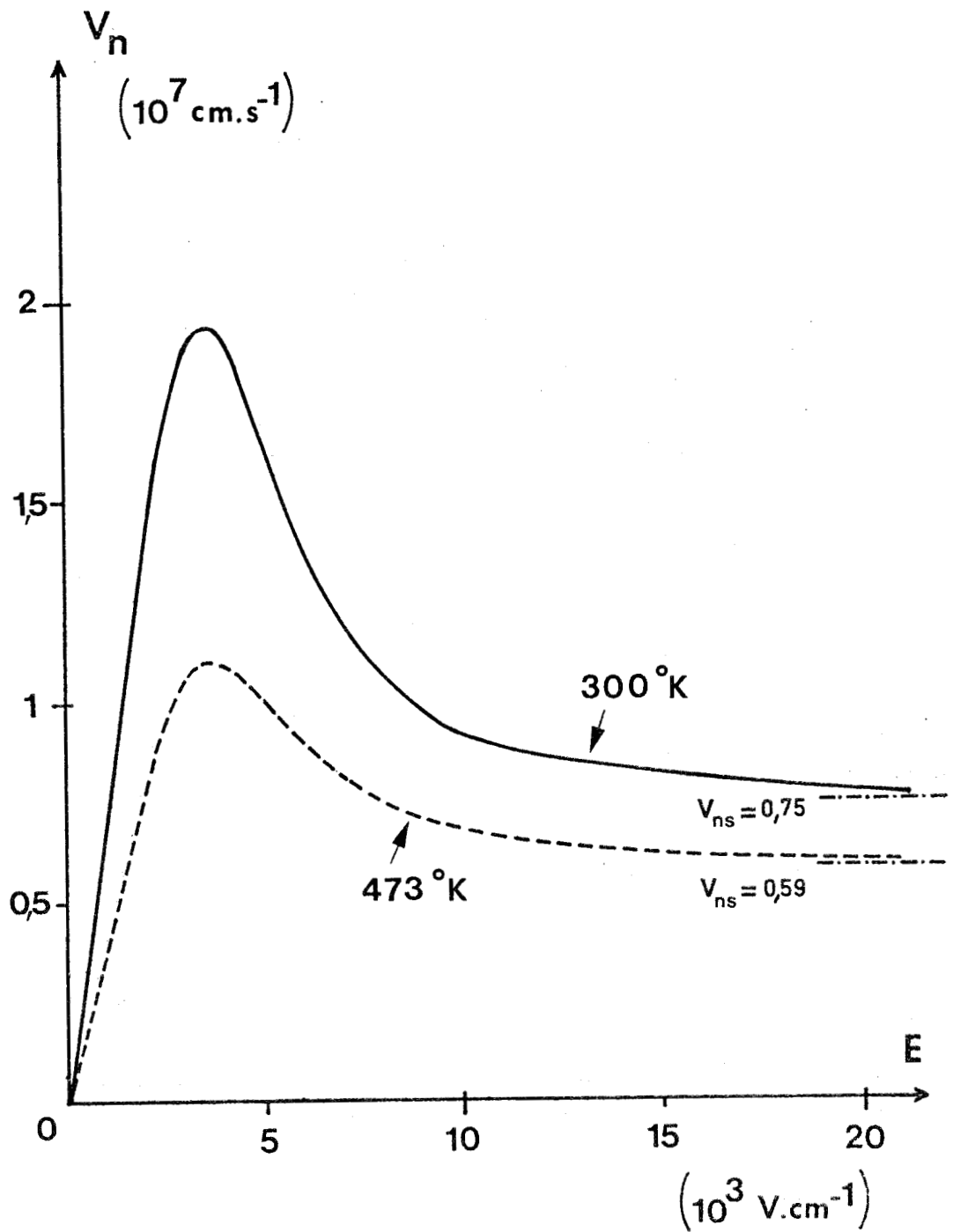


Figure I.13 : Courbes $v_n = f(E)$ utilisées dans la simulation numérique



- μ_n est la mobilité des électrons à faible champ électrique :
 $\mu_n = 7500 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ pour des concentrations en impuretés de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} .
- E_c est le champ électrique de seuil ($E_c = 4 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$)
- v_{ns} est la vitesse de saturation des électrons aux champs électriques élevés ($v_{ns} = 7,5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ pour la température ambiante $T_0 = 300^\circ\text{K}$)

Cette dernière valeur est en bon accord avec celle couramment admise par de nombreux auteurs [28-30]. Il faut noter que des travaux récents [38,39] considèrent que la vitesse de saturation est moins élevée et de l'ordre de $6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Il semble cependant que cette valeur soit un peu faible car elle ne permet pas de retrouver, par la simulation numérique, les résultats expérimentaux en ce qui concerne la résistance de charge d'espace R_c .

Comme pour le taux d'ionisation, il s'agit de connaître l'évolution de la vitesse avec la température.

L'étude de la variation de la vitesse de saturation v_{ns} avec la température a été entreprise au laboratoire à partir de mesures d'impédances hyperfréquences sur des diodes A.T.T., par CASTELAIN [40]. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure I.14 qui représente les variations du rapport $\frac{v_{ns}(T)}{v_{ns}(T_0)}$ en fonction de la température : l'évolution obtenue confirme bien les premiers calculs que nous avons présentés dans un précédent travail [5]. De plus, elle est en bon accord avec les travaux publiés par d'autres auteurs [41].

Afin de pouvoir utiliser cette loi de variation dans la simulation numérique, il est nécessaire de l'approximer par une expression analytique simple : nous avons obtenu la forme suivante :

$$v_{ns}(T) = v_{ns}(T_0) \left(K_1 + \frac{K_2}{T} \right) \quad (24)$$

avec

$$\begin{cases} K_1 = 0,415 \\ K_2 = 175,4^\circ\text{K} \end{cases}$$

Nous obtenons alors pour la vitesse de saturation à 200°C (473°K) la valeur :

$$v_{ns} = 5,9 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

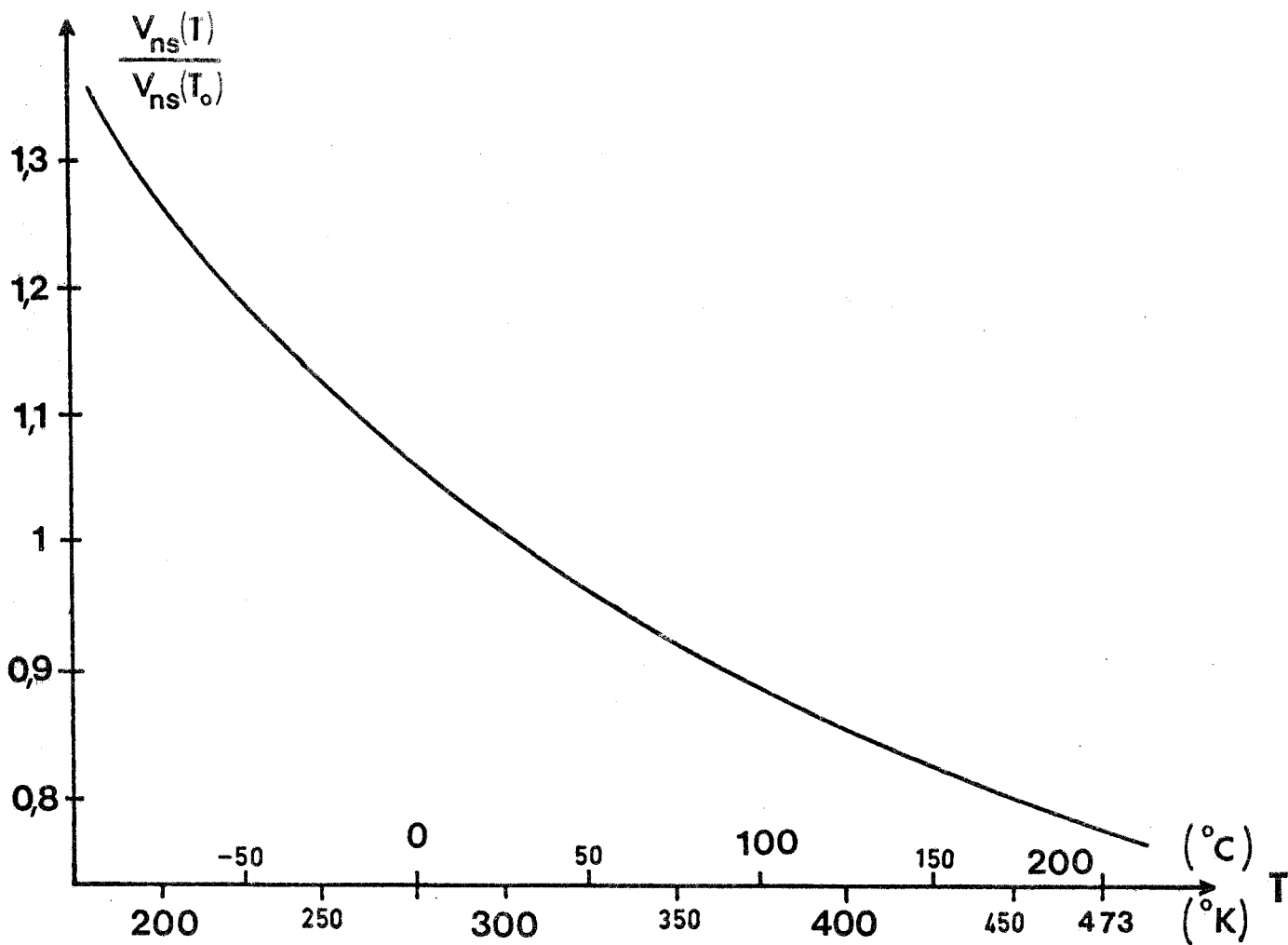


Figure I.14 : Variation avec la température du rapport $\frac{v_n(T)}{v_n(T_0)}$
 (avec $T_0 = 300^\circ\text{K}$)



Comme pour la vitesse v_{ns} à la température ambiante, des auteurs [38,39] trouvent cette valeur trop élevée et suggèrent la valeur $v_{ns} = 4,7 \cdot 10^6$ cm/s. Comme précédemment, il nous semble que cette valeur soit trop faible pour obtenir un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Pour connaître la variation avec la température de la caractéristique $v_n = f(E)$, il reste à définir la loi d'évolution de la mobilité μ_n avec la température : nous avons adopté la loi suivante :

$$\mu_n (T) = \mu_n (T_0) \left(\frac{T_0}{T} \right)^k \quad (25)$$

avec $k = 1,38$.

Cette loi est conforme à celle proposée par d'autres auteurs [42-44] pour lesquels le coefficient k est compris entre 1 et 1,5.

Nous pouvons maintenant traduire l'évolution de la vitesse des électrons non seulement avec le champ électrique, mais aussi avec la température.

Il nous reste maintenant à préciser la valeur du dernier paramètre, le coefficient de diffusion des électrons D_n .

IV-3 Coefficient de diffusion des électrons

En ce qui concerne ce paramètre, les résultats sont assez contradictoires [45-49]. Nous avons représenté sur la figure I.15 quelques résultats donnant la variation de ce coefficient de diffusion D_n avec le champ électrique : nous constatons une assez grande dispersion des résultats.

Une étude réalisée au laboratoire [50] a montré que la valeur de ce coefficient D_n en champs forts était comprise entre 20 et 50 cm^2/s . Cette valeur nous semble d'ailleurs cohérente dans la mesure où l'accord entre la théorie et l'expérience devient catastrophique si on utilise des valeurs de D_n plus élevées. Comme expression analytique du coefficient de diffusion D_n , nous avons choisi la formule suivante qui est une bonne approximation des résultats présentés par KALLBACK [47] :

$$D_n (E) = \frac{D_{no} (T) + D_{ns} (E) \left(\frac{E}{E_d} \right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_d} \right)^4} \quad (26)$$

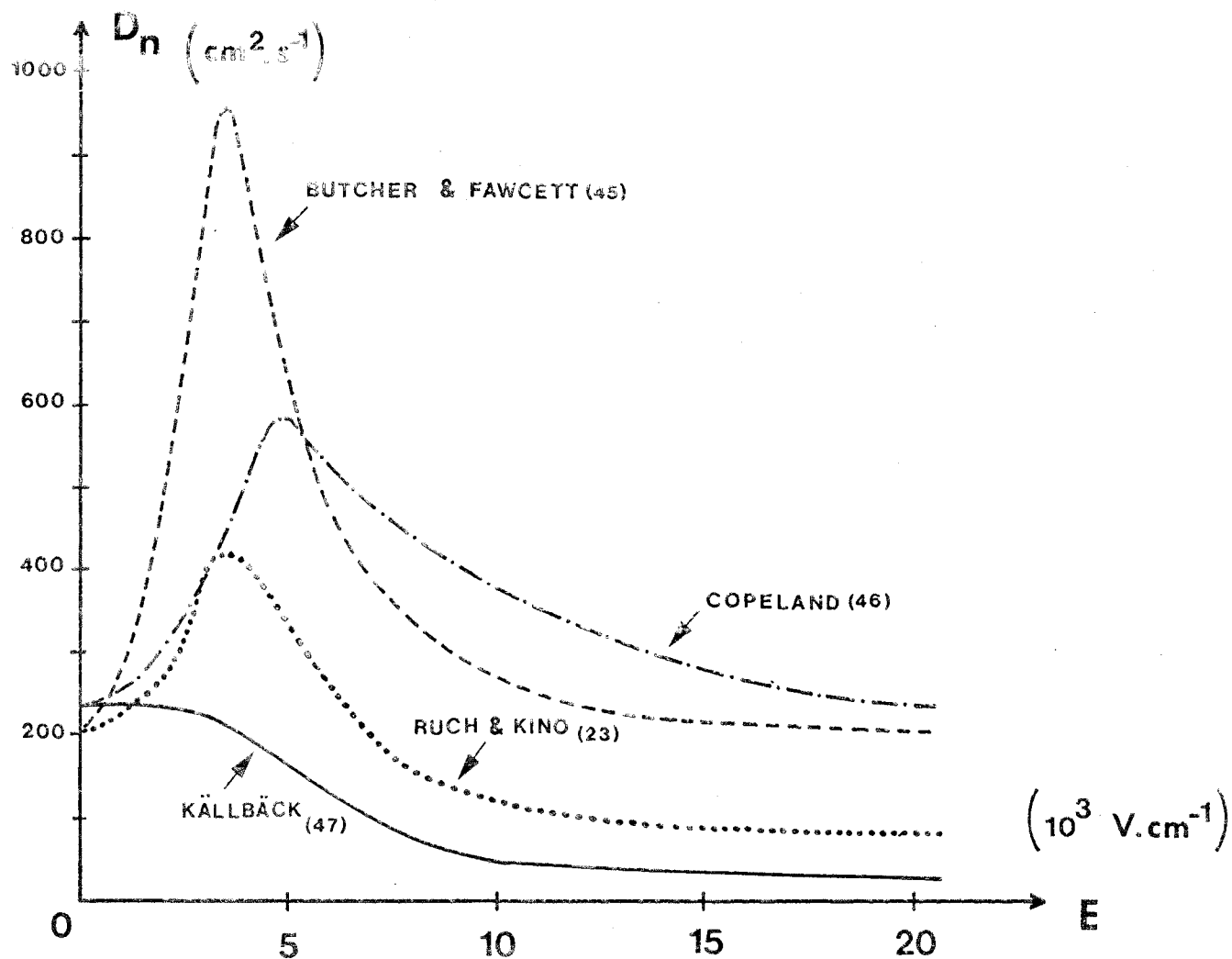


Figure I.15 : Evolution du coefficient de diffusion D_n en fonction du champ électrique donnée par différents auteurs.

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{no} (T) = \frac{kT}{q} \mu_n (T) \text{ relation d'EINSTEIN} \\ D_{ns} (E) = 20 \text{ cm}^2/\text{s} \\ E_d = 5,78 \cdot 10^3 \text{ V/cm} \end{array} \right.$$

Il faut noter qu'il n'existe, à notre connaissance, aucune étude concernant la variation de D_{no} avec la température. Aussi pour traduire l'évolution de ce coefficient avec la température, nous n'avons tenu compte que de la variation du coefficient de diffusion à champ nul D_{no} avec la température (calculé en utilisant la relation d'EINSTEIN puisque les variations de la mobilité sont connues).

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes efforcés d'expliquer les raisons qui nous ont amenées à définir de nouvelles structures de diodes A.T.T. dans le but d'obtenir des rendements hyperfréquences les plus élevés possible. Cette recherche de rendements importants nécessite l'utilisation de méthodes de simulation numérique afin de tenir compte le mieux possible des nombreux mécanismes physiques qui peuvent y intervenir et nous avons donc décrit les méthodes qui seront utilisées au cours de ce travail. L'utilisation de ces méthodes n'est possible que si nous connaissons l'évolution des principaux paramètres caractéristiques du matériau (taux d'ionisation vitesses et coefficients de diffusion des porteurs) non seulement en fonction du champ électrique, mais aussi avec la température et à la fin de ce chapitre, nous avons décrit et tenté de justifier le choix des données caractéristiques du matériau que nous avons introduites dans nos programmes de simulation.

Il nous faut maintenant étudier plus en détail l'influence exacte des nombreux phénomènes physiques qui sont susceptibles de modifier les performances des diodes A.T.T : nous proposons tout d'abord d'étudier ceux qui interviennent au niveau de la zone d'avalanche (chapitre II), puis ceux qui auront une influence au niveau de la zone de transit (chapitre III).

CHAPITRE II

ÉTUDE DES MÉCANISMES PHYSIQUES

LIÉS AUX PHÉNOMÈNES D'AVALANCHE

INTRODUCTION

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier quelques mécanismes physiques intervenant dans le phénomène d'avalanche qui, comme nous l'avons montré, détermine de façon fondamentale le fonctionnement d'une diode A.T.T.

Il nous paraît, en effet important, avant d'évaluer quantitativement le rendement maximum qu'il est possible d'obtenir à partir d'une diode A.T.T., de préciser l'influence que peuvent, avoir différents mécanismes tels que les interactions électroniques, la non-localisation du taux d'ionisation, l'ionisation dans la zone de transit, les phénomènes de diffusion et d'injection tunnel. Après avoir rappelé la théorie de SHOCKLEY relative au taux d'ionisation, nous insistons plus particulièrement sur les aspects les plus originaux de cette partie du travail qui concerne l'influence des interactions électron - électron et de la non localisation du taux d'ionisation qui n'avaient jamais été étudiés jusqu'ici. Nous terminons ce chapitre par l'étude de l'influence des phénomènes de diffusion et par un bref rappel des effets liés à la présence d'un courant tunnel.

I - ETUDE DE L'INFLUENCE DES INTERACTIONS ELECTRON - ELECTRON

Avant d'étudier ce premier mécanisme, il nous a paru intéressant de rappeler rapidement la théorie de SHOCKLEY [51] relative au taux d'ionisation.

I-1 Théorie de SHOCKLEY

Nous avons défini le taux d'ionisation α comme étant le nombre de paires électron - trou créées dans la direction du champ électrique par unité de longueur. Sous l'influence du champ électrique qui règne dans la zone d'émission, un porteur (supposons que ce soit un électron) acquiert de l'énergie qu'il peut dissiper de plusieurs façons :

- soit au cours de collisions diffusantes avec émission de phonons optiques. Pour émettre un phonon, l'énergie nécessaire sera notée ϵ_r et nous appellerons l_r le libre parcours moyen entre deux collisions diffusantes.

- soit au cours de collisions ionisantes avec création de paires électron - trou . L'énergie nécessaire à l'ionisation doit être au moins égale à la différence énergétique ϵ_g entre la bande de conduction et la bande de valence : soit ϵ_i cette énergie. Pour tenir compte (très approximativement) de la conservation des vecteurs d'onde, on prend généralement une valeur de l'énergie ϵ_i plus élevée, et nous prendrons en suivant SHOCKLEY $\epsilon_i \geq \frac{3}{2} \epsilon_g$. Nous noterons l_i le libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes.

A ce stade, plusieurs hypothèses sont nécessaires pour accéder facilement au taux d'ionisation . La principale est que l'énergie moyenne des porteurs est très inférieure au seuil d'ionisation ϵ_i . De plus, il faut admettre qu'avant de pouvoir ioniser, l'électron subit en moyenne r chocs diffusants (avec émission de phonons) : la probabilité d'émettre un phonon optique est donc r fois supérieure à celle de l'ionisation. Nous pouvons alors écrire :

$$\frac{l_i}{l_r} = r$$

La probabilité pour qu'un électron fasse un parcours l sans subir de chocs vaut $\exp(-\frac{l}{l_r})$.

Durant ce parcours l , l'électron va acquérir une énergie $q.E.l$ où E est le champ électrique. Pour que cette énergie soit au moins égale à ϵ_i , il doit donc parcourir la distance $l = \frac{\epsilon_i}{q.E}$. Finalement la probabilité d'acquérir une énergie supérieure à l'énergie de seuil ϵ_i lorsque le libre parcours moyen est l_r sera :

$$\exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q.E.l_r}\right)$$

Lorsque l'électron a atteint une énergie supérieure à ϵ_i , la probabilité d'effectuer une ionisation est donnée par :

$$\frac{\frac{1}{l_i}}{\frac{1}{l_i} + \frac{1}{l_r}} = \frac{l_r}{l_i + l_r} = \frac{1}{1 + \frac{l_i}{l_r}} = \frac{1}{1 + r}$$

En conséquence la probabilité totale P_0 de ce processus d'ionisation simple vaut donc :

$$P_0 = \frac{1}{1 + r} \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E l_r}\right) \neq \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E l_r}\right) \quad (27)$$

si l'on admet $r \gg 1$.

Le taux d'ionisation α sera obtenu en multipliant le nombre total de collisions par unité de longueur par la probabilité d'ionisation P_0

$$\alpha = (\alpha + \alpha_r) P_0$$

où α_r est le nombre de collisions diffusantes par unité de longueur.

Le bilan des échanges d'énergie par unité de longueur s'écrit :

$$q \cdot E = \alpha \epsilon_i + \alpha_r \epsilon_r$$

$q \cdot E$ est l'énergie acquise par l'électron (donc cédée par le champ électrique). Soit :

$$\alpha_r = \frac{q \cdot E}{\epsilon_r} - \frac{\alpha \epsilon_i}{\epsilon_r}$$

Donc

$$\alpha = \left(\alpha + \frac{q \cdot E}{\epsilon_r} - \frac{\alpha \epsilon_i}{\epsilon_r}\right) P_0$$

d'où

$$\alpha = \frac{\frac{q \cdot E}{r \epsilon_r} \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E l_r}\right)}{1 + \frac{1}{r} \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_r} - 1\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E l_r}\right)} \quad (28)$$

La théorie présentée est évidemment très simplifiée, mais la prise en compte de processus d'ionisation plus complexes permet d'aboutir finalement à une formule qui reste très analogue à la relation précédente. Jusqu'à présent, nous n'avons pas considéré les collisions électron - électron. Examinons la modification introduite par ce mécanisme supplémentaire.

I-2 Modification introduite par les interactions
électron - électron

Une étude de ce mécanisme a été publiée pour le silicium par GHOSH & ROY [52]. Nous avons entrepris une étude similaire pour l'arséniure de gallium.

Considérons un porteur d'énergie ϵ_r . La probabilité pour atteindre l'énergie ϵ_i sans collisions sera, si nous tenons compte des interactions électron - électron :

$$\exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E \cdot l_{re}}\right) \text{ avec } \frac{1}{l_{re}} = \frac{1}{l_r} + \frac{1}{l_e}$$

l_e étant le libre parcours moyen entre deux collisions électron - électron.

Ayant atteint le seuil ϵ_i , la probabilité d'ioniser sera égale à $\frac{1}{r_e}$ avec $r_e = \frac{l_i}{l_{re}}$

La probabilité totale du processus d'ionisation s'écrit :

$$P = \frac{1}{r_e} \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E \cdot l_{re}}\right) \quad (29)$$

$$P = \frac{l_e \cdot l_r}{l_e + l_r} \exp\left(-\frac{\epsilon_i (l_e + l_r)}{q \cdot E \cdot l_e \cdot l_r}\right)$$

$$P = \left(\frac{l_e}{l_e + l_r}\right) \left(\frac{l_r}{l_i}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E \cdot l_r}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E \cdot l_e}\right)$$

soit
$$P = P_0 \left(\frac{l_e}{l_e + l_r}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{q \cdot E \cdot l_e}\right) \quad (30)$$

avec P_0 probabilité d'ionisation sans tenir compte des interactions électron - électron.

Si on suppose que les collisions électron - électron se produisent sans aucun échange d'énergie, le bilan d'énergie s'écrit alors de la même façon que précédemment, c'est-à-dire :

$$q \cdot E = \alpha_r \epsilon_r + \alpha \epsilon_i$$

$$P = P_0 \frac{l_{re}}{l_{re} + l_r} \exp\left(-\frac{\xi_i}{q l_{re} E}\right)$$

$$l_r = 8 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$$

$$l_{re} \sim n^{-\frac{1}{3}}$$

$$\xi_i = 1,6 \text{ eV}$$

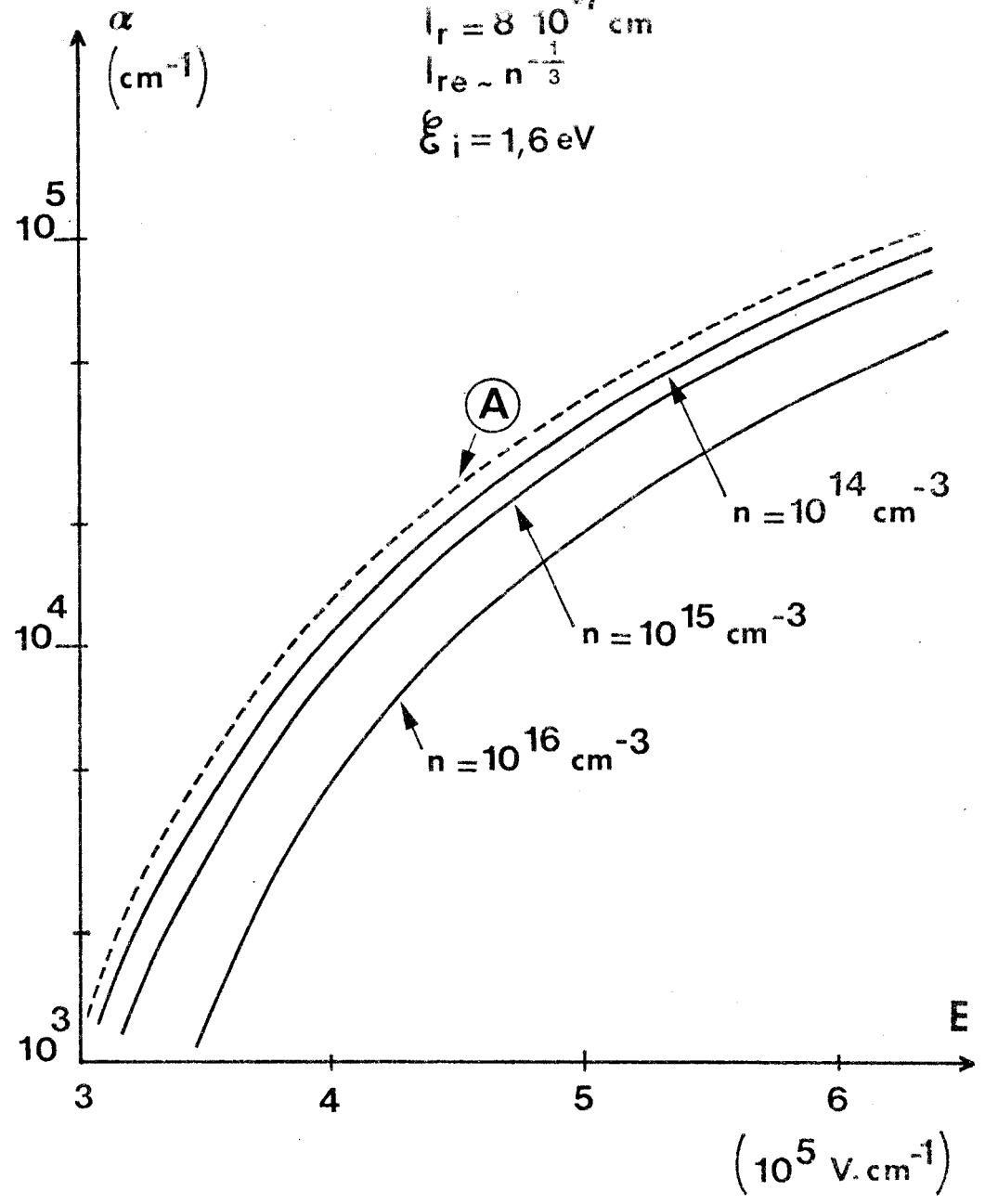


Figure II.1 : Variation du taux d'ionisation en fonction du champ électrique en l'absence d'interaction électron - électron (courbe (A)) et en tenant compte de ces interactions pour trois valeurs de la concentration n en électrons.



Dans ce cas, le taux d'ionisation sera encore égal au produit du nombre total de collisions par la probabilité d'ionisation (par unité de longueur) soit :

$$\alpha = (\alpha + \alpha_r + \alpha_e) P$$

avec α_e nombre de collisions électron - électron

Nous obtenons alors pour le taux d'ionisation la formule corrigée suivante :

$$\alpha = \frac{\frac{q \cdot E}{r \epsilon_r} \exp\left(-\frac{(1+s) \epsilon_i}{q \cdot E l_r}\right)}{1 + \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_r} - \frac{1}{1+s}\right) \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{(1+s) \epsilon_i}{q \cdot E l_r}\right)} \quad (31)$$

avec $s = \frac{l_r}{l_e}$ paramètre qui tient compte des effets dus aux interactions électron - électron.

Afin d'évaluer l'effet de la densité des porteurs mobiles sur le taux d'ionisation, il faut connaître la relation reliant l_e et cette densité de porteurs. Dans nos calculs, nous avons pris (comme le font d'ailleurs GHOSH & ROY) l_e égal à la distance moyenne entre les porteurs mobiles : ainsi l_e est en $n^{-\frac{1}{3}}$ où n est la densité des porteurs mobiles. C'est, bien sûr une hypothèse très grossière et les résultats obtenus ne pourront donc donner qu'un ordre de grandeur de l'influence des interactions électron - électron. Nous constatons que la probabilité d'ionisation P et le taux d'ionisation α diminuent si nous prenons en compte les interactions électron - électron : cette diminution sera d'autant plus importante que la distance l_e sera faible, c'est à dire que si la concentration en électron n sera plus forte. Afin d'illustrer cet effet, nous avons représenté sur la figure II.1 les variations du taux d'ionisation α en fonction du champ électrique E d'une part en l'absence d'interactions électron - électron (courbe A) et d'autre part en tenant compte de cet effet pour plusieurs valeurs de la concentration en électron n .

Il s'agit maintenant d'étudier l'influence de ce mécanisme sur les performances des diodes A.T.T. et de tenir compte du fait que le taux d'ionisation α dépend de la concentration en électrons n , donc du courant d'avalanche I_{ca} .

II-3 Application à la diode A.T.T.

La prise en compte des interactions électron - électron peut se faire aisément dans le calcul numérique du courant de conduction $I_{ca}(t)$ sortant de la zone d'avalanche : il suffit d'introduire l'expression (31) du taux d'ionisation α dans l'équation de READ. La concentration moyenne en électrons est alors calculée en fonction de $I_{ca}(t)$ à partir de l'expression simplifiée

$$\bar{n} = \frac{I_{ca}(t)}{q v S} \quad (32)$$

Les calculs reportés figure II.2 ont été effectués en prenant en compte et en négligeant les interactions électron - électron

Nous constatons que le courant $I_{ca}(t)$ présente une évolution temporelle différente si nous tenons compte de ce type d'interactions et qu'en particulier, la phase d'injection ψ des porteurs est modifiée.

Nous pouvons remarquer que ψ diminue au fur et à mesure que la densité du courant de polarisation J_0 (c'est à dire la concentration en électrons et les interactions électron - électron) augmente. Cette variation de la phase d'injection ψ des porteurs créés va modifier les performances de la diode A.T.T. En effet, toute diminution du retard d'injection diminue le rendement hyperfréquence et augmente l'angle de transit optimal (voir chapitre I).

Afin d'illustrer cet effet, nous avons représenté sur la figure II.3 l'évolution du rendement hyperfréquence en fonction de la fréquence pour trois valeurs différentes de la phase d'injection ψ : la phase calculée numériquement ($\psi \neq 90^\circ$) et deux autres phases avancées ou retardées artificiellement. Nous constatons que si les porteurs "partent plus tôt" ($\psi < 90^\circ$), l'angle de transit optimal est plus grand et le rendement plus faible que dans le cas normal ($\psi \neq 90^\circ$).

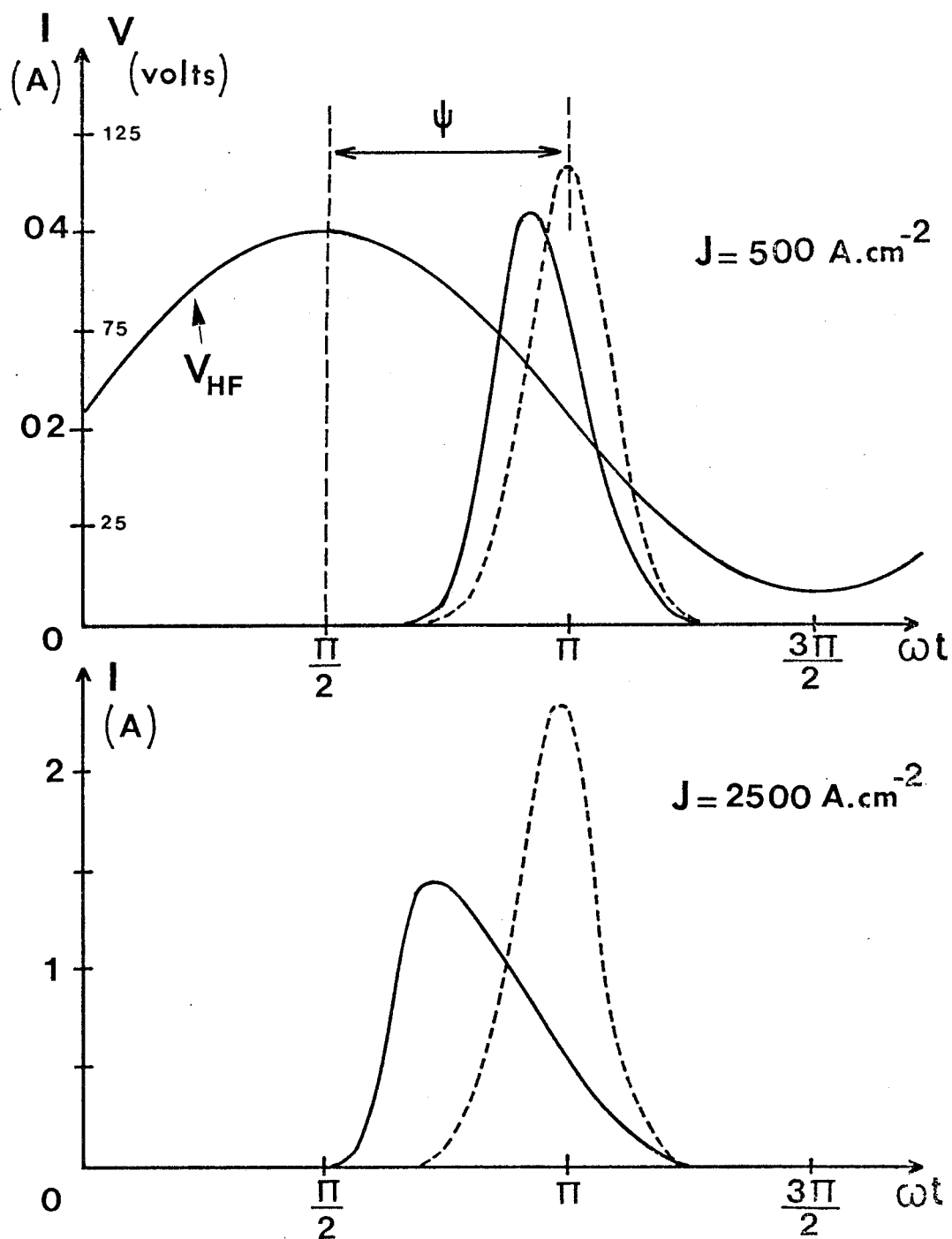


Figure II.2 : Evolution temporelle du courant de conduction I_{ca} pour deux valeurs de la densité de courant si on néglige (en pointillé) et si on prend en compte (en trait plein) les interactions électron - électron



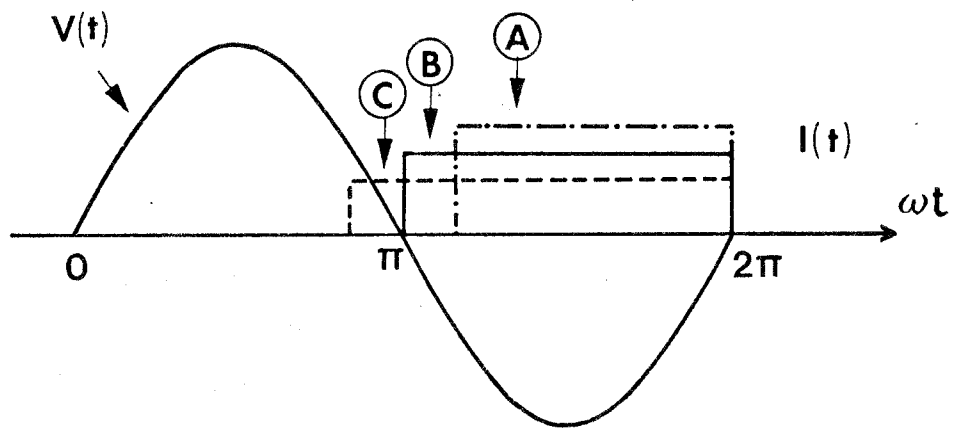
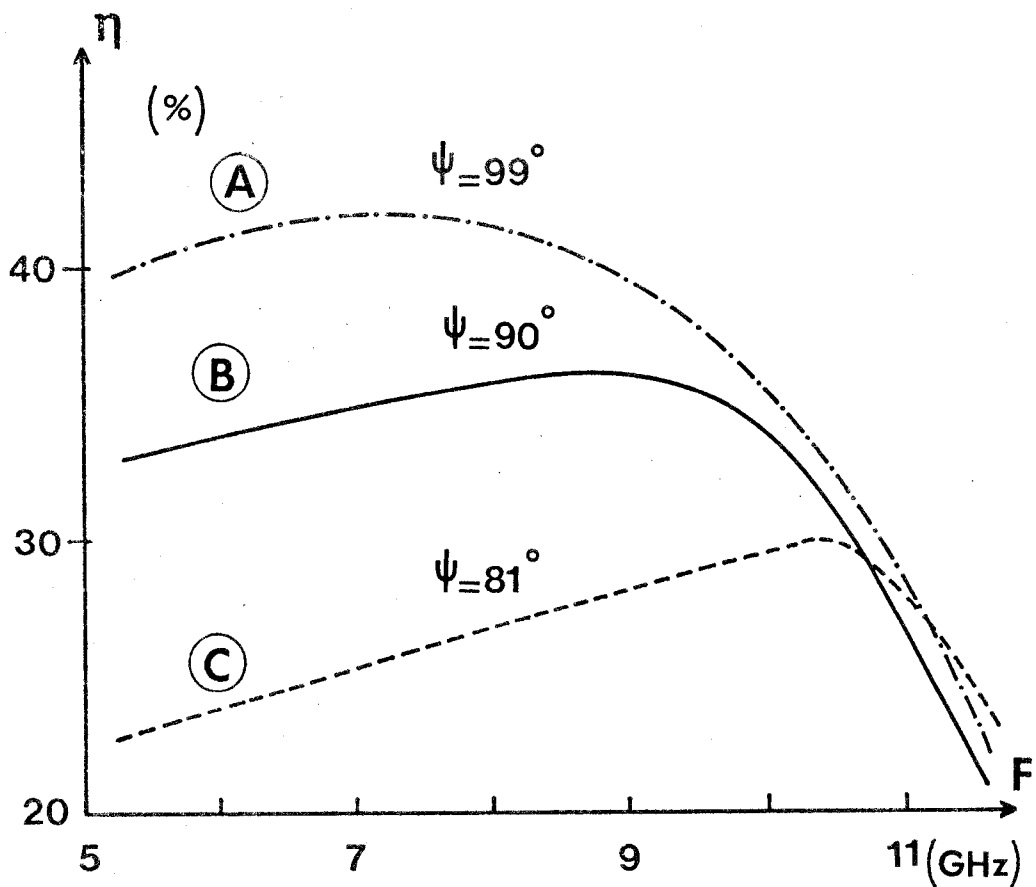


Figure II.3 : Influence de la valeur de la phase d'injection ψ sur le rendement hyperfréquence représenté en fonction de la fréquence.

C'est en effet ce que nous observons si nous tenons compte des interactions électron - électron. Nous avons représenté sur la figure II.4 l'évolution de la puissance émise en fonction de la densité de courant J_0 de polarisation ainsi que les variations de la phase d'injection ψ . Le calcul a été effectué en négligeant les interactions électron - électron, puis en tenant compte de ce mécanisme. Nous remarquons que ce mécanisme peut être un effet de limitation de puissance d'autant plus important que nous utilisons des densités de courant J_0 élevées.

Nous pouvons tirer quelques conclusions de cette étude sur les interactions électron - électron.

Les résultats de la figure II.4 montrent que si $J < 1000 \text{ A/cm}^2$ (dans le cas où $\psi \neq 90^\circ$) nous pourrions, en première approximation, négliger l'influence de cet effet. Si, cette condition est généralement réalisée en ondes centimétriques il n'en sera pas toujours de même dans la gamme des fréquences millimétriques où la prise en compte de cet effet devra être effectuée.

II - ETUDE DE LA NON LOCALISATION DU TAUX D'IONISATION

Jusqu'à présent, nous avons admis que le taux d'ionisation était uniquement fonction du champ électrique E . Récemment OKUTO & CROWELL [53] ont montré qu'en toute rigueur le taux d'ionisation ne pouvait pas être considéré comme une grandeur localisée ne dépendant que de la valeur locale de E et qu'il devait être fonction de la "carte" du champ électrique autour du point considéré et il est donc nécessaire d'expliquer rapidement l'idée qui est à la base de ce concept de non localisation du taux d'ionisation α .

II-1 Concept de non localisation du taux d'ionisation

Nous avons vu précédemment que, pour pouvoir ioniser (c'est à dire créer une paire électron - trou) un porteur doit avoir une énergie au moins égale à l'énergie de seuil ϵ_i . Etant donné que cette énergie doit être acquise dans son déplacement sous l'effet du champ électrique, il apparaît que l'ionisation n'est donc pas rigoureusement un phénomène localisé puisqu'elle dépend de "l'histoire antérieure" de l'électron, donc des valeurs du champ électrique auquel a été soumis l'électron. Un porteur injecté en un point donné du semiconducteur (par exemple en $x = 0$)

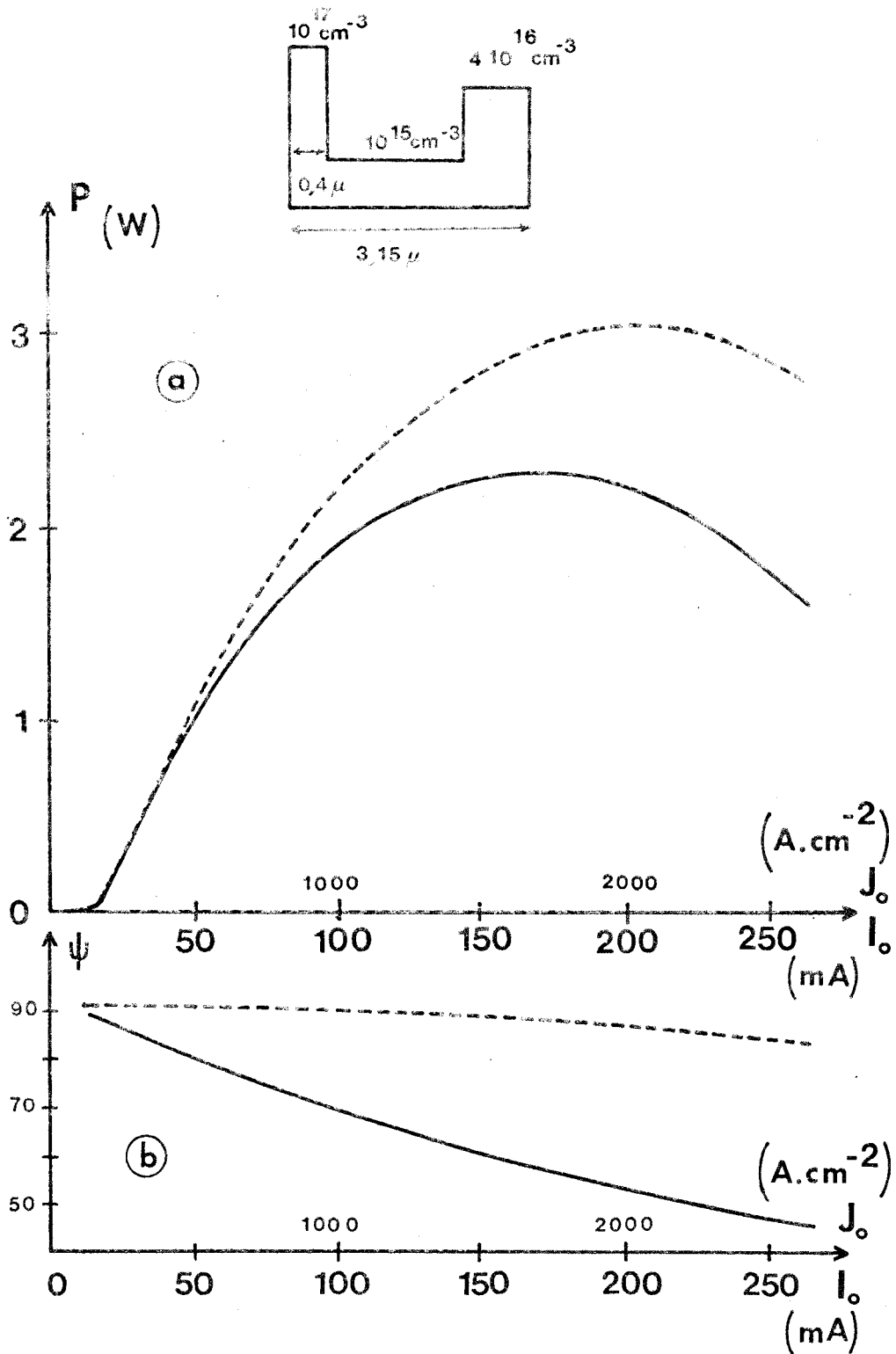


Figure II.4 : Variation de la puissance hyperfréquence (a) et de la phase d'injection ψ (b) en fonction de la densité de courant pour la structure représentée dans la partie supérieure en tenant compte (en trait plein) puis en négligeant (en pointillé) les interactions électron - électron.

avec une énergie cinétique nulle, doit en conséquence parcourir une distance minimale D avant d'être capable de produire une paire électron - trou : cette distance D , appelée "espace noir" est donné par la formule $D \neq \frac{\epsilon_i}{qE}$ où E est le champ électrique.

Pour illustrer ce raisonnement, nous avons représenté schématiquement sur la figure II.5 la probabilité d'ionisation $P(x)$ dans le cas où il n'est pas tenu compte de cet "espace noir" et dans le cas où il intervient dans les calculs du taux d'ionisation, en fonction de l'abscisse x . Nous pouvons constater que l'introduction de ce mécanisme modifie la valeur du taux d'ionisation.

Ce phénomène est important dans les diodes A.T.T. car la distance D n'est pas négligeable comparée à la largeur de la zone d'avalanche. Par exemple, pour une diode ayant une zone d'avalanche $\delta = 0,15 \mu\text{m}$, l'"espace noir" D est de l'ordre de $0,025 \mu\text{m}$ (si on considère un champ électrique $E \neq 5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$). C'est donc un mécanisme dont il faut tenir compte dans le calcul des performances des diodes A.T.T. et en particulier dans l'étude numérique.

II-2 Prise en compte de cet effet dans les diodes A.T.T.

Pour cela, nous avons tout d'abord introduit la notion de porteur efficace, c'est à dire de porteur capable d'ioniser. Pour tenir compte de l'"espace noir", nous admettons que le nombre de porteurs efficaces à l'abscisse x et au temps t (figure II.6) est égal au nombre total de porteurs (efficaces ou non) à l'abscisse $(x \pm D)$ et au temps $t - \frac{D}{v}$ (où v est la vitesse du porteur) auxquels il faut enlever les porteurs qui ont ionisé dans l'intervalle $(x \pm D, x)$

$$n_e(x, t) = n(x - D, t - \frac{D}{v_n}) - \int_{x-D}^x n_e \left[x', t - \frac{(x - x')}{v_n} \right] \alpha_n \left[x', t - \frac{(x - x')}{v_n} \right] dx' \quad (33)$$

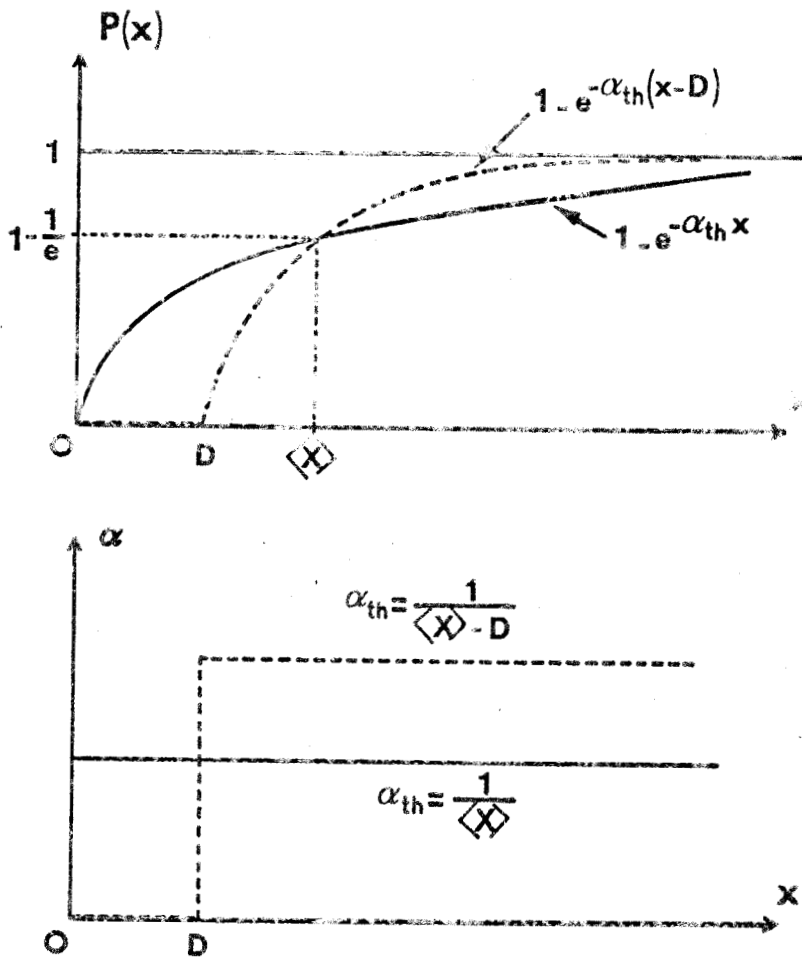


Figure II.5 : Influence de la prise en compte de "l'espace noir" sur la probabilité d'ionisation $P(x)$ et sur le taux d'ionisation α

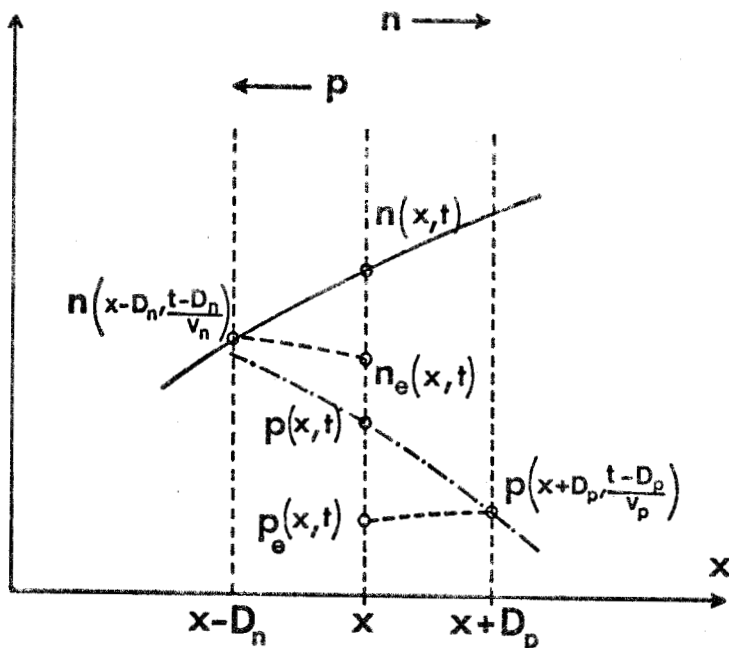


Figure II.6

Définition de la densité de porteur "efficace" (trou et électron)

$$p_e(x,t) = p(x + D_{p,t} - \frac{D_p}{v_p}) - \int_x^{x+D_p} p_e \left[x', t - \frac{(x' - x)}{v_p} \right] \cdot \alpha_p \left[x', t - \frac{(x' - x)}{v_p} \right] dx' \quad (34)$$

D_n et D_p sont respectivement les "espaces noirs" correspondant aux électrons et aux trous.

Nous remarquons que les densités de porteurs efficaces $n_e(x,t)$ et $p_e(x,t)$ sont toujours inférieures aux densités de porteurs $n(x,t)$ et $p(x,t)$. Ces nouvelles valeurs devront être prises en compte dans les équations de continuité dans le calcul des taux de génération :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} &= -v_n \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + \alpha_n [E(x,t)] v_n \cdot n_e(x,t) \\ &+ \alpha_p [E(x,t)] v_p \cdot p_e(x,t) \end{aligned} \right. \quad (35)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} &= v_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + \alpha_n [E(x,t)] v_n \cdot n_e(x,t) \\ &+ \alpha_p [E(x,t)] v_p \cdot p_e(x,t) \end{aligned} \right. \quad (36)$$

Dans un premier temps et afin de mieux comprendre l'influence de ce phénomène, nous avons introduit ces densités de porteurs efficaces dans le calcul de l'équation de READ ce qui nous a conduit à une nouvelle formulation de cette équation dans laquelle apparait un terme supplémentaire qui tient compte de ce phénomène

$$\tau_i \frac{dI_{ca}(t)}{dt} = \left\{ \int_0^\delta \alpha [E_a(t + \tau_\gamma)] dx - 1 \right\} I_{ca}(t) + I_s(t) - \int_0^\delta \alpha [E_a(t + \tau_\gamma)] \cdot I_{eff} \cdot dx \quad (37)$$

$$\text{avec } I_{\text{eff}} = q \cdot v \cdot S [n_e(x,t) + p_e(x,t)]$$

et

$$v = v_n = v_p$$

II-3 Résultats obtenus

Le traitement analytique nous a permis d'aboutir aux premières conclusions suivantes : si nous tenons compte de la non localisation du taux d'ionisation :

- le temps de montée intrinsèque τ_i de l'avalanche est augmenté

- l'influence d'un courant injecté (courant tunnel, courant de saturation) est diminué

- un déphasage supplémentaire ($\Delta\psi \neq \frac{D}{2v}$) apparaît entre le courant de conduction et le champ électrique, déphasage indépendant du niveau du signal appliqué.

De plus, tous ces effets augmentent avec l'augmentation du rapport $\frac{D}{\delta}$

Afin d'obtenir des résultats plus exacts concernant l'influence de la non localisation du taux d'ionisation, nous avons introduit la nouvelle formulation des équations de continuité dans le programme général de simulation numérique. Les principaux résultats obtenus sont illustrés sur les figures II.7 à II.9.

Il convient cependant de préciser que ces résultats doivent être interprétés avec une certaine prudence, car si nous avons tenu compte de la non localisation dans la résolution des équations de continuité, les valeurs du taux d'ionisation α sont ceux déduits de l'expérience sans en tenir compte. Ces résultats sont cependant intéressants dans la mesure où ils montrent dans quel sens va intervenir le phénomène de non localisation.

Sur la figure II.7, nous avons représenté l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$ à la sortie de la zone d'avalanche en tenant compte et en négligeant le phénomène de non localisation du taux d'ionisation. Nous voyons

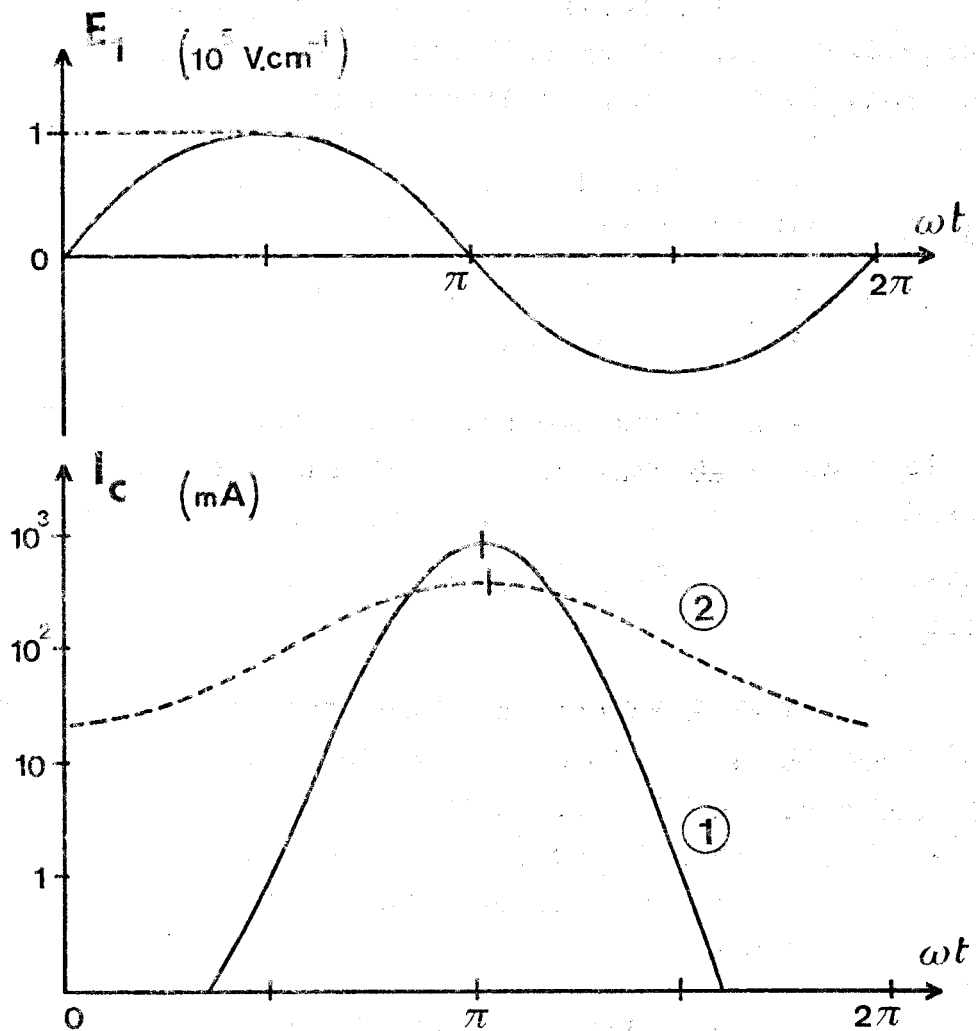


Figure II.7 : Evolution temporelle du courant de conduction à la sortie de la zone d'avalanche avec (2) et sans (1) prise en compte de la non localisation du taux d'ionisation

$$\delta = 0,15 \mu\text{m}, D \neq 0,03 \mu\text{m}, I_0 = 130 \text{ mA}, F = 10 \text{ GHz}$$

que la prise en compte de cet effet devrait se traduire par une diminution de la valeur maximale du courant de conduction et par une phase d'injection ψ légèrement supérieure. De plus, le courant de conduction serait rendu plus linéaire.

Cette meilleure linéarité de la courbe $I_{ca}(t)$ correspond physiquement à une modification du temps de montée intrinsèque τ_i de l'avalanche. Il est en effet possible de déterminer l'ordre de grandeur de ce paramètre τ_i par comparaison du tracé de la courbe $I_{ca}(t)$ obtenue numériquement par résolution des équations de continuité à l'aide du programme général avec celui obtenu à partir de la résolution de l'équation de READ : l'ajustement de cette deuxième courbe avec la première est obtenue par variation de τ_i .

Nous avons constaté qu'une augmentation de ce paramètre entraînait une meilleure linéarité de l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$. Il semble donc que la non localisation du taux d'ionisation va entraîner une augmentation du temps de montée intrinsèque τ_i de l'avalanche.

Les différents effets décrits à la figure précédente seraient encore plus marqués dans le cas où nous tenons compte d'un courant injecté (courant tunnel ou courant de saturation) comme nous le montre la figure II.8 représentant les mêmes grandeurs $I_{ca} = f(t)$: le retard de phase ψ entre le courant de conduction I_{ca} et le champ électrique passerait de 67° à 95° si nous prenons en compte le phénomène de non localisation. Cela permettrait d'expliquer les bonnes performances obtenues pour des diodes dans lesquelles le courant tunnel n'était pas négligeable. La figure II.9 qui représente les variations de la phase d'injection ψ en fonction de l'amplitude du champ hyperfréquence semble confirmer la constatation faite pour la figure précédente c'est à dire que la prise en compte de phénomène de non localisation diminuerait l'influence néfaste pour les performances d'un courant injecté (comme nous le verrons à la fin de ce chapitre).

Le traitement numérique semble donc bien confirmer les conclusions analytiques.

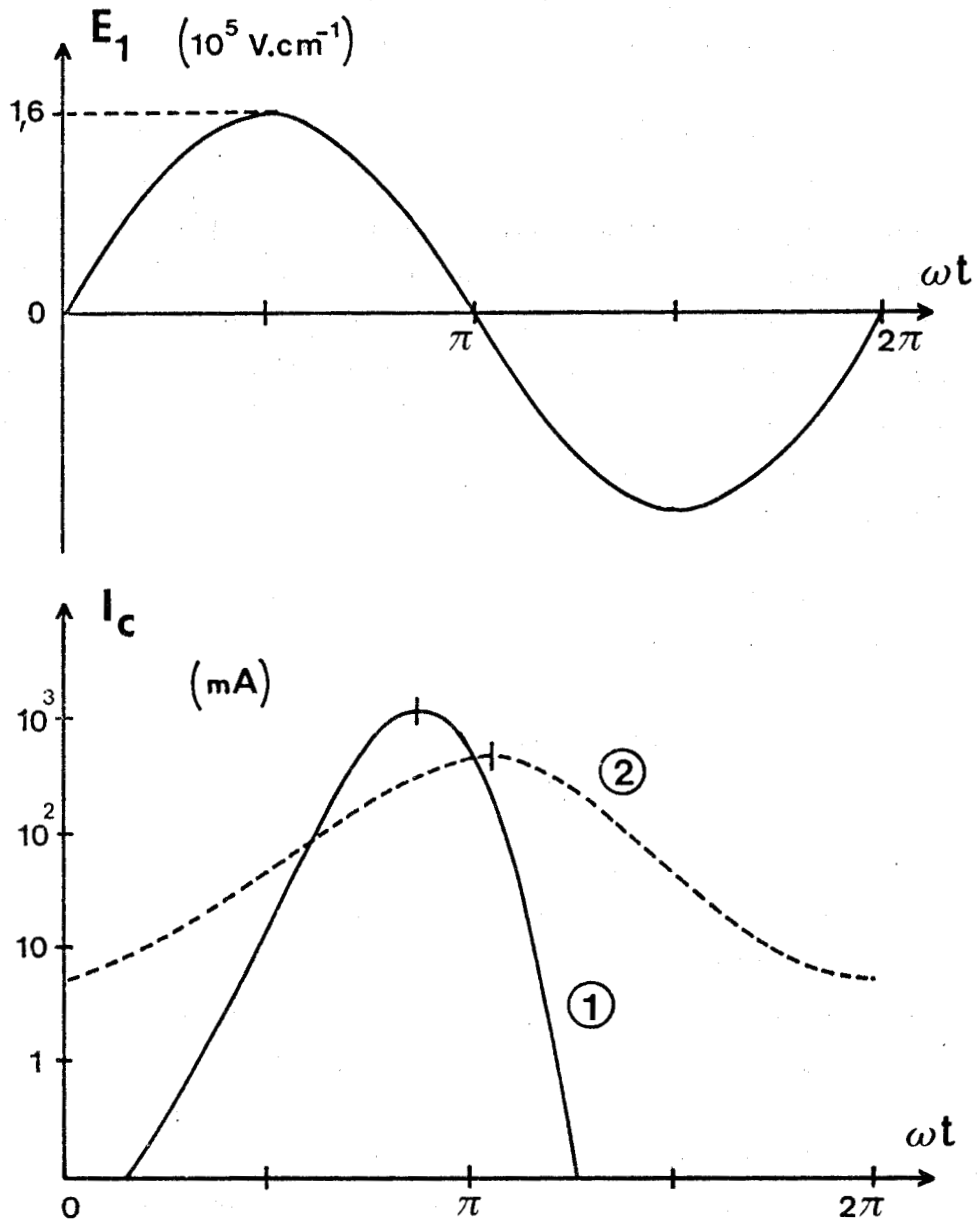


Figure II.8 : Evolution temporelle du courant de conduction à la sortie de la zone d'avalanche avec (2) et sans (1) prise en compte de la non localisation du taux d'ionisation dans le cas où on tient compte d'un courant injecté

$I_s = 10^{-2}$ mA, $\delta = 0,15$ μm , $D \neq 0,03$ μm , $I_0 = 130$ mA
 $F = 10$ GHz



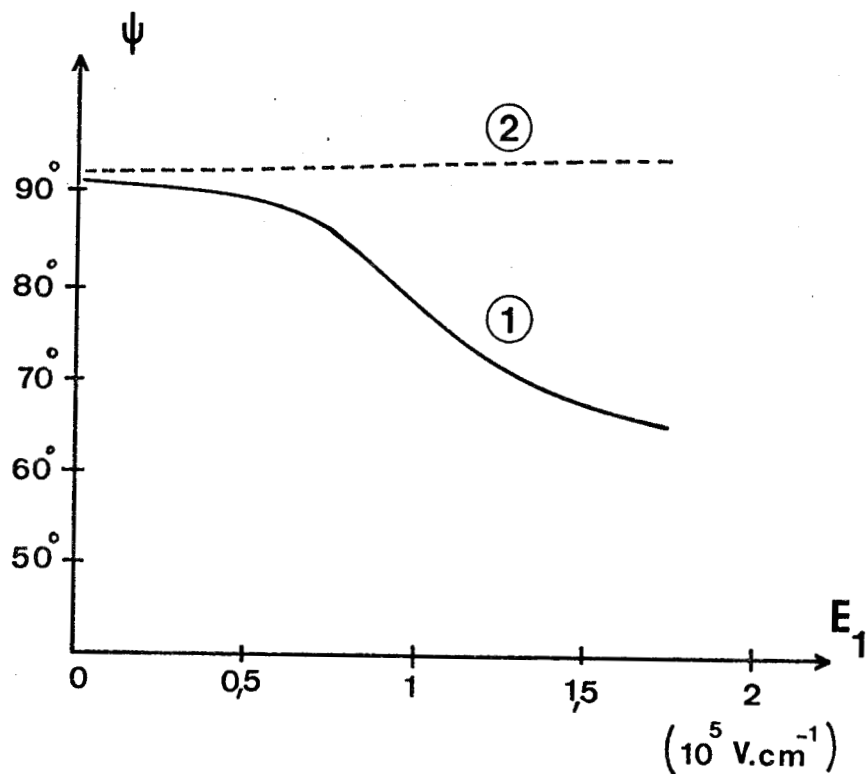


Figure II.9 : Variation de la phase d'injection ψ en fonction de l'amplitude du champ hyperfréquence pour le cas traité sur la figure précédente avec (2) et sans (1) prise en compte de la non localisation du taux d'ionisation



PRISE EN COMPTE DE LA NON LOCALISATION DU TAUX D'IONISATION	I_{DC} (mA)	I_S (μA)	P_1 (mW)	η_1 (%)
SANS	125	0	1 510	33
SANS	125	10	1 000	21
AVEC	125	10	1 720	34,5
AVEC	125	0	1650	35

TABLEAU VIII : INFLUENCE DE LA PRISE EN COMPTE DE LA NON LOCALISATION DU TAUX D'IONISATION SUR LES PERFORMANCES D'UN DIODE A.T.T.

$$F = 10 \text{ GHz}, W = 3,15 \mu\text{m}, \delta = 0,15 \mu\text{m}, S = 10\ 000 \mu\text{m}^2$$



Il reste maintenant à évaluer l'influence de cet effet sur les performances d'une diode A.T.T.. Le tableau VIII résume les principaux résultats obtenus : l'influence favorable de la non localisation du taux d'ionisation sur les performances dans les cas où il faut tenir compte de la présence d'un courant tunnel ou courant de saturation semble une fois de plus être mis en évidence.

Cependant, comme nous l'avons déjà signalé, l'étude de la non localisation du taux d'ionisation a été effectuée en utilisant les valeurs des taux d'ionisation obtenues expérimentalement en négligeant cet effet. Il convient donc de corriger ces déterminations expérimentales en prenant en compte cette non localisation, tâche qui s'avère très longue et difficile. Quelques essais ont été effectués au laboratoire par ALLAMANDO et montrent que l'effet est alors beaucoup moins important que prévu et reste faible pour des fréquences inférieures à 30 GHz et des épaisseurs de zone en avalanche supérieures à 0,15 μm . C'est pourquoi nous ne l'avons pas introduit directement dans nos programmes numériques permettant l'optimisation des diodes A.T.T.

Néanmoins, nous pouvons en tenir compte, si nécessaire d'une manière indirecte, en augmentant légèrement la valeur du temps de montée intrinsèque τ_i de l'avalanche utilisée dans nos simulations.

III - ETUDE DE L'IONISATION DANS LA ZONE DE TRANSIT

Nous avons vu dans le premier chapitre que le rendement d'une diode A.T.T. augmentait, en première approximation, proportionnellement au taux de modulation $\frac{V_{1t}}{V_0}$. Dans ces conditions si nous voulons obtenir un taux de modulation voisin de l'unité (donc un rendement important), il faudra que le champ hyperfréquence dans la zone de transit puisse avoir une valeur élevée : dans ce cas, il ne sera plus toujours possible de négliger, comme nous l'avons fait jusqu'ici, les phénomènes d'ionisation dans la zone de transit.

En effet, les porteurs injectés dans cette zone peuvent, si le champ électrique E est suffisant, créer des paires électron - trou par ionisation lors de leur déplacement. Les trous sont réinjectés dans la zone d'avalanche sous la forme d'un courant de trous qui va produire un effet similaire à celui

d'un courant de saturation. Si cet effet est souvent négligeable, il peut ne pas l'être dans le cas précis du fonctionnement que nous venons de décrire où le champ électrique total (continu et hyperfréquence) devient important dans la zone de transit. En conséquence, il faut pouvoir en tenir compte pour évaluer les performances des diodes A.T.T.

En régime statique ou petit signal, le courant moyen injecté \bar{I}_{it} dans la zone d'avalanche se calcule facilement :

$$\bar{I}_{it} = I_0 \int_{\delta}^W \alpha [E(x)] dx \quad (38)$$

I_0 est le courant de polarisation de la diode.

En régime grand signal, l'expression de ce courant I_{it} devient :

$$I_{it}(t) = \int_{\delta}^W I_{ca} \left[t - \frac{2(x-\delta)}{v_p} \right] \cdot \alpha \left[E \left(x - \delta, t - \frac{(x-\delta)}{v_p} \right) \right] dx \quad (39)$$

v_p est la vitesse de saturation des trous que nous avons prise égale à celle des électrons pour simplifier les calculs ($v_p \neq v_n$).

Nous avons introduit cette expression dans le programme de simulation numérique pour en étudier l'influence sur les performances des diodes*. A titre d'exemple nous donnons les résultats obtenus pour la structure représentée sur la figure II.10 où le champ électrique dans la zone de transit est, même en l'absence de champ hyperfréquence E_1 , particulièrement important

La figure II.11 représente les variations de la phase d'injection ψ en fonction de la tension hyperfréquence apparaissant aux bornes de la diode pour différentes valeurs du courant de polarisation : nous remarquons que l'effet lié à l'ionisation dans la zone de transit est d'autant plus important que le courant de polarisation est élevé. Par ailleurs il est

* Nous avons admis que le courant de trous (terme $p(x,t)$ de l'équation de POISSON) n'apporte aucune perturbation du champ électrique.

$$\frac{dE(x,t)}{dx} = - \frac{q}{\epsilon} [N_D(x) - n(x,t) + p(x,t)]$$

Figure II.10

Carte du champ électrique de la structure utilisée pour l'étude de l'ionisation dans la zone de transit.

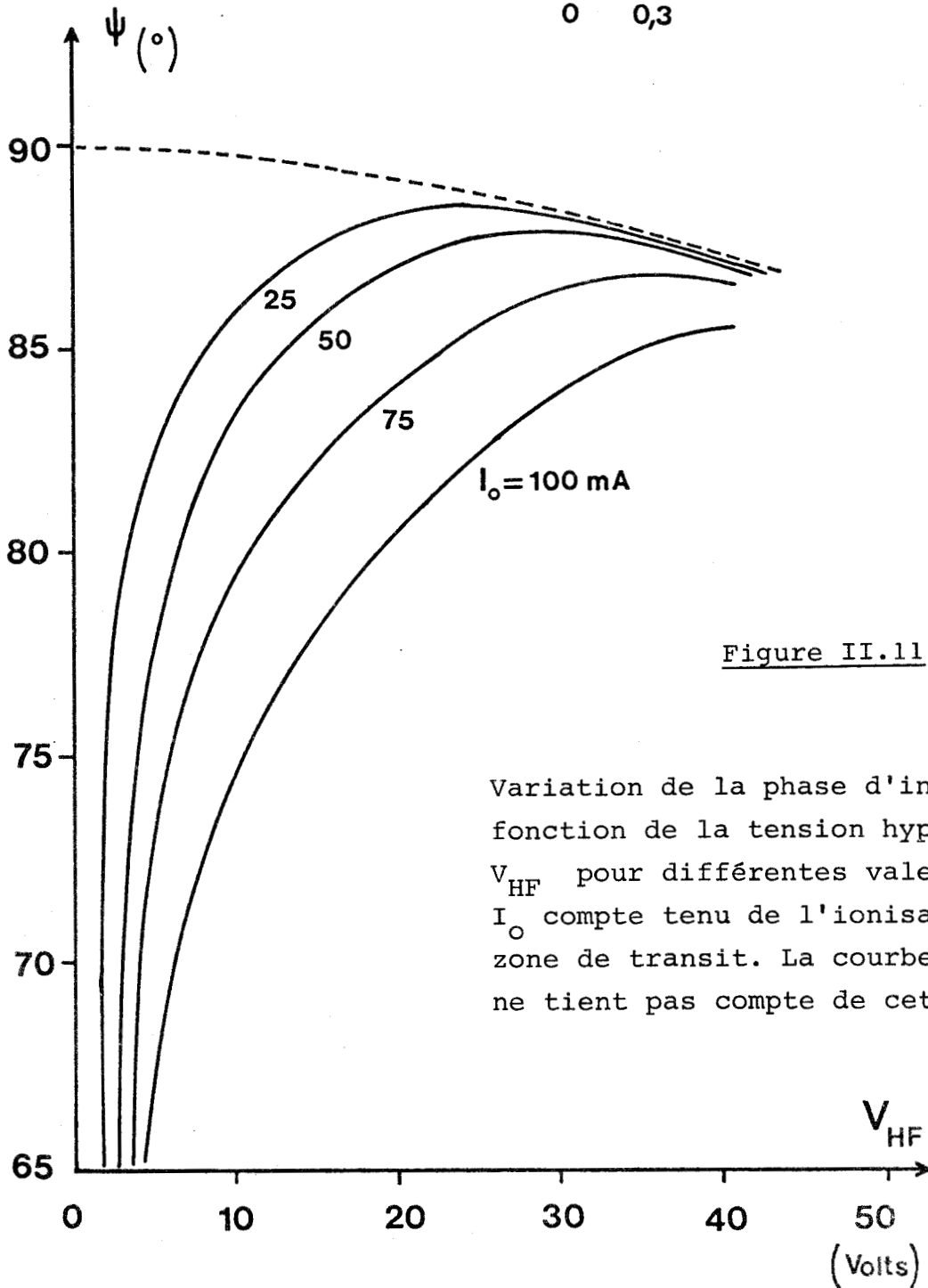
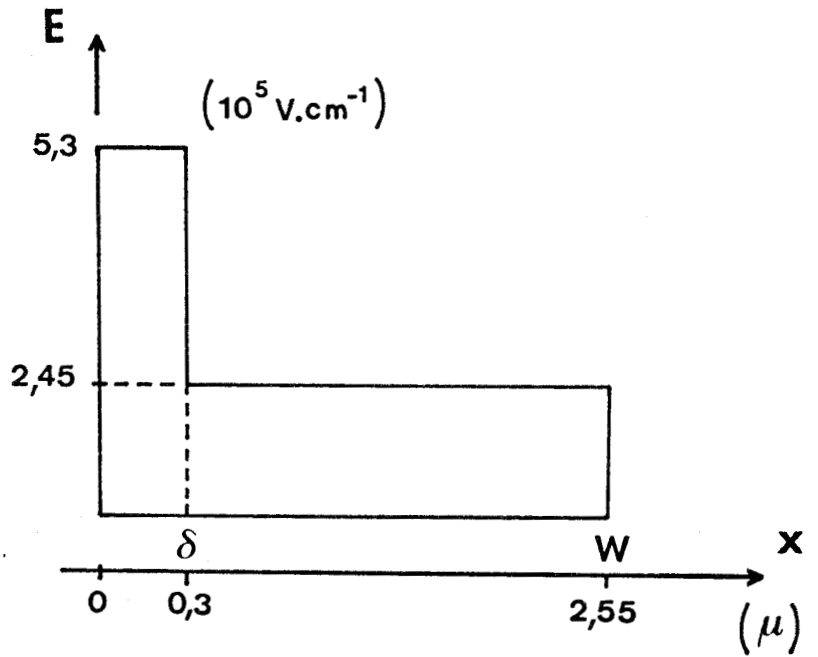


Figure II.11

Variation de la phase d'injection ψ en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} pour différentes valeurs du courant I_0 compte tenu de l'ionisation dans la zone de transit. La courbe en pointillé ne tient pas compte de cet effet.

maximal pour des tensions hyperfréquences relativement faibles.

Nous avons représenté sur la figure II.12.a les variations ΔU_0 de la tension continue de polarisation U_0 en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} pour plusieurs valeurs du courant de polarisation I_0 : nous remarquons que les variations de ΔU_0 sont beaucoup moins importantes que celles de la phase d'injection ψ . Par ailleurs ces variations de ΔU_0 se traduisent, en pratique par des anomalies dans les caractéristiques $I = f(V)$ qui peuvent présenter une pente négative que nous avons mis en évidence sur la figure II.12.b. Cet exemple nous a permis de préciser l'importance du phénomène d'ionisation dans la zone de transit.

D'autres exemples montrant l'influence de l'ionisation dans la zone de transit sur les performances (puissance et rendement) des diodes A.T.T seront présentes ultérieurement (chapitre IV) au cours de l'optimisation des structures proposées au chapitre I.

Il convient cependant de remarquer que la structure étudiée précédemment ne trouvera pas une utilisation pratique car la valeur du champ électrique E_{t0} à l'entrée de la zone de transit se traduit par une tension de polarisation importante et un rendement faible.

En outre, il est difficile avec ce type de structure d'obtenir un régime de fonctionnement stable (l'avalanche peut devenir filamentaire [54]). La valeur $E_{t0}^* = 2 \cdot 10^{05}$ V/cm semble constituer une valeur, limite qu'il convient de ne pas dépasser pour éviter cet effet d'instabilité d'autant plus que l'utilisation de structures ayant un champ électrique important à l'interface N/N^+ nécessite la présence d'une couche tampon.

Remarquons par ailleurs que les raisonnements précédents concernent une structure bloquée ("punch through" selon la terminologie anglaise), c'est à dire dont la largeur ne varie pas avec la valeur du champ hyperfréquence. Or nous verrons dans le chapitre suivant que l'utilisation de structures non bloquées permet la mise en oeuvre du transfert électronique (qui permettra

* Rappelons encore que cette valeur caractérise la structure à la température de fonctionnement (généralement comprise entre 400°K et 473°K). A la température ambiante E_{t0} est sensiblement plus faible

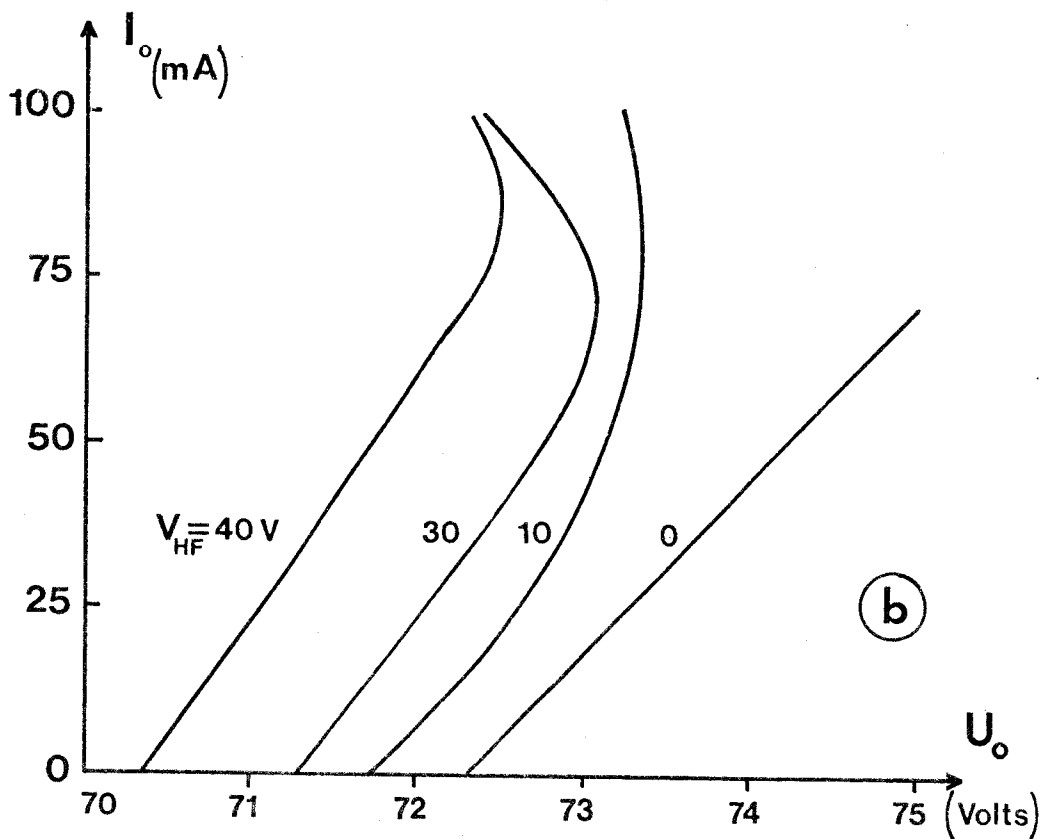
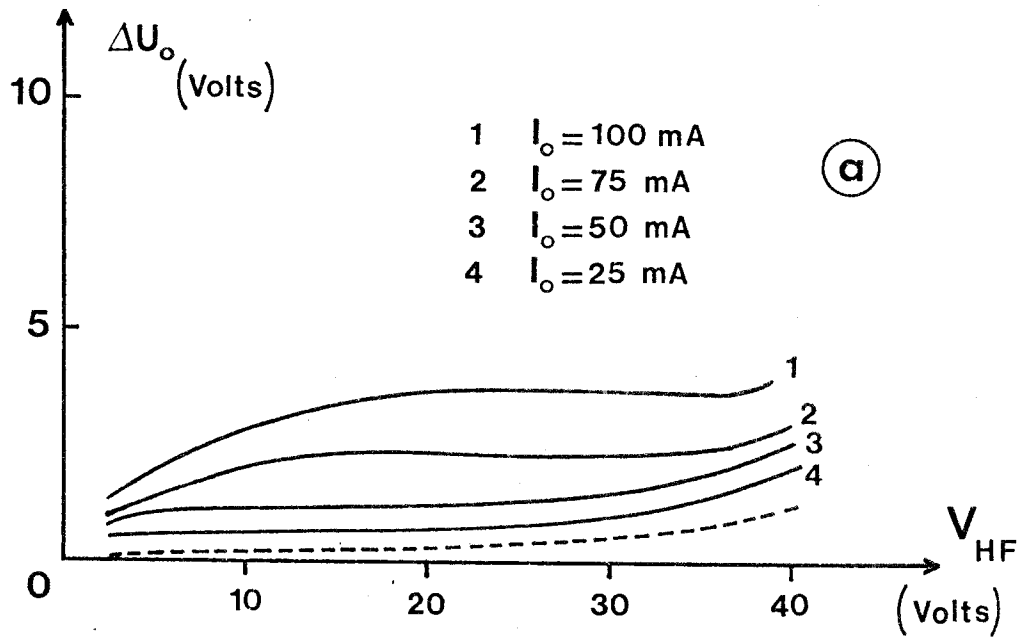


Figure II.12 : a) Variation ΔU_0 de la tension d'alimentation U_0 en fonction de la tension hyperfréquence compte tenu de l'ionisation dans la zone de transit (la courbe en pointillé est obtenue en négligeant cet effet)

b) caractéristiques isothermes calculées à tension hyperfréquence constante en présence d'une ionisation dans la zone de transit



d'obtenir de meilleures performances). Aussi nous ne tiendrons, en général, pas compte du phénomène d'ionisation dans la zone de transit pour notre étude de l'optimisation de la diode A.T.T. Mais chaque fois que le champ électrique total sera important, nous vérifierons systématiquement à partir du modèle que nous venons de définir, qu'aucune modification des performances n'est apportée par ce phénomène d'ionisation dans la zone de transit.

IV - INFLUENCE DE LA DIFFUSION DANS LA ZONE D'AVALANCHE

Les phénomènes de diffusion ont souvent été négligés dans l'étude des propriétés hyperfréquences des diodes A.T.T. et ce n'est que récemment que certains auteurs (R. KUVAS [55] G.I. HADDAD [56]) ont abordé ce problème. D'une façon qualitative l'influence éventuelle de ce phénomène de diffusion au niveau de la zone d'avalanche va se traduire, par un retard à l'établissement du conduction $I_{ca}(t)$ qui présentera des variations temporelles moins rapides et, en conséquence, par une augmentation du temps de montée τ_i de l'avalanche.

En effet, des mesures de bruit et d'impédances en régime linéaire ont montré que le temps de montée τ_i , mesuré expérimentalement était systématiquement plus grand que celui déterminé théoriquement, c'est à dire à partir de la relation :

$$\tau_i = \frac{\delta}{3 \bar{v}} \quad (40)$$

avec :

$$\bar{v} = \frac{v_n v_p}{v_n + v_p}$$

L'interprétation de cette différence a été effectuée par différents auteurs (R. KUVAS, J.J. GOEDBLOED [57], R. HULIN [58]) en tenant compte de la diffusion des porteurs : le temps de montée de l'avalanche τ_i est alors donné par la relation suivante (nous considérons ici le cas simple $\alpha_n = \alpha_p$) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_i = \tau_c + \tau_d \\ \tau_c = \frac{\delta}{3 \bar{v}} \\ \tau_d = \sum_{j=n,p} \frac{\delta}{2v_j} \frac{D_j}{v_j \delta} \times \left[\frac{1}{2} + \left(\frac{D_j}{v_j \delta} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{\delta v_j}{D_j} \right) \exp \left(- \frac{\delta v_j}{D_j} \right) - 1 \right] \right] \end{array} \right. \quad (41)$$

C'est à partir de cette différence relevée expérimentalement que GEODBLOED obtient une estimation du coefficient de diffusion moyen des électrons ($\bar{D} = 250 \text{ cm}^2/\text{s}$).

Utilisant la valeur obtenue par GOEDBLOED, nous avons calculé l'influence de la diffusion sur les performances obtenues pour la structure représentée sur la figure II.13 (structure semblable à celle de la figure II.10, mais avec un champ électrique E_{t0} dans la zone de transit plus faible de manière à pouvoir négliger les phénomènes dus à l'ionisation dans cette zone).

Nous avons obtenu les résultats suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{E_{\text{Max}}} = 36 \quad \% \quad \text{sans diffusion} \\ \eta_{E_{\text{Max}}} = 34,5 \quad \% \quad \text{avec diffusion} \end{array} \right.$$

Nous constatons que la diminution du rendement est assez peu notable pour la diode étudiée.

Or il faut remarquer que la valeur du coefficient de diffusion obtenu par GOEDBLOED et utilisé dans ce calcul semble très forte* et qu'en conséquence, l'effet dû à la diffusion doit être encore plus faible.

Il semble donc assez légitime de négliger, en première approximation, dans la suite de cette étude l'influence des phénomènes de diffusion sur les caractéristiques de la zone d'émission. La prise en compte de ce phénomène pourrait cependant s'effectuer facilement en augmentant le temps de montée intrinsèque τ_i , mais il faudrait alors connaître précisément la valeur du coefficient de diffusion en champ fort.

V - INFLUENCE D'UN COURANT INJECTE

D'autres mécanismes importants peuvent intervenir au niveau de la zone d'avalanche et, en particulier, l'effet tunnel

*Les travaux effectués au laboratoire (à partir de la mesure de l'impédance des diodes à avalanche) montrent que la valeur de ce coefficient de diffusion doit être inférieure à $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ en champs électriques élevés. La valeur retenue dans la plupart des calculs est $D = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$.

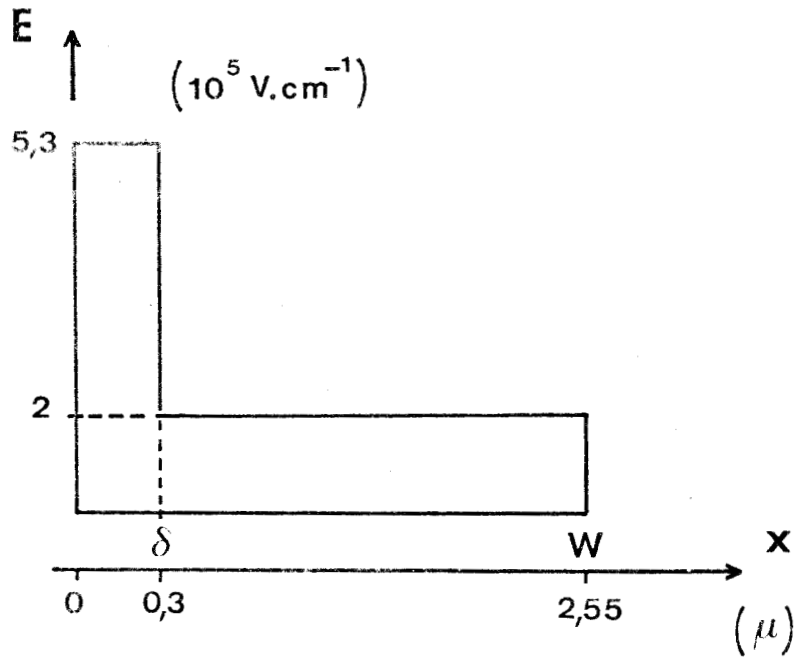


Figure II.13 : Carte du champ électrique de la structure étudiée pour calculer l'influence de la diffusion

son étude a été laissée de côté de façon délibérée car elle entre dans le cadre d'un autre travail entrepris au laboratoire par M. CHIVE [59] en collaboration avec P. KENNIS [60]. Mais comme nous aurons à discuter de l'importance de cet effet dans les différentes structures que nous étudierons dans la seconde partie de ce travail, il nous a semblé important d'en résumer les principales conclusions.

L'influence du courant tunnel a été étudiée d'une manière numérique et analytique en utilisant une théorie proche de celle élaborée par PADOVANI & STRATTON [61].

L'expression de ce courant tunnel est donnée par des formules différentes selon le type de structure envisagée.

V-1 Barrière métal - semiconducteur

L'expression du courant tunnel est donné par

$$J_{i_{T0}} = A_{co}^* \cdot \sqrt{T} \cdot E_{MAX} \exp\left(\frac{-q E_B}{kT}\right) \exp\left(a \frac{E_{MAX}^2}{T^3}\right) \quad (42)$$

- E_{MAX} est le champ électrique à l'interface métal semiconducteur (en V/m)
- E_B est la hauteur de la barrière de potentiel (comprise entre 0,8 et 0,9 eV)
- A_{co}^* et a sont des constantes

$$\begin{cases} A_{co}^* = 1,95 \cdot 10^{+3} \text{ A/m}^2 \\ a = 7,18 \cdot 10^{-8} \text{ MKSA} \end{cases}$$

Nous avons représenté sur la figure II.14 les variations de la densité de courant tunnel en fonction du champ électrique E_{MAX} pour différentes températures dans le cas où $E_B = 0,9$ eV. La figure II.15 représente des variations identiques à la température $T = 400^\circ\text{K}$ pour plusieurs valeurs de la hauteur de la barrière de potentiel E_B .

Nous constatons que le courant tunnel sera d'autant plus important que :

- la température est élevée
- le champ électrique E_{MAX} est plus grand
- la valeur de la hauteur de la barrière de potentiel est plus faible.

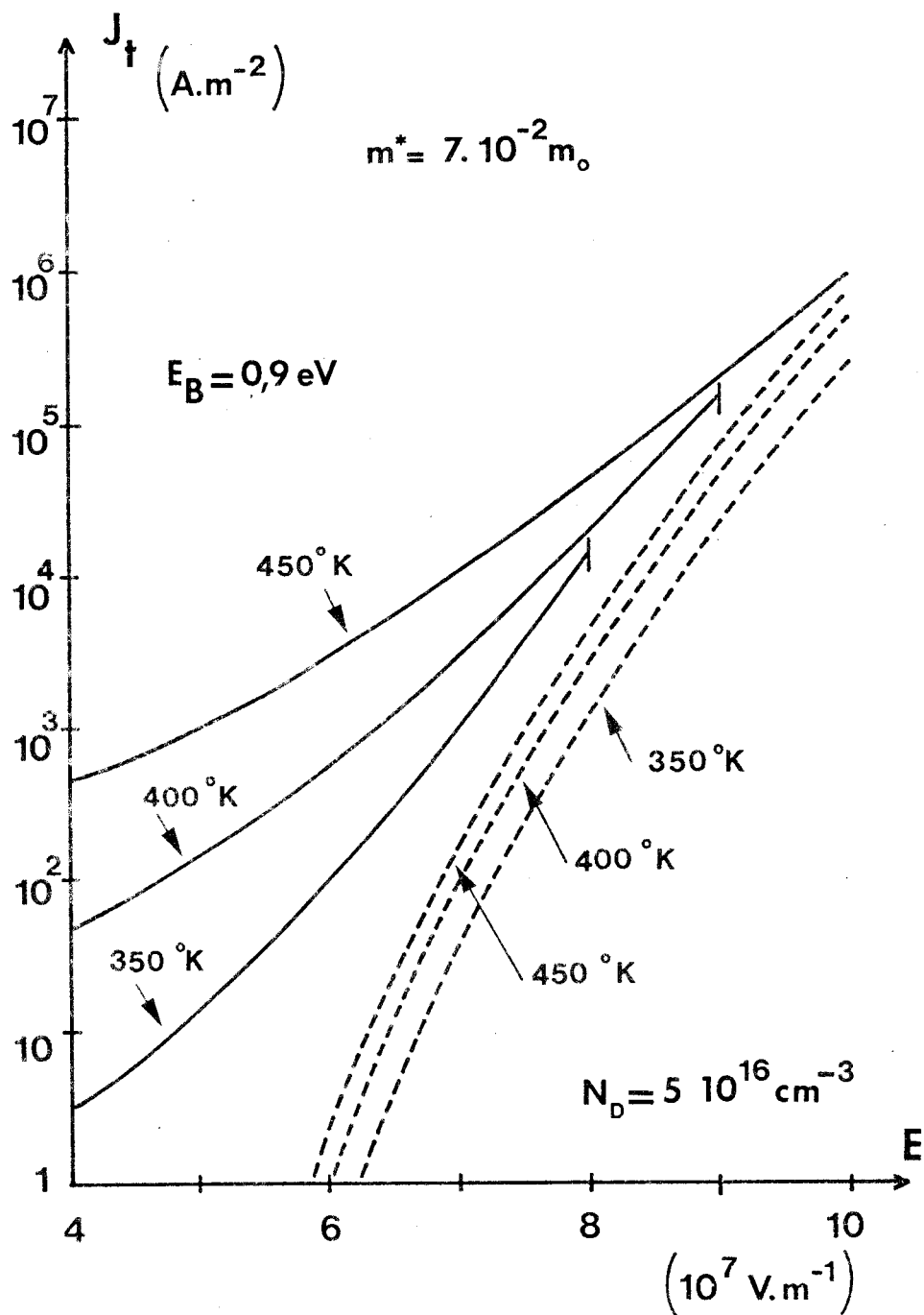


Figure II.14 : Variation de la densité de courant tunnel en fonction du champ électrique dans une barrière métal - semi-conducteur (en trait plein) [$E_B = 0,9 \text{ eV}$] et dans une jonction abrupte (en pointillé) [$N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$] pour différentes températures.

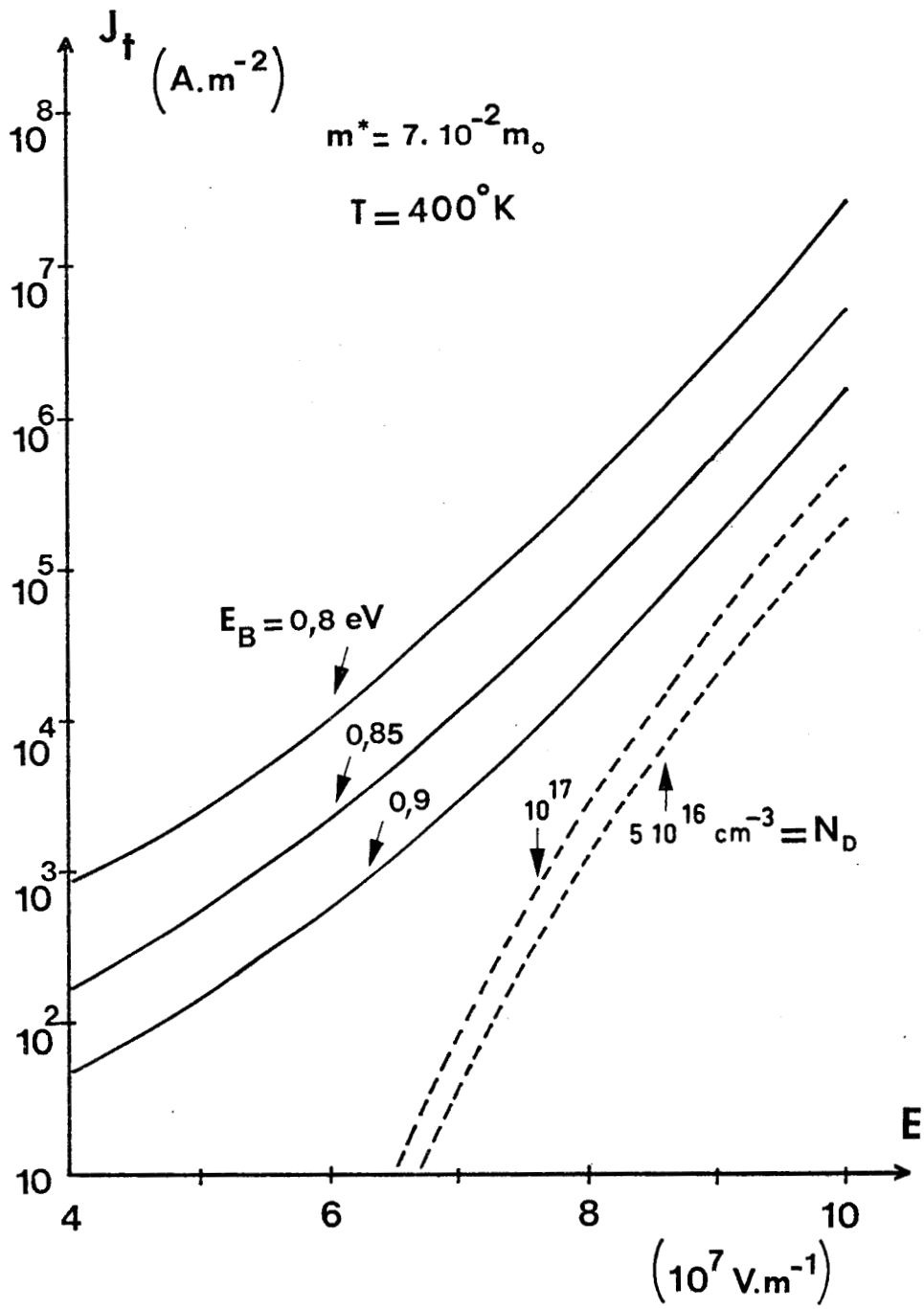


Figure II.15 : Variation de la densité de courant tunnel en fonction du champ électrique à $T = 400^\circ K$ pour une barrière métal - semiconducteur (trait plein) en considérant différentes hauteurs de barrières E_B et pour une jonction abrupte (traits pointillés) en considérant plusieurs valeurs de la concentration en impuretés.



V-2 Jonction abrupte

Dans ce cas, l'expression du courant tunnel est la suivante :

$$J_{i_{T_0}} = K_0^* \frac{E_{MAX}^3}{N_D \sqrt{E_g}} \exp \left(- b \frac{E_g^{3/2}}{E_{MAX}} \right) \quad (43)$$

- E_g est la largeur de la bande interdite (en eV). Sa variation avec la température est donnée par la loi :

$$E_g (T) = E_g (T_0) - \frac{a_1 T^2}{b_1 + T} \quad T \text{ en } ^\circ K \quad (44)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_g (0) = 1,522 \text{ eV} \\ a_1 = 5,8 \cdot 10^{-4} \text{ soit } E_g (300^\circ K) = 1,435 \text{ eV} \\ b_1 = 300^\circ K \end{array} \right.$$

- N_D est la valeur de la concentration en impuretés (en m^{-3})

- K_0^* et b sont des constantes

$$\left\{ \begin{array}{l} K_0^* = 9,21 \cdot 10^{11} \text{ MKSA} \\ b = 1,064 \cdot 10^9 \text{ MKSA} \end{array} \right.$$

Les variations de la densité de courant tunnel en fonction du champ électrique E_{MAX} pour différentes températures et pour $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ sont données sur la figure II.14. Des variations identiques à la température $T = 400^\circ K$ pour plusieurs valeurs de la concentration en impuretés sont représentées sur la figure II.15.

Comme dans le cas d'une barrière métal semiconducteur, nous noterons que le courant tunnel sera plus important :

- si la température est plus élevée
- si le champ électrique E_{MAX} au niveau de la jonction est plus grand
- si la concentration en impuretés N_D est plus importante.

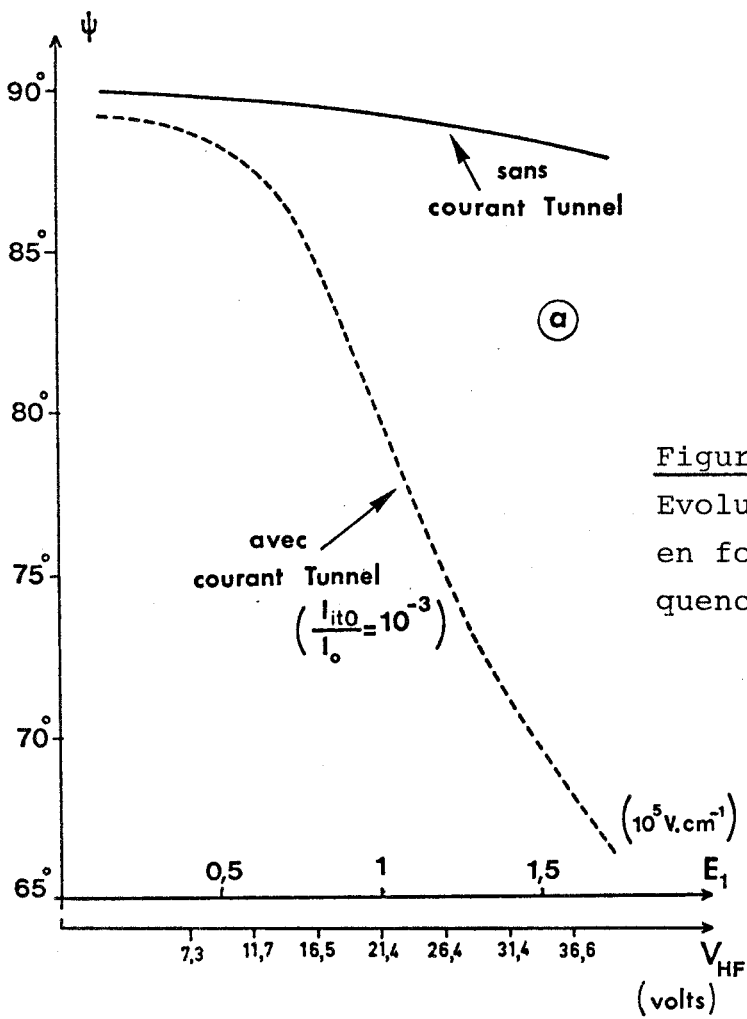


Figure II.16.a.

Evolution de la phase d'injection ψ en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} .

Figure II.16.b.

Evolution de la variation ΔU_0 de la tension de polarisation U_0 en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} .

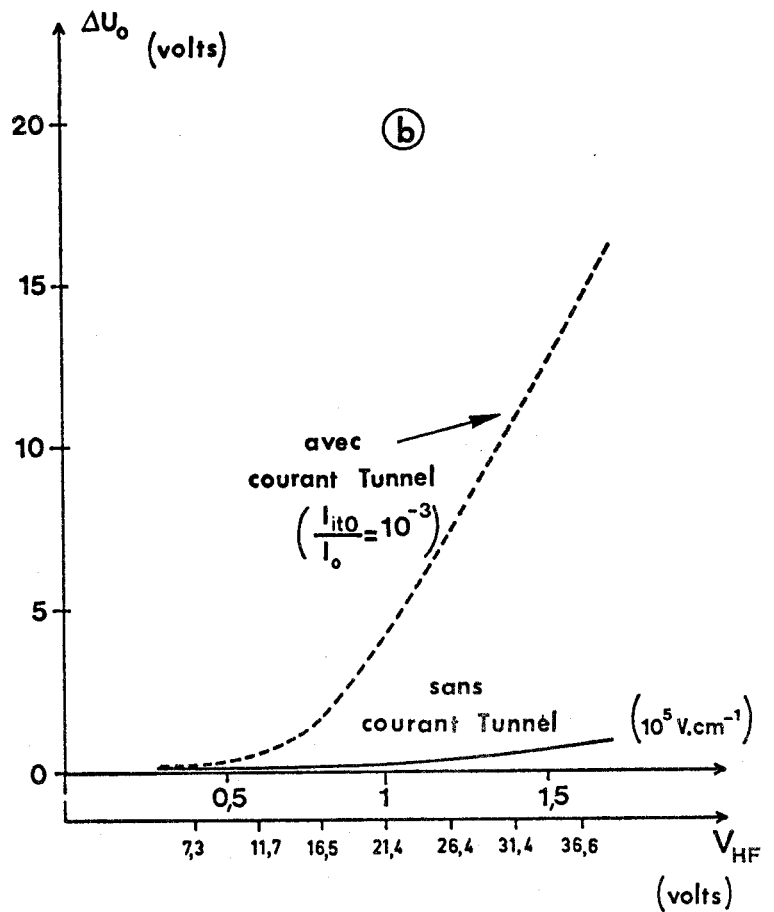


Figure II.17.a.

Variation de la puissance émise en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF} .

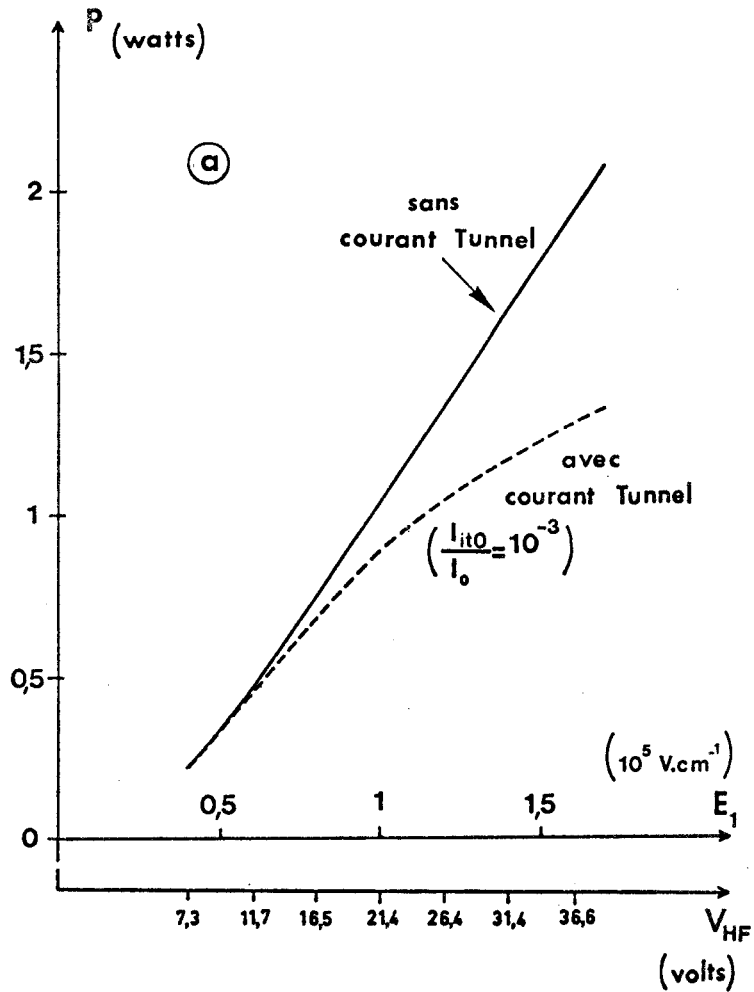
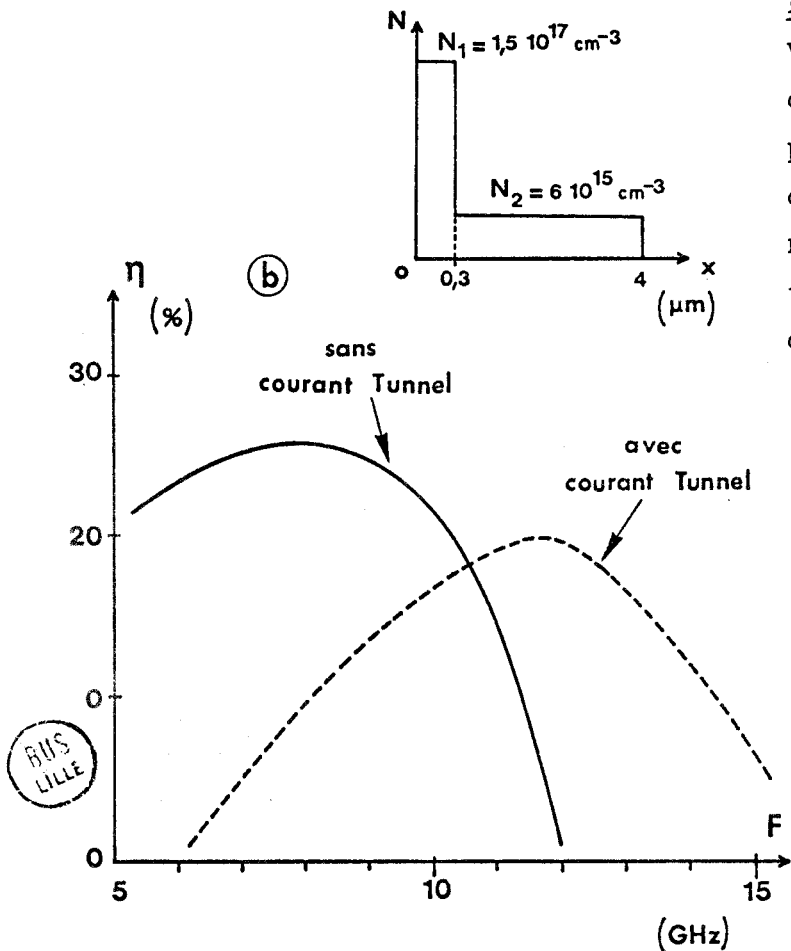


Figure II.17.b.

Variation du rendement hyperfréquence en fonction de la fréquence pour la structure schématisée dans la partie supérieure en négligeant (trait plein) et en tenant compte (trait pointillé) de l'influence d'un courant tunnel ($E_B = 0,9 \text{ eV}$, $T = 400 \text{ °K}$, $I_O = 110 \text{ mA}$).



BUS LILLE

D'autre part, nous constatons que le courant tunnel dans une barrière métal semiconducteur sera nettement plus élevé que dans une jonction à température et champ électrique identiques.

En ce qui concerne les propriétés hyperfréquences, la prise en compte de l'effet tunnel va modifier :

- la tension de fonctionnement des diodes qui sera diminuée
- la phase d'injection ψ des porteurs qui sera plus faible que dans le cas où on néglige cet effet
- le rendement maximum et la puissance qui seront aussi plus faibles.

Ces différents effets sont illustrés sur les figures II.16 et II.17.

De plus, nous constatons que la fréquence d'utilisation d'une structure est plus élevée si on tient compte de l'effet tunnel (figure II.17 b). Il sera alors nécessaire de revoir l'optimisation de la diode utilisée si nous voulons fonctionner à la même fréquence que celle prévue sans tenir compte du courant tunnel.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différents mécanismes physiques qui peuvent influencer les phénomènes d'avalanche existant dans les diodes A.T.T. étudiées et qui sont, de ce fait, susceptibles de modifier leur performances.

Nous avons tout d'abord étudié l'influence des interactions électron - électron. Ce mécanisme en modifiant les valeurs des taux d'ionisation diminue de manière assez sensible la phase d'injection ψ des porteurs ce qui entraîne une diminution du rendement hyperfréquence. Toutefois, cet effet pourra, en première approximation, être négligé si nous utilisons des densités de courant $J < 1000 \text{ A/cm}^2$ ce qui est souvent le cas en ondes centimétriques.

Le second mécanisme étudié est la non localisation du taux d'ionisation. La prise en compte de ce phénomène assez complexe peut se faire, en première approximation en augmentant la valeur du temps de montée intrinsèque de l'avalanche τ_i . Mais, la détermination exacte de cette augmentation nécessiterait une nouvelle détermination expérimentale du taux d'ionisation (compte tenu du caractère non localisé de cette grandeur), étude qui sortirait du cadre de ce travail.

Une situation assez analogue se présente en ce qui concerne la prise en compte des phénomènes de diffusion qui se traduit, ici encore, par une augmentation du temps de montée τ_i , dépendant de la valeur du coefficient de diffusion en champ fort, qui reste encore actuellement très mal connu.

Il apparaît ainsi que ces deux phénomènes se traduisent en pratique par une incertitude sur les valeurs utilisées pour le temps de montée de l'avalanche τ_i qui devraient être plus grandes que celles calculées à partir des théories classiques (en négligeant la diffusion et la non localisation du taux d'ionisation). Il sera donc nécessaire d'avoir présent à l'esprit cette incertitude lors de l'évaluation des performances hyperfréquences et lors de l'optimisation des structures en nous efforçant de chiffrer autant que possible l'imprécision résultant de notre mauvaise connaissance de τ_i .

Le dernier mécanisme susceptible d'influencer les caractéristiques de la zone d'émission est l'injection de porteurs par effet tunnel. Cet effet a été étudié plus en détail par ailleurs et nous n'avons fait que rappeler l'essentiel des résultats qui pourront nous servir par la suite.

Nous nous proposons maintenant d'étudier quelques mécanismes intervenant au niveau de la zone de transit.

CHAPITRE III

ÉTUDE DES MÉCANISMES PHYSIQUES

LIÉS AU PHÉNOMÈNE DE TRANSFERT ÉLECTRONIQUE .

INFLUENCE DE LA DIFFUSION

INTRODUCTION

L'étude générale effectuée dans le chapitre I a montré que le rôle essentiel de la zone de transit était d'assurer le déplacement des porteurs à vitesse limite durant un temps voisin de la période du champ hyperfréquence. Les phénomènes se présentent dans la réalité de façon beaucoup plus complexe puisque d'autres mécanismes physiques sont susceptibles d'intervenir : d'une part, l'épaisseur de la zone de transit peut varier en fonction du temps et, d'autre part, la vitesse d'entraînement des porteurs peut devenir inférieure ou même supérieure (dans les semiconducteurs présentant les effets de transfert électronique) à la vitesse limite tandis que les phénomènes de diffusion peuvent disperser le paquet d'électrons injectés dans la zone désertée. Ces phénomènes peuvent s'étudier à partir des modèles numériques décrits dans le chapitre I et, avant d'entreprendre l'optimisation des structures, il nous a paru intéressant d'essayer d'élucider leur contribution dans la détermination des performances hyperfréquences et de comprendre aussi qualitativement que possible comment ils interviennent.

L'objectif de ce chapitre sera donc d'étudier de façon approfondie les effets liés aux phénomènes de transfert électronique et à la modulation de la zone désertée qui lui est souvent associée et de préciser rapidement, le phénomène étant mieux connu, le rôle joué par la diffusion des porteurs dans la zone de transit sur les caractéristiques des diodes avalanche.

I - ETUDE DES EFFETS LIES AU TRANSFERT ELECTRONIQUE ET A LA MODULATION DE LA ZONE DESERTEE

Nous avons défini dans le premier chapitre des structures ("High Low" et Low High Low") avec lesquelles des rendements élevés étaient susceptibles d'être obtenus. Les résultats expérimentaux publiés ont depuis confirmé ces prévisions, mais il semble que les meilleurs résultats soient obtenus non pas avec des structures confinées caractérisées par un champ électrique important au niveau de l'interface avec le substrat, mais avec des structures non confinées, où le champ électrique dans la zone

active peu dopée peut être de l'ordre de grandeur du champ critique E_C et où les phénomènes de transfert électronique peuvent intervenir. Il existe donc, dans ce dernier cas, des conditions particulières de fonctionnement pour lesquelles certains mécanismes nouveaux apparaissent et permettent une amélioration des performances et nous nous proposons maintenant de décrire et d'élucider ces phénomènes.

I-1 Le point sur l'étude de ces phénomènes

Plusieurs équipes de chercheurs ont proposé à peu près simultanément diverses explications à l'obtention de hauts rendements avec des structures non confinées :

- R.L. KUVAS & W.E. SCHROEDER [62] proposent un type de fonctionnement particulier ("premature collection mode" ou, en Français, fonctionnement à temps de transit prématurément interrompu) : l'obtention des rendements élevés est liée à l'utilisation de diodes caractérisées en régime petit signal par un angle de transit ($\theta = \frac{\omega (W-\delta)}{v}$) plus grand que Π .

- B.CULSHAW, R.A.GIBLIN & P.A.BLAKEY [63,64] attribuent l'amélioration des performances à une augmentation du courant induit consécutive à une augmentation de la vitesse des porteurs.

- de notre côté, nous avons montré [65,66] que ce type de fonctionnement n'est possible que par l'existence de la forme particulière de la caractéristique $v = f(E)$ pour l'arséniure de gallium qui présente une vitesse maximale largement supérieure à la vitesse limite.

Depuis, d'autres travaux sur ce même sujet ont été publiés et, en particulier, par Y. HIRACHI & al [67] qui résume les diverses explications précédentes et donne le nom assez évocateur de "surfing mode" à ce type de fonctionnement.

Nous nous proposons de résumer rapidement la publication de KUVAS & SCHROEDER et celle de CULSHAW & al avant de décrire nos travaux.

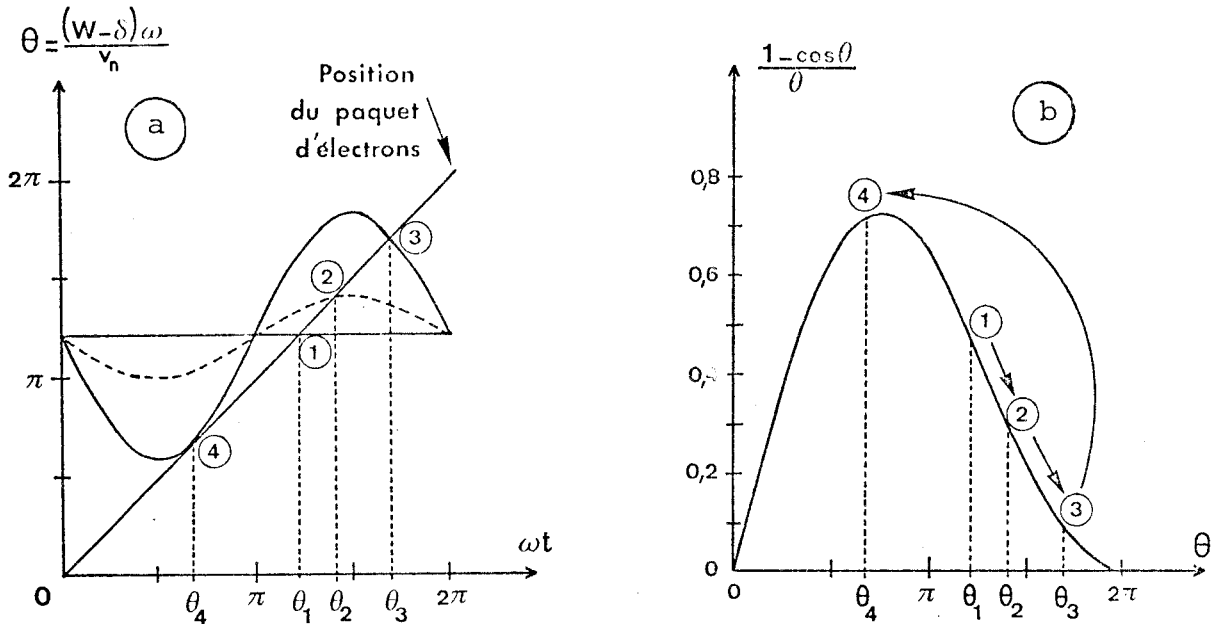


Figure III.1 : Variation temporelle de l'angle de transit (a) et évolution du facteur de transport $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ en fonction de l'angle de transit (b) pour la structure A (angle de transit petit signal supérieur à Π)

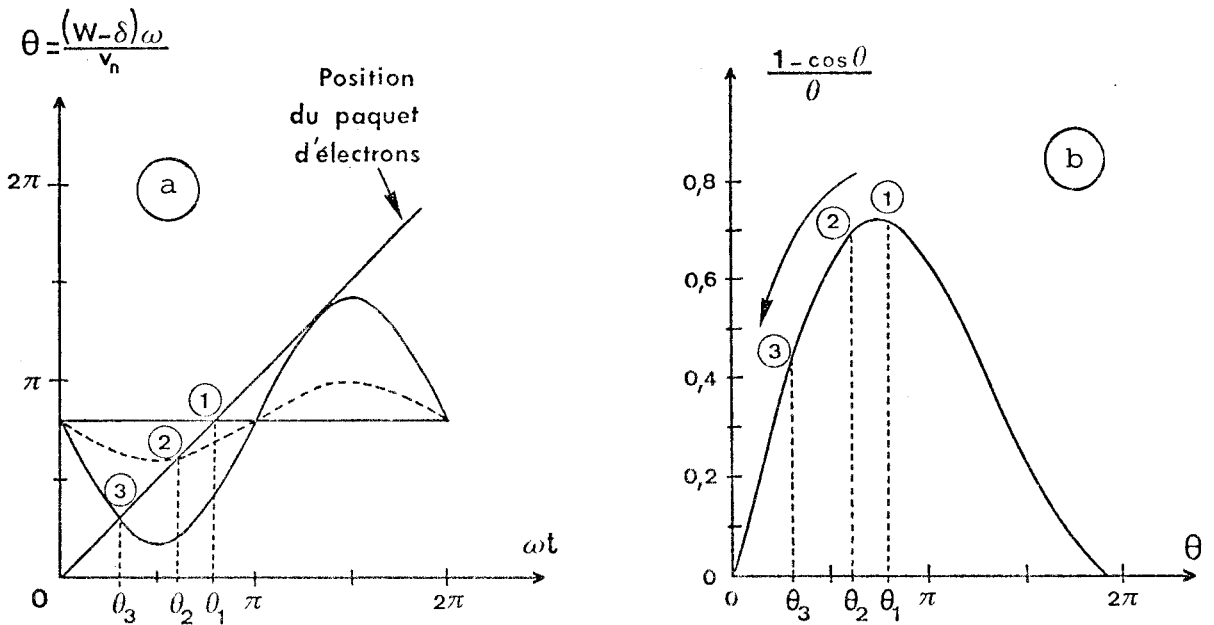


Figure III.2. : Variation temporelle de l'angle de transit (a) et évolution du facteur de transport $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ en fonction de l'angle de transit (b) pour la structure B (angle de transit petit signal inférieur à Π)

I-1-1 Etude du "Premature collection mode"

Les travaux de KUVAS & SCHROEDER permettent essentiellement :

- d'une part, d'expliquer l'augmentation brutale de rendement observée lorsque l'on augmente la tension hyperfréquence aux bornes de la diode A.T.T soit en accroissant la puissance d'entrée (régime d'amplification) soit en modifiant l'accord des circuits ou le courant de polarisation (régime d'oscillation).

- d'autre part de justifier l'utilisation pour obtenir des rendements élevés de structures non confinées caractérisées au repos (c'est à dire pour des tensions hyperfréquences négligeables) par des angles de transit supérieur à Π

Pour leur étude, KUVAS & SCHROEDER considèrent deux types de structures :

- la première fonctionne en régime petit signal avec un angle de transit supérieur à Π ($\theta = 1,2 \Pi \rightarrow$ cas (A))

- la seconde fonctionne avec un angle de transit inférieur à Π ($\theta = 0,8 \Pi \rightarrow$ cas (B)).

Les variations temporelles de l'épaisseur de la zone désertée W et donc, de l'angle de transit, pour ces deux structures, sont étudiées en fonction de l'amplitude du signal hyperfréquence appliqué (figures III.1.a et III.2.a).

- Dans le cas de la diode (A), l'augmentation du signal hyperfréquence se traduit tout d'abord par un accroissement de l'angle de transit par rapport à la valeur petit signal comme on le constate en repérant l'intersection de la droite représentant la variation en fonction du temps de la position du paquet d'électrons injectés par la zone d'avalanche avec les courbes (1), (2) et (3) représentant les variations de W en fonction de t . On obtient ainsi une augmentation régulière du temps de transit qui passe de la valeur θ_1 à une valeur maximale θ_3 (égale à $1,7 \Pi$ dans l'exemple décrit). On constate alors qu'une nouvelle augmentation de la tension se traduit par une diminution brutale de θ à la valeur θ_4 proche de $0,7 \Pi$. Le facteur de transport $\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ intervenant dans l'expression du

rendement devient alors maximal et il est ainsi, possible d'obtenir des rendements hyperfréquences élevés à fort niveau. Ces constatations sont illustrées figure III.1.b où nous avons représenté l'évolution en fonction du niveau hyperfréquence du facteur de transport.

- Pour le cas de la diode (B), nous constatons une diminution régulière de l'angle de transit avec l'augmentation du signal H.F. Il en résulte que le facteur de transport diminue constamment avec le niveau et qu'il n'est donc pas possible, à fort niveau, d'obtenir des rendements élevés pour ce type de diode (figure III.2.b).

I-1-2 Augmentation du rendement lié à une augmentation

momentanée du courant induit (B. CULSHAW & Al.)

Considérons une diode confinée caractérisée par une zone désertée d'épaisseur constante soumise à une tension sinusoïdale. Les porteurs émis par la zone d'avalanche vont, en se propageant à une vitesse d'entraînement v dans la zone de transit donner lieu à un courant induit qui peut se calculer facilement à partir du théorème de RAMO SHOCKLEY :

$$I_{\text{Ind}}(t) = \frac{q \cdot v(t)}{W} \quad (45)$$

W étant la largeur de la diode.

La puissance totale générée se calcule à partir de la formule:

$$P_{\text{HF}} = V_0 \cdot I_0 - \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \cdot I(t) dt \quad (46)$$

Dans cette expression, $I(t)$ est le courant total traversant la diode, qui résulte de la superposition du courant de déplacement et du courant induit. Le courant de déplacement étant proportionnel

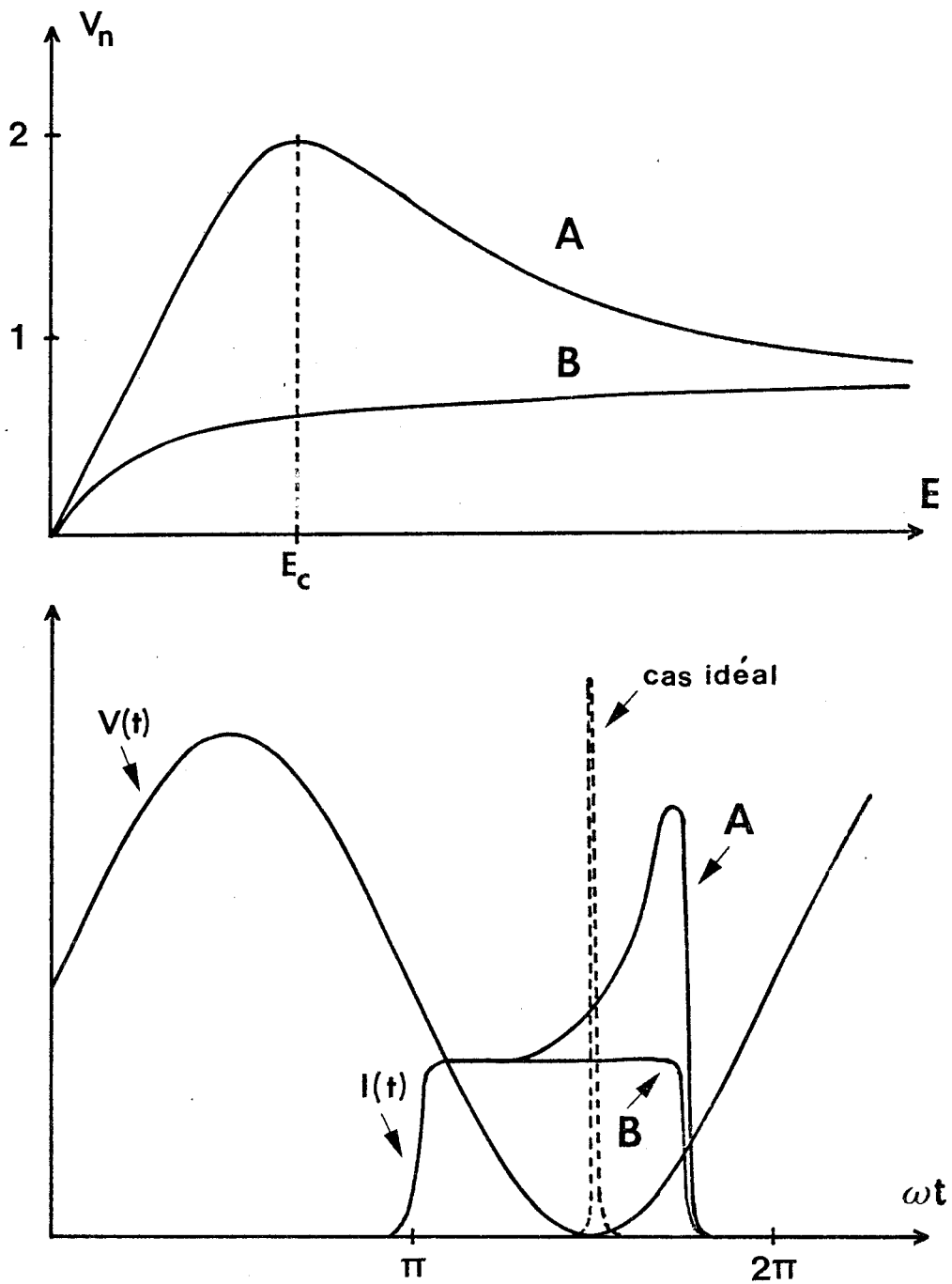


Figure III.3 : Variation temporelle du courant induit dans les cas (A) et (B) qui correspondent à des semiconducteurs qui ont une caractéristique $v_n = f(E)$ de type GaAs (A) et Silicium (B)



à $\frac{dV}{dt}$ ne contribue pas à l'intégrale du second membre de la formule précédente que l'on peut donc écrire

$$P_{HF} = V_o I_o - \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \cdot I_{ind}(t) dt \quad (47)$$

Le rendement sera alors maximal si l'évolution du courant induit présente un maximum aussi aigu que possible et se rapproche de la forme d'un pic de DIRAC centré autour de la valeur minimale de la tension (cas idéal du fonctionnement d'un oscillateur classe C).

L'originalité du travail de CULSHAW est d'avoir montré que, grâce à la forme particulière de la courbe $v = f(E)$ du GaAs, il est possible pour des taux de modulation très importants d'obtenir un courant induit dont l'évolution temporelle est beaucoup plus proche de la forme idéale que dans le cas usuel.

Ces constatations sont illustrées figure III.3 où nous avons représenté l'évolution temporelle du courant induit pour deux semiconducteurs dont les caractéristiques $v(E)$ correspondent d'une part au GaAs (cas (A)) et d'autre part au silicium (cas (B)) et l'on peut remarquer que dans le cas (A), le courant a une forme beaucoup plus favorable que dans le cas (B).

I-1-3 Interprétation plus complète résultant de nos travaux

Aucune des deux interprétations précédentes n'apparaît comme suffisamment satisfaisantes. En effet, l'explication de KUVAS ne fait pas intervenir les effets de transfert électronique et ne permet pas d'expliquer pourquoi le rendement d'une diode confinée est supérieur ou au moins comparable (compte tenu des pertes dans la zone non désertée) à celui d'une diode confinée.

Par ailleurs celle de CULSHAW concerne une diode confinée, c'est à dire une structure qui n'est généralement

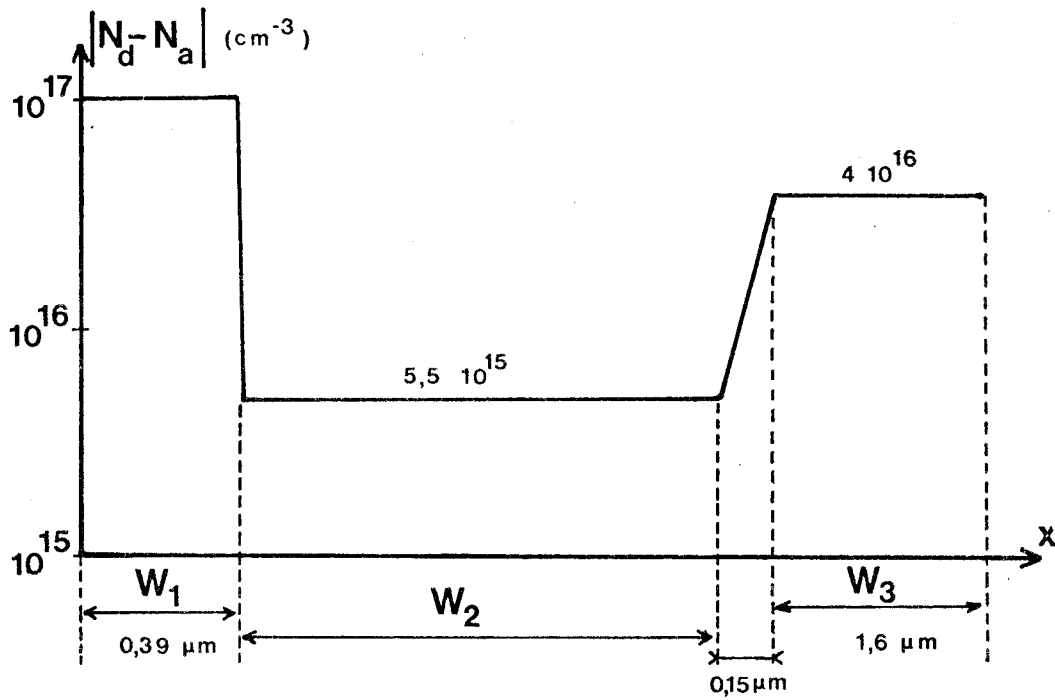


Figure III.4 : Profil de concentration en Impuretés de la structure étudiée dans la simulation numérique

pas utilisée en pratique car elle ne permet pas d'obtenir les meilleurs résultats expérimentaux. Il reste donc à trouver une explication plus complète faisant, en quelque sorte, la synthèse des deux interprétations proposées et c'est ce que nous nous proposons de faire dans le paragraphe suivant.

I-2 Etude de l'effet dû au transfert électronique

I-2-1 Structure étudiée. Conditions de fonctionnement

De nombreuses structures avec des conditions de fonctionnement variées ont été étudiées au laboratoire. Cependant, afin de mieux mettre en évidence l'effet lié au transfert électronique, nous étudierons ici plus particulièrement le fonctionnement de la diode dont les caractéristiques sont représentées sur la figure III.4.

C'est une diode de type "High Low" dans laquelle le palier de dopage N_1 est égal à 10^{17} cm^{-3} . A la température de fonctionnement choisie ($T = 473^\circ\text{K}$), le champ électrique E_{to} à l'abscisse W_1 ($W_1 = 0,39 \mu\text{m}$ soit $Q_s = N_1 W_1 = 3,910^{12} \text{ cm}^{-2}$) est égal à $1,6 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$: cette valeur a été choisie pour limiter au maximum l'ionisation dans la zone de transit qui entraîne, comme nous l'avons vu, une dégradation des performances.

La concentration en impuretés N_2 du second palier est égale à $5,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$: elle correspond sensiblement aux valeurs déterminées théoriquement qui permettent d'obtenir le maximum de rendement pour les fréquences voisines de 10 GHz (figure III.5). La largeur W_2 est le paramètre variable de nos calculs.

Les conditions de fonctionnement de la diode sont les suivantes :

- fréquence de sortie : $F = 10 \text{ GHz}$
- densité de courant de polarisation :
 $J_o = 1250 \text{ A/cm}^2$
- surface de la diode : $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

Bien que les programmes de calcul numérique mis au point permettent de tenir compte de variation de température dues à la variation de la tension de polarisation et à l'émission de puissance hyperfréquence par la diode, il nous a paru

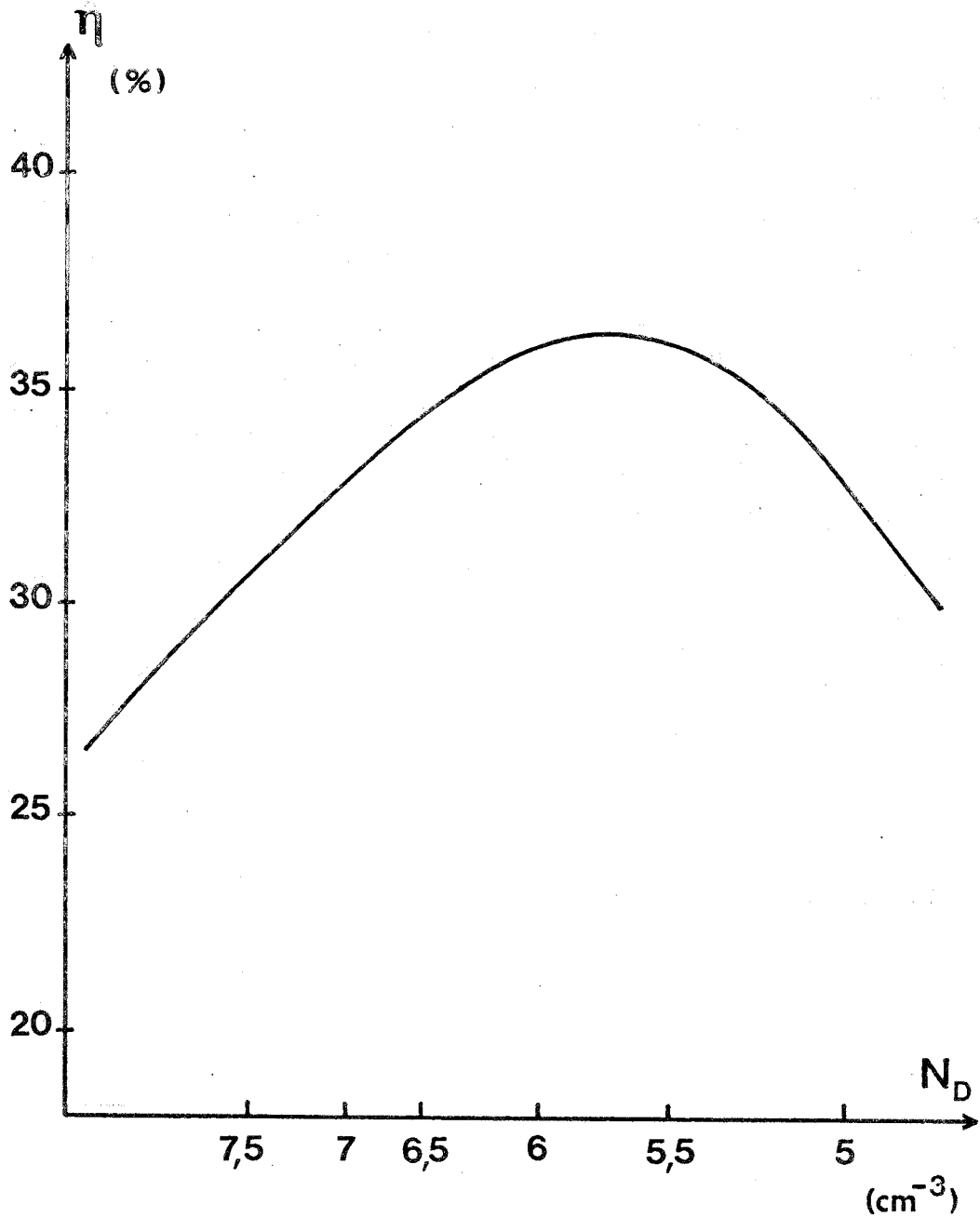
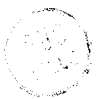


Figure III.5 : Variation du rendement hyperfréquence en fonction de la concentration en impuretés N_D de la zone de transit ($f = 10$ GHz, $J_0 \approx 1\,000$ A/cm²)



préférable, afin de mieux mettre en évidence les effets étudiés, de travailler de façon isotherme ($T = 473^\circ\text{K}$) et d'admettre en conséquence l'invariance des caractéristiques électriques du matériau ; compte tenu de la densité de courant utilisée et de la valeur estimée pour la résistance thermique ($R_{th} \approx 30^\circ/\text{W}$), cette température est du même ordre de grandeur que celle atteinte par le composant en fonctionnement. Afin de bien mettre en évidence le rôle des phénomènes de transfert électronique, nous avons artificiellement considéré plusieurs évolutions différentes de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique : celles-ci sont représentées sur la figure III.6.

- le cas (A) correspond à la caractéristique $v = f(E)$ voisine de celle observée expérimentalement pour l'arséniure de gallium telle qu'elle résulte des effets liés au transfert "intervallée". L'expression utilisée a été donnée au premier chapitre et correspond à la formule :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_s \left(\frac{E}{E_c}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad \text{avec } E_c = 4 \text{ kV/cm}$$

- le cas (B) correspond à une courbe du même type que celle du cas (A), mais pour laquelle nous avons considéré un champ de seuil E_c plus élevé ($E_c = 7 \text{ kV/cm}$). Ce cas a été envisagé afin d'étudier les performances susceptibles d'être obtenues avec un semiconducteur présentant une caractéristique $v(E)$ semblable à celle du GaAs, mais avec un rapport $\frac{v_{pic}}{v_s}$ plus grand (ce qui est le cas par exemple pour le phosphore d'Indium [InP]).

- le cas (C) est une courbe dont la dépendance avec le champ électrique est du type silicium, c'est à dire donnée par la formule :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E}{1 + \frac{\mu_0 E}{v_s}}$$

Notons que dans les trois cas étudiés, la vitesse de saturation v_s et la mobilité en champ faible μ_0 utilisées sont les mêmes et les différences de vitesse ne sont importantes qu'au voisinage du champ critique E_c .

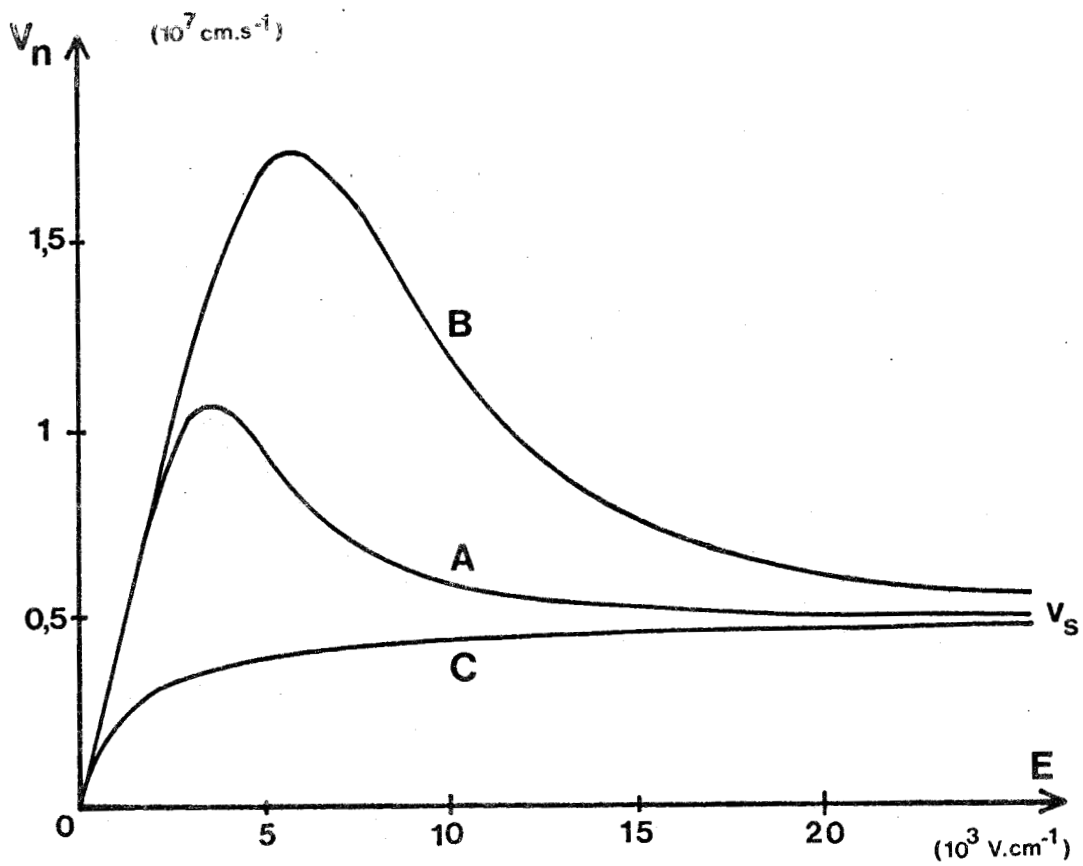


Figure III.6 : Variation de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique pour les trois cas étudiés

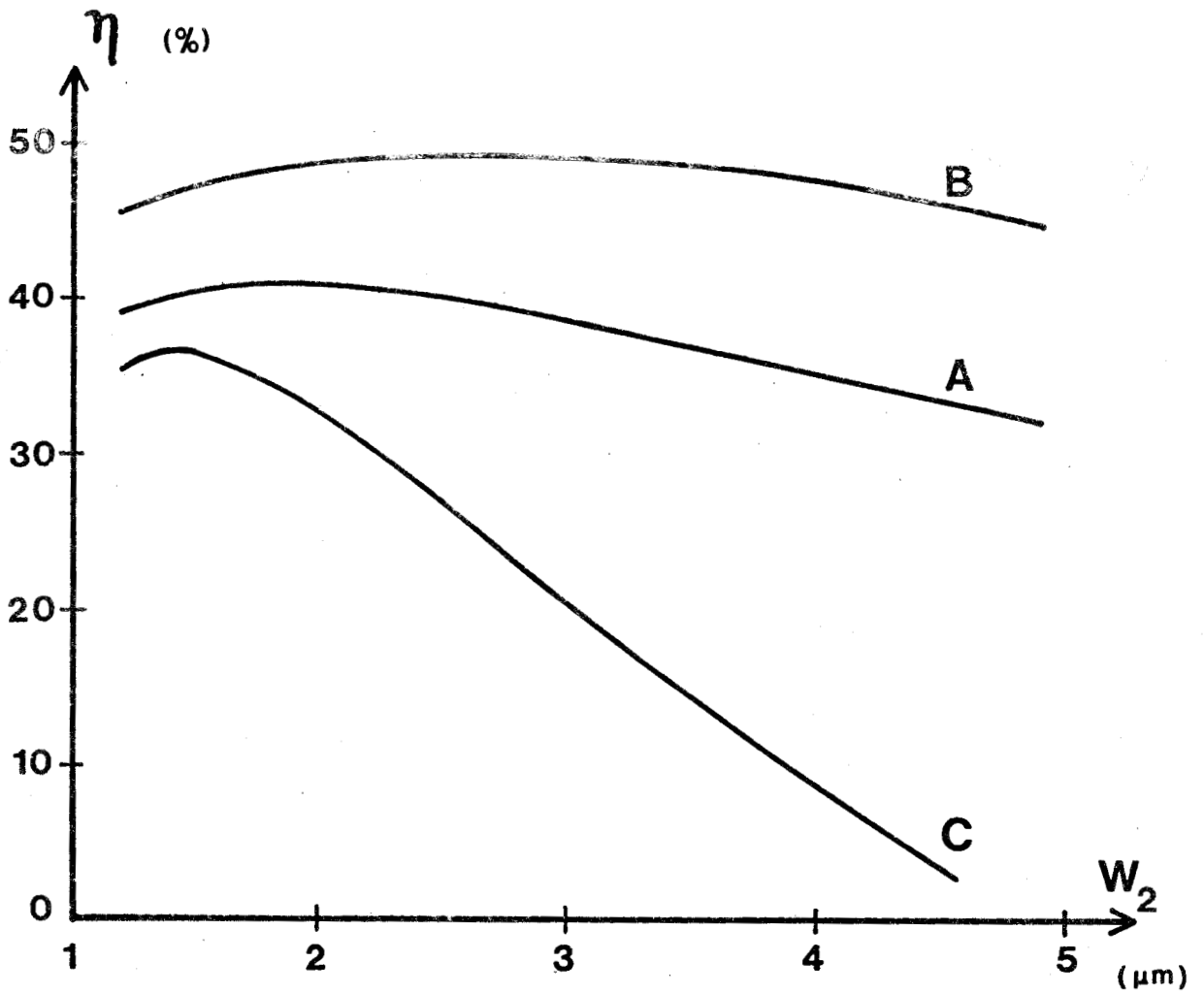


Figure III.7 : Variation du rendement hyperfréquence en fonction de la largeur W_2 de la zone de transit pour les trois cas étudiés.

I-2-2 Résultats théoriques

Nous avons tout d'abord étudié les variations du rendement maximum en fonction de la largeur W_2 de la zone faiblement dopée : les résultats sont illustrés sur la figure III.7

Nous constatons, pour le cas (A), que le rendement varie peu lorsqu'on augmente la largeur W_2 et que, même lorsque W_2 est beaucoup plus grand que la valeur "punch through" ($W_2 = 2,65 \mu\text{m}$ en fonctionnement), le rendement reste encore très élevé.

Pour le cas (B), cette décroissance est encore plus faible, et nous pouvons considérer que le rendement est à peu près constant au voisinage de 45 %.

Par contre, dans le cas (C) (où la courbe v (E) ne présente pas de mobilité différentielle négative) la décroissance du rendement avec W_2 est catastrophique : il semble donc que dans ce cas, l'obtention de rendements élevés avec des structures non bloquées soit impossible.

Ce comportement très différent de la structure suivant l'allure de la courbe v (E) utilisée pour décrire les phénomènes de transport existant dans le matériau apparaît d'autant mieux que nous travaillons avec une structure largement non confinée. Aussi nous avons représenté sur la figure III.8 les variations du rendement (courbes a) et de la résistance négative (courbes b) en fonction de la tension hyperfréquence apparaissant aux bornes de la diode pour une structure de ce type ($W_2 = 3,8 \mu\text{m}$)

Nous constatons qu'il existe, pour les cas (A) et (B), une valeur critique V_{HF} de la tension pour laquelle la résistance négative $|R_D|$ augmente brutalement avec la tension hyperfréquence. Cette exaltation de la résistance négative se traduit alors par une augmentation très sensible du rendement η émis par la diode. Dans le cas (C), cet effet n'apparaît pas la résistance négative $|R_D|$ décroît régulièrement avec l'augmentation de V_{HF} . Dans ce cas, les meilleurs rendements sont obtenus pour des valeurs plus faibles de la tension V_{HF} ; de toute manière, ils sont nettement inférieurs à ceux obtenus dans les cas (A) et (B).

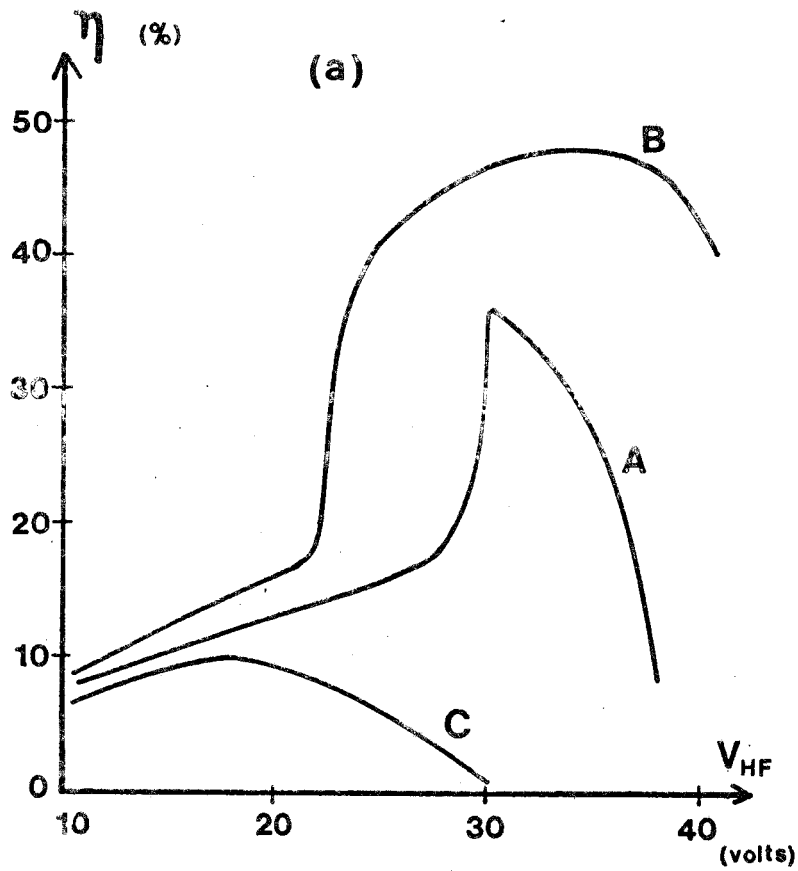
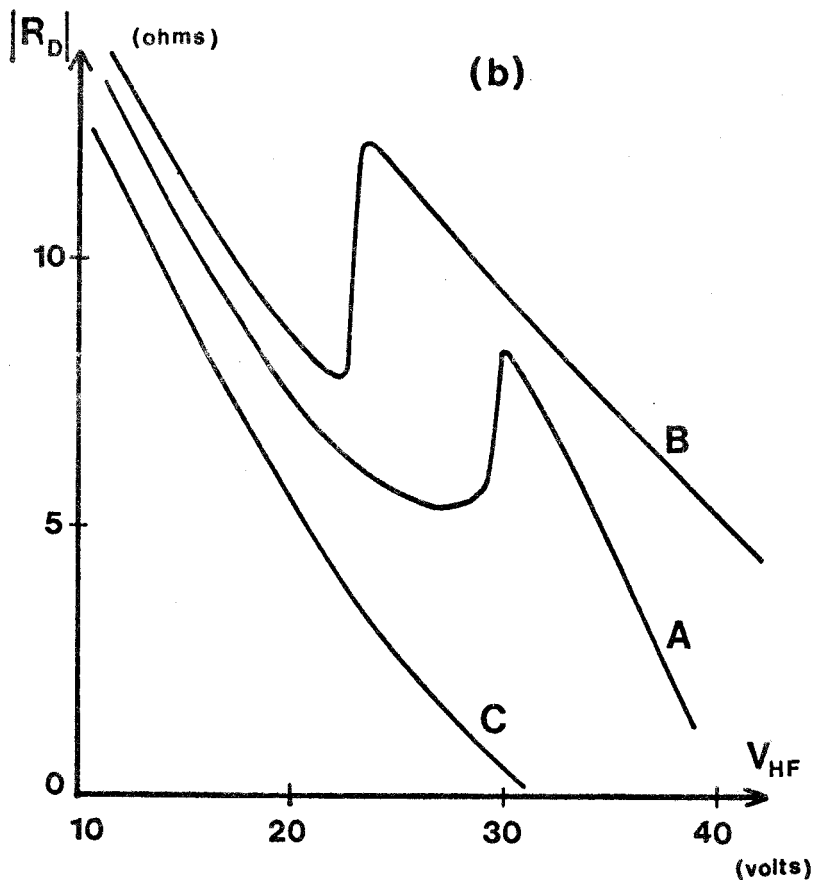


Figure III.8 : Variation du rendement hyperfréquence (a) et de la résistance négative (b) en fonction de la tension hyperfréquence pour une structure ayant une largeur $w_2 = 3,8 \mu\text{m}$



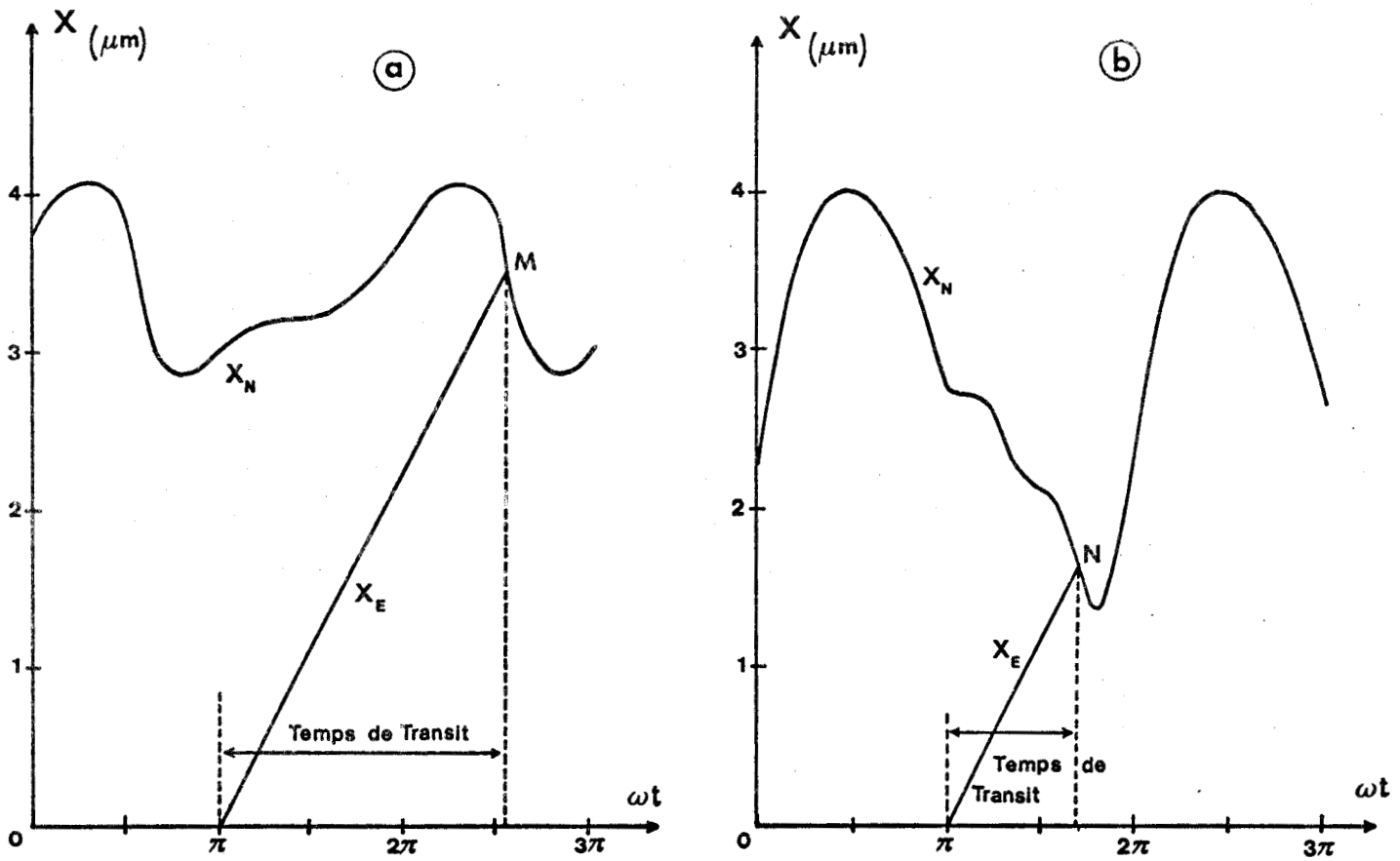


Figure III.9 : Variation temporelle de la largeur instantanée de la zone désertée X_N et de la position du maximum du paquet d'électrons X_E pour des fonctionnements faible signal (a) et fort signal (b)

- la courbe b) correspond à un fonctionnement fort signal et l'on peut remarquer que le temps de transit effectif est diminué et devient voisin de la valeur optimale.

Cette diminution, à fort signal du temps de transit effectif des porteurs vers sa valeur optimale peut expliquer en partie la brutale augmentation du rendement η et de la résistance négative $|R_D|$ illustrée sur la figure III.8. Il faut cependant noter que cette exaltation n'est observée que dans les cas (A) et (B) pour lesquels la caractéristique v (E) présente une mobilité différentielle négative.

Les mauvais rendements observés dans le cas (C) peuvent alors être interprétés de la façon suivante :

La modulation de l'épaisseur de la zone désertée se fait à vitesse de plus en plus importante à mesure que nous augmentons le taux de modulation. En conséquence, la vitesse de déplacement des porteurs dans la zone non désertée (égale à $\frac{d X_N}{dt}$ [68]) augmente, approchant éventuellement la valeur de saturation v_s . Dans le cas (C), l'établissement de cette vitesse nécessite des champs électriques de plus en plus élevés, et, en aucun cas, $\frac{d X_N}{dt}$ ne pourra dépasser la valeur v_s . Dans les cas (A) et (B), par contre, la vitesse de déplacement peut atteindre la valeur v_{pic} (qui peut être le double de v_s) avec des champs électrique qui néanmoins restent faibles (de l'ordre du champ de seuil E_C). Cette situation est illustrée sur la figure III.10 où nous avons représenté l'évolution temporelle de la largeur de la zone désertée dans les cas (B) et (C) pour une amplitude du signal HF correspondant au rendement maximum pour le cas (B) : nous constatons alors que pour le cas (C), le paquet d'électrons n'atteint jamais l'extrémité de la zone désertée avant $\omega t > 2 \Pi$. Par contre, dans le cas (B), la jonction entre le paquet d'électrons et l'extrémité de la zone désertée intervient bien avant $\omega t = 2 \Pi$ lorsque la tension hyperfréquence est suffisamment importante. Nous pouvons alors définir plusieurs régions :

- la région (1) dans laquelle les porteurs transitent à la vitesse v_s ($\Pi < \omega t < 1,4 \Pi$).

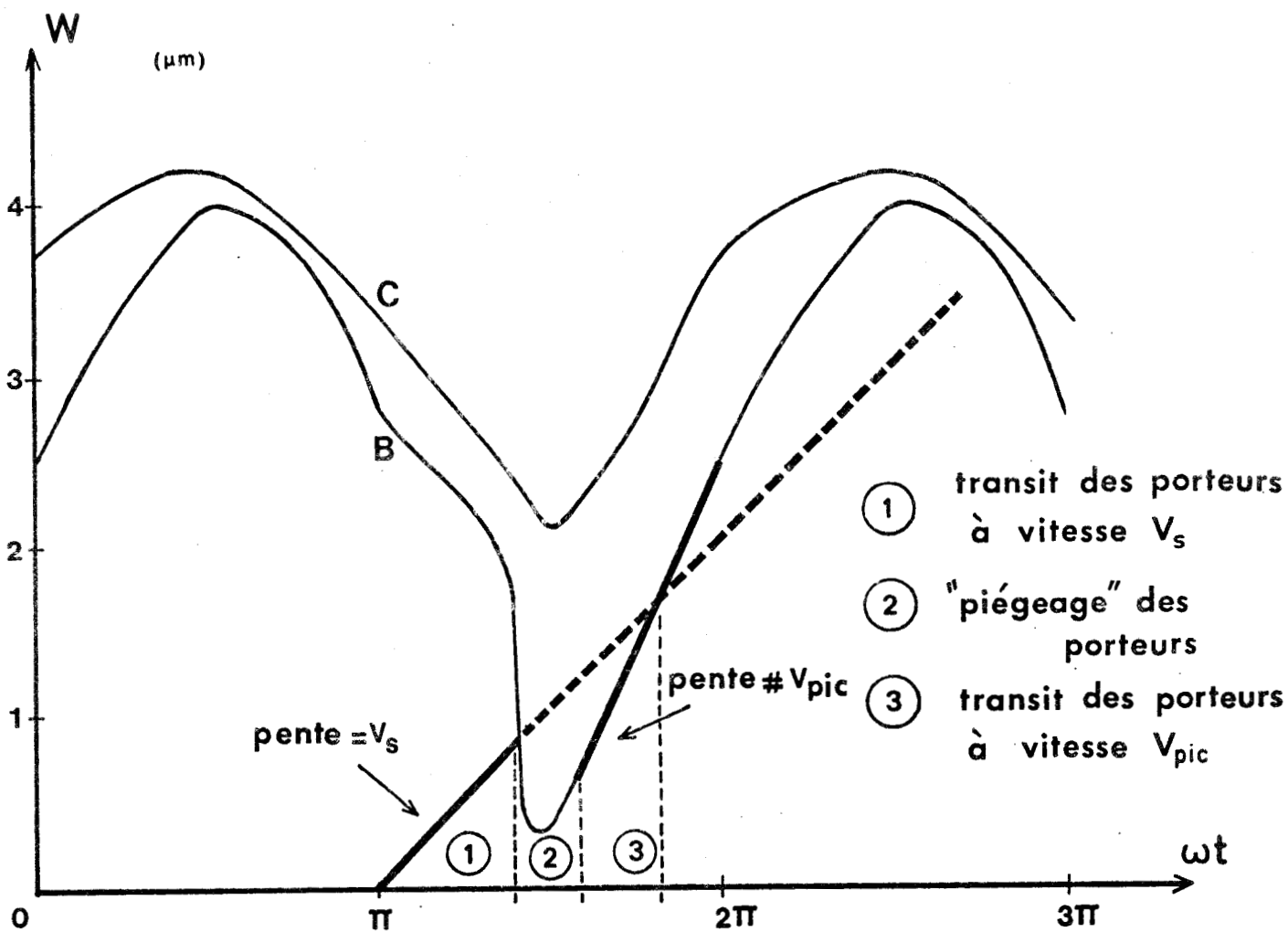


Figure III.10

Variation temporelle de la largeur de la zone désertée pour les cas (B) et (C) et de la position du paquet d'électrons pour une tension hyperfréquence correspond à un rendement maximum pour la structure (B)



- la région (2) où la jonction intervient :
les porteurs sont piégés dans une région à champ électrique faible
durant un court instant ($1,4 \pi < \omega t < 1,6 \pi$).

- la région (3) où les électrons se déplacent
maintenant à une vitesse supérieure à la vitesse de saturation v_s
et approximativement égale à la vitesse v_{pic} ($1,6 \pi < \omega t < 2 \pi$).

Dans le but de mieux illustrer ces différentes
étapes du transit des porteurs, nous donnons sur les figures
III.11 à III.14 les variations spatiales du champ électrique et
de la densité des porteurs à différents instants t pour les
cas (B) et (C)*.

- la première courbe correspond au temps t
($\omega t = 1,2 \pi$) au moment où les porteurs viennent juste d'être
injectés dans la zone de transit (figure III.11) : nous constatons
que le paquet d'électrons se déplace à la vitesse de saturation
 v_s dans la zone désertée dont l'extrémité se déplace en sens
inverse à la même vitesse.

- la configuration suivante ($\omega t = 1,4 \pi$)
(figure III.12) correspond pour le cas (B) à la rencontre entre
l'extrémité de la zone de transit et le paquet d'électrons
qui rentre ainsi dans une zone de champ électrique faible . Pour
le cas (C), la jonction n'est pas encore intervenue.

*Nous avons choisi le cas (B) car la caractéristique $v(E)$ présente
un rapport $\frac{v_{pic}}{v_s}$ plus important que dans le cas (A) : nous
pourrons ainsi avoir des effets plus nets, donc susceptibles de
mieux être mis en évidence. Dans le même esprit nous avons utilisé
dans les exemples donnés sur les figures III.9 à III.14, une
valeur anormalement faible pour le coefficient de diffusion : la
valeur utilisée $D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ est indépendante du champ électrique
Il en résulte donc une augmentation assez notable du rendement
émis qui passe par exemple, de 32 % (cas (A) avec $W_2 = 3,8 \mu\text{m}$) à
40 %. Avec une valeur plus réaliste du coefficient de diffusion
(Cf. chapitre I), les effets sont légèrement moins marqués, mais
restent qualitativement les mêmes.

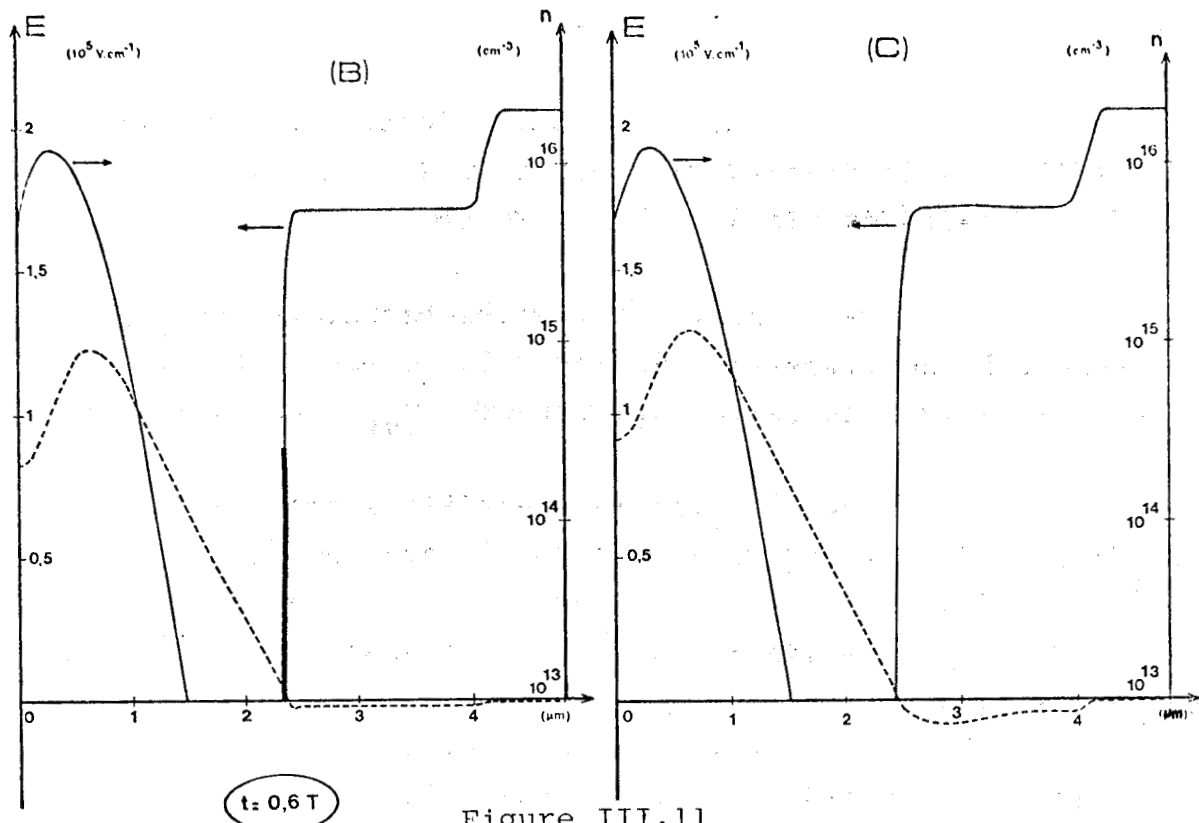


Figure III.11

Figures III.11 et 12 :

Comparaison entre les distributions instantanées du champ électrique (en pointillé) et les concentrations en électrons (en trait plein) pour les structures (B) et (C). Les flèches indiquent le sens de déplacement du paquet d'électrons ou de l'extrémité de la zone désertée. Les traits plus épais correspondent à une vitesse v_{pic} (pour la structure (B)).

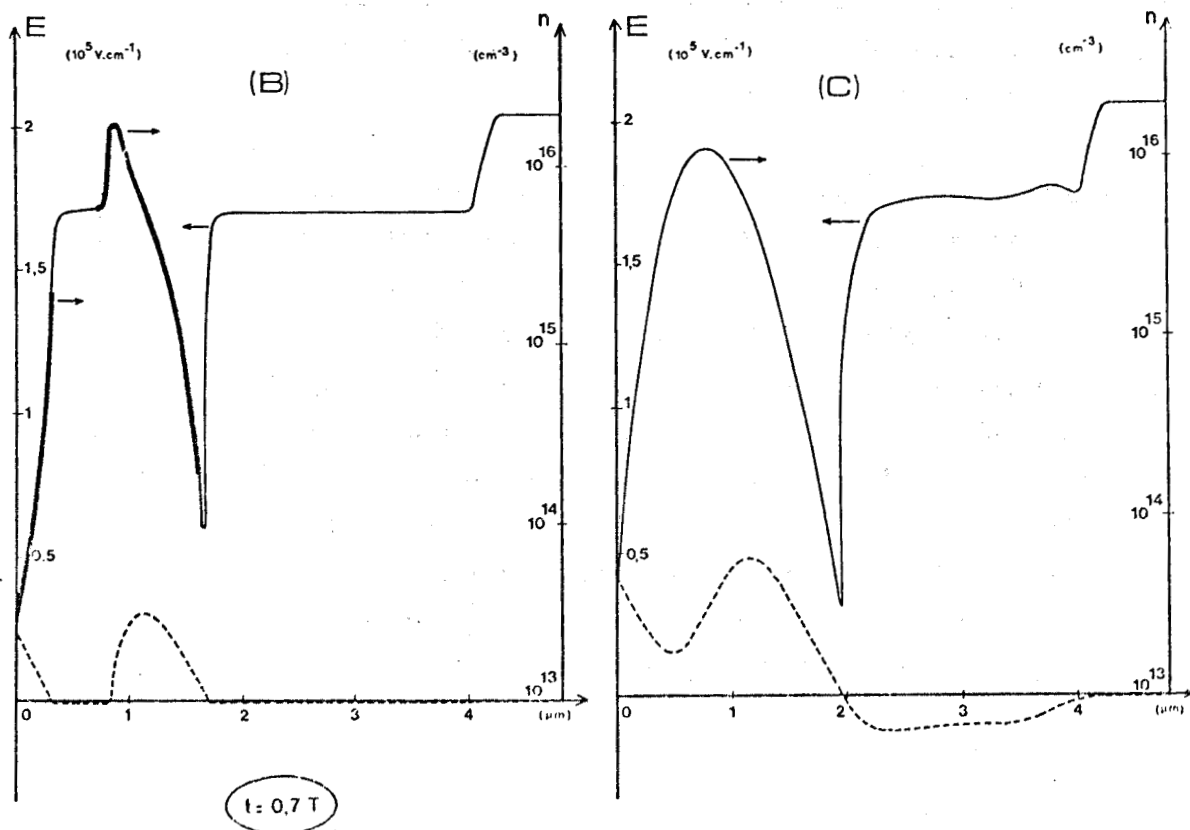


Figure III.12

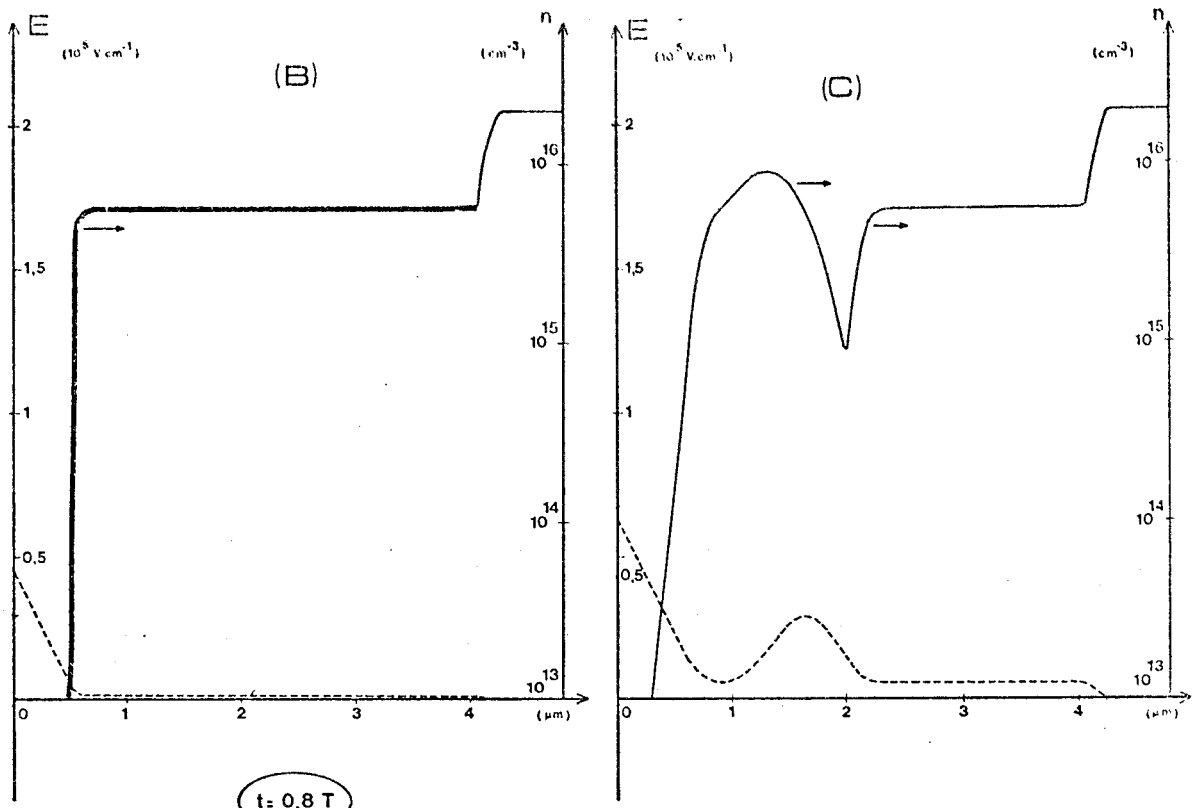


Figure III.13

Figures III.13 et 14 :

Comparaison entre les distributions instantanées du champ électrique (en pointillé) et les concentrations en électrons (en trait plein) pour les structures (B) et (C). Les flèches indiquent le sens de déplacement du paquet d'électrons ou de l'extrémité de la zone désertée. Les traits plus épais correspondent à une vitesse v_{pic} (pour la structure (B)).

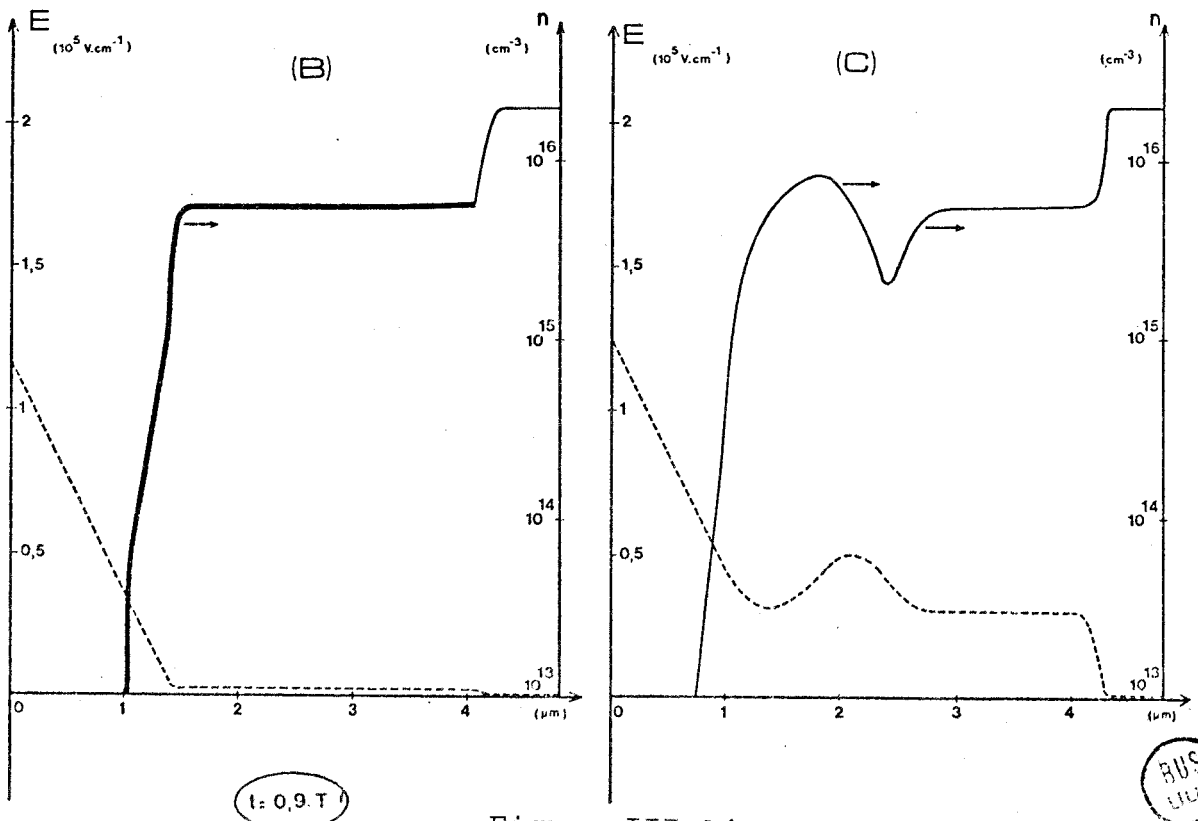


Figure III.14

- A l'instant suivant ($\omega t = 1,6 \pi$) (figure III.13) les électrons correspondant au cas (B) se déplacent maintenant à une vitesse supérieure à v_s et provoquent ainsi une augmentation du courant induit au moment le plus propice, c'est à dire lorsque la tension hyperfréquence est presque minimale.

Pour le cas (C), aucune jonction n'est maintenant possible, car l'extrémité de la zone désertée se déplace maintenant à la même vitesse que le paquet de porteurs et dans le même sens.

- Pour le dernier instant t représenté ($\omega t = 1,8 \pi$) (figure III.14), le déplacement à vitesse supérieure à v_s se poursuit dans le cas (B) tout comme le déplacement dans le même sens, à vitesse v_s , de l'extrémité de la zone de transit et du paquet de porteurs dans le cas (C).

A la lumière de ces résultats de simulation numérique, il apparaît que, grâce au phénomène de transfert électronique, il est possible d'obtenir en fonctionnement grand signal :

- d'une part un angle de transit optimum
- d'autre part une exaltation du courant induit liée au déplacement des électrons à la vitesse pic au moment le plus favorable pour obtenir des rendements importants.

Cette dernière constatations est illustrée sur la figure III.15 où l'évolution temporelle de la tension sinusoïdale et du courant induit traversant la diode est représentée. On remarque dans le cas (B) une exaltation importante du courant au moment où la tension est minimale qui se traduit en définitive par une augmentation de la puissance hyperfréquence délivrée.

Il nous faut maintenant effectuer, dans la mesure du possible, une comparaison avec les résultats expérimentaux

I-2-4 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Cette étude a été entreprise à partir de diodes A.T.T. à profil différencié réalisées au L.E.P. (Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée) qui nous a fourni quelques centaines d'échantillons provenant de 20 épitaxies différentes. Les technologies utilisées, les différentes sortes d'échantillons

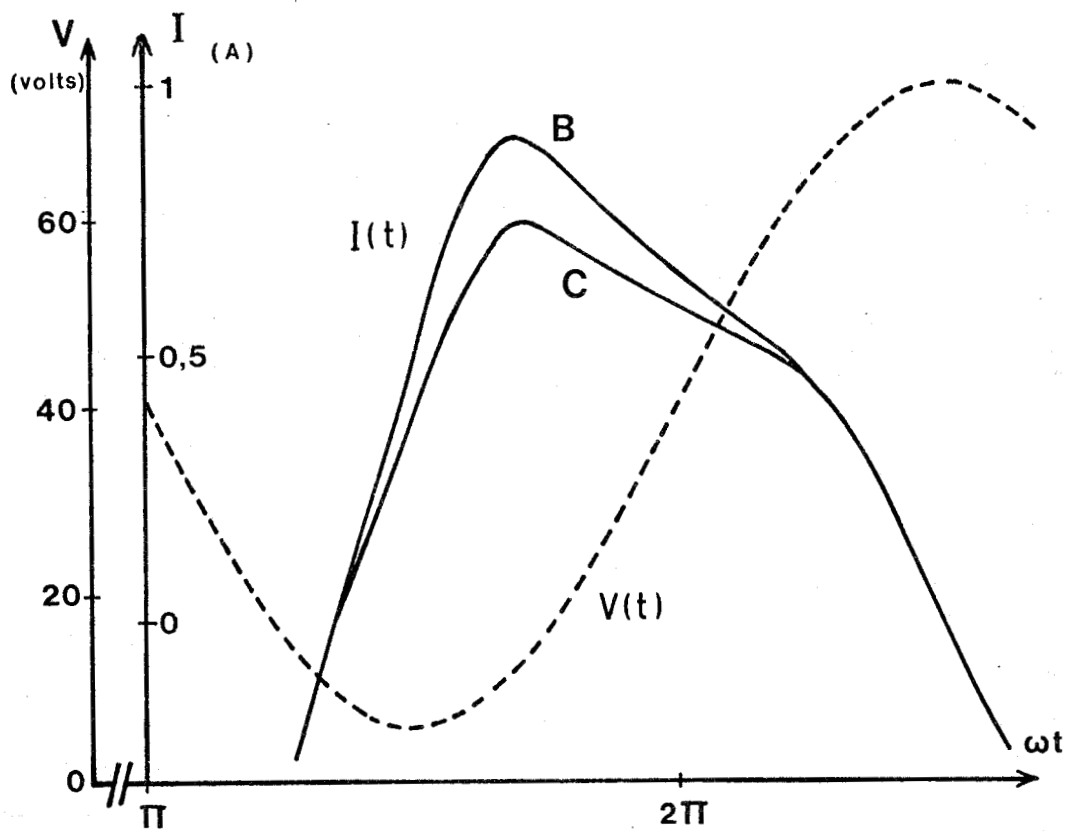


Figure III.15 : Variation temporelle de la tension hyperfréquence (sinusoïdale) et du courant induit pour les cas (B) et (C)

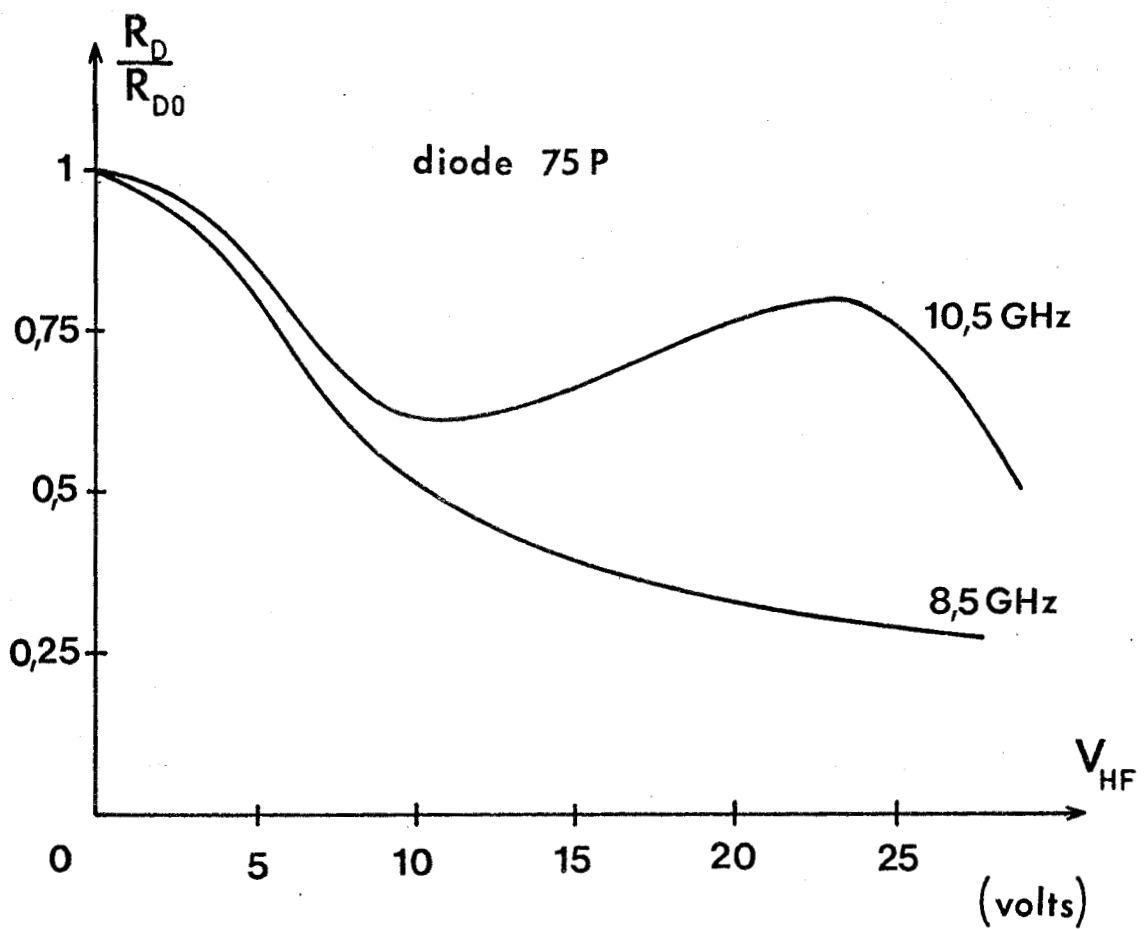


Figure III.16 : Variation expérimentale de la résistance d'une diode de la série 75 P en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF}

réalisés et les techniques expérimentales employées sont décrites dans le dernier chapitre de ce mémoire.

On peut tout d'abord remarquer qu'une comparaison complètement quantitative des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques s'avère difficile pour plusieurs raisons :

- des effets ont été volontairement omis dans la modélisation par souci de simplification : par exemple l'effet tunnel qui, comme nous l'avons vu précédemment, va diminuer les performances obtenues.

- nous n'avons pas non plus tenu compte de la non uniformité radiale de la densité de courant dans la diode [69]

- l'étude numérique a été faite en considérant une tension hyperfréquence sinusoïdale ; or il s'avère difficile d'effectuer des mesures d'impédances en régime non linéaire en étant sûr que cette condition soit complètement vérifiée.

Compte tenu de ces remarques, il semble donc que les effets susceptibles d'être observés expérimentalement (tels que l'exaltation de la résistance négative résultant de la tension hyperfréquence) doivent être un peu moins marqués que ceux décrits dans l'étude numérique et nous nous proposons donc de présenter quelques résultats expérimentaux susceptibles d'étayer, au moins qualitativement notre étude théorique.

La première vérification de notre théorie a été effectuée sur une série de diodes de type "High Low" non confinées (série 75 P) avec lesquelles un rendement de 28 % (à 10 GHz) a été obtenu. Nous nous sommes efforcés de vérifier l'augmentation brutale de la résistance négative résultant d'un accroissement de la tension hyperfréquence V_{HF} et mis en évidence dans nos simulations numériques. Les résultats expérimentaux sont reportés figure III.16 pour deux fréquences de mesure correspondant à des angles de transit (en régime petit signal) supérieur ou inférieur à Π . Il est intéressant de remarquer que l'exaltation de $|R_D|$ ne s'observe qu'à la fréquence de 10,5 GHz (où θ vaut $1,15 \Pi$) alors que la décroissance de $|R_D|$

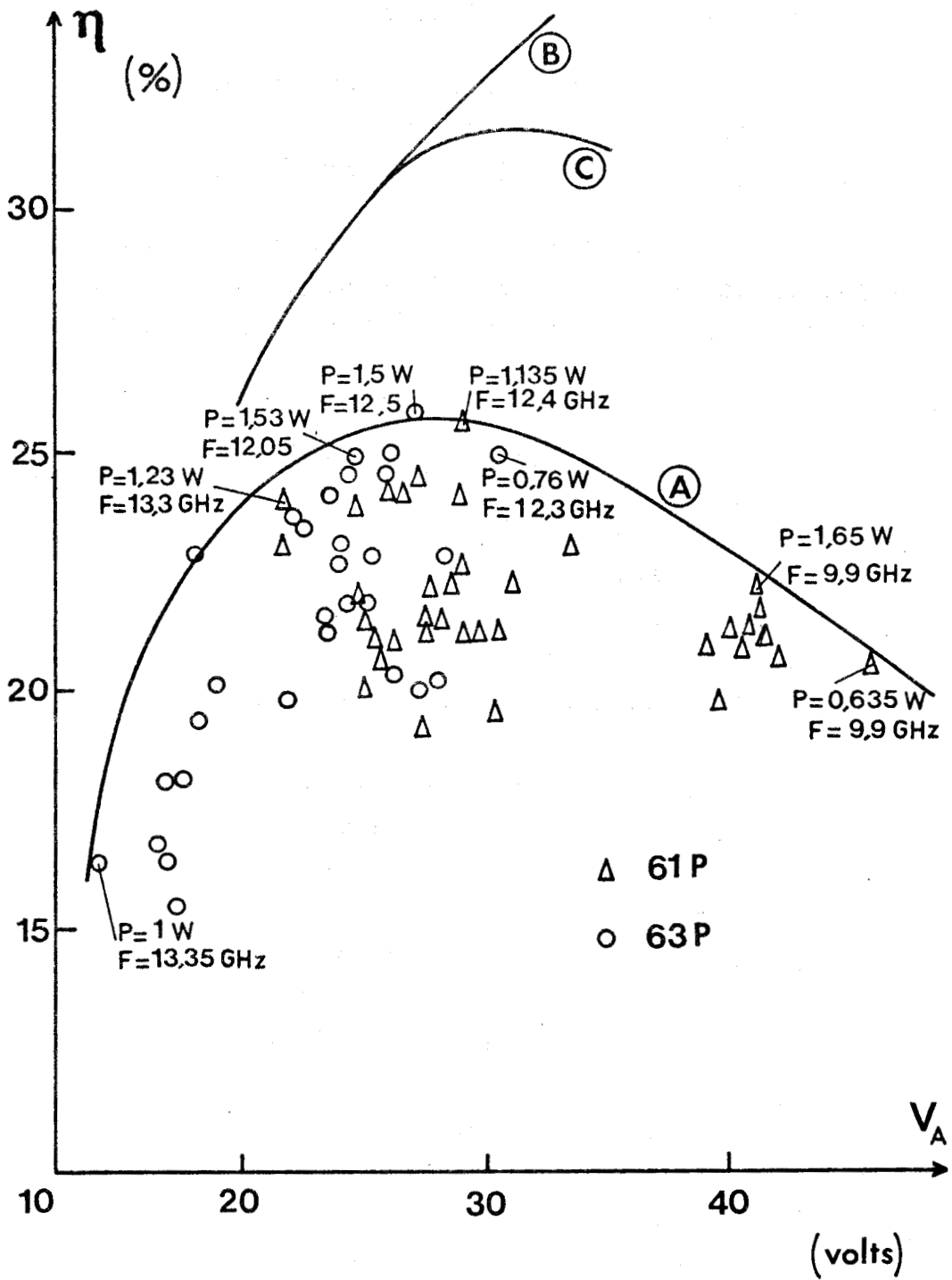


Figure III.17 : Comparaison entre les résultats expérimentaux (courbe a) et les résultats théoriques (courbes b et c) en ce qui concerne les variations du rendement hyperfréquence en fonction de la tension d'avalanche des diodes étudiées. La courbe (c) est calculée en tenant compte de l'ionisation dans la zone de transit qui est négligée dans le cas de la courbe (b).



est régulière à 8,5 GHz (où θ vaut 0,9 Π). C'est bien qualitativement ce que prévoit la théorie. On peut cependant noter que l'effet expérimental est, comme nous l'avons prévu moins marqué que celui donné par la théorie.

Une seconde vérification plus globale et quantitative a été entreprise à partir d'un lot de diodes (séries 61 P et 63 P) dont le profil de dopage est semblable à celui de l'étude théorique. La technologie de réalisation est telle que l'épaisseur de la zone faiblement dopée varie d'un échantillon à l'autre et que les tensions d'avalanche des diodes étudiées sont comprises entre 10 et 40 volts. Les calculs numériques ont été effectués pour déterminer en fonction de l'épaisseur de la couche N^+ la tension d'avalanche V_A et le rendement maximum en tenant compte le mieux possible des conditions expérimentales de fonctionnement (courant de polarisation, fréquence d'oscillation, température de la diode en fonctionnement). Les résultats de la simulation numérique ont été reportés figure III.17 où nous avons tracé l'évolution du rendement en fonction de la tension V_A (courbe b). Nous avons également reporté sur cette courbe les résultats expérimentaux obtenus sur près de 60 échantillons (courbe a).

Nous constatons qu'il existe entre la courbe expérimentale (a) et la courbe théorique (b) un écart relativement important qui peut être attribué, dans une certaine mesure, aux pertes dans les circuits. Il faut cependant remarquer que dans le calcul théorique, nous n'avons pas tenu compte du phénomène d'ionisation dans la zone de transit. Un calcul plus précis en tenant compte, donne une courbe théorique (c) qui se rapproche déjà plus de la courbe expérimentale.

Par ailleurs en ce qui concerne cette comparaison théorie - expérience, on peut souligner une fois encore que les calculs sont effectués pour un fonctionnement à tension sinusoïdale et qu'il est difficile de vérifier que cette condition est remplie expérimentalement. Or les effets liés à la présence d'harmonique 2 ou d'un sous harmonique peuvent être très importants comme le montrent les résultats reportés dans le tableau IX.

	TENSION (VOLTS)			PUISSANCE HYPERFRÉQUENCE À L'HARMONIQUE 1		IMPÉDANCE DU CIRCUIT (Ω)					
	V_1	$V_{1/2}$	V_2	P_e (mW)	η_e (%)	R_1	X_1	$R_{1/2}$	$X_{1/2}$	R_2	X_2
TENSION SINUSOÏDALE	30	$\neq 0$	$\neq 0$	1 800	36	8,8	43	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
TENSION AVEC SOUS HARMONIQUE 1/2	30	4	$\neq 0$	900	17	4,3	47	1	112	$\neq 0$	$\neq 0$
TENSION AVEC HARMONIQUE 2	30	$\neq 0$	6	1 500	29	7	45	$\neq 0$	$\neq 0$	1	30

TABLEAU IX : INFLUENCE DE LA PRÉSENCE D'UN HARMONIQUE OU D'UN
SOUS HARMONIQUE SUR LES PERFORMANCES ET L'IMPÉDANCE
D'UNE DIODE A.T.T.

I-2 -5 Conclusion et remarques

Le résultat essentiel de cette étude est d'avoir montré que les hauts rendements obtenus expérimentalement depuis plusieurs années avec des structures non confinées n'ont été possibles que grâce à la forme particulière de la caractéristique $v(E)$ du GaAs qui présente une mobilité différentielle négative liée aux phénomènes de transfert électronique. L'influence de cet effet est surtout favorable dans les conditions de fonctionnement suivantes :

- angle de transit de la structure en fonctionnement petit signal supérieur à Π .

- concentration en impuretés suffisamment faible dans la zone de transit pour obtenir une modulation temporelle importante de l'épaisseur de la zone désertée : l'extrémité de la zone désertée doit en effet se déplacer à une vitesse supérieure à la vitesse de saturation ($\frac{d X_N}{dt} > v_s$)

- densité du courant de polarisation choisie en première approximation de façon à compenser à peu près la charge d'espace fixe par les porteurs mobiles.

Il convient de remarquer que ce type de fonctionnement caractérisé par une brutale diminution de l'angle de transit sous l'influence d'un signal hyperfréquence suffisamment important (qui produit une augmentation de la résistance négative $|R_D|$ et du rendement η) ne peut en aucun cas être obtenu avec des matériaux tels que le silicium caractérisés par une courbe $v(E)$ monotone.

Il semble maintenant intéressant d'examiner les possibilités éventuelles d'augmenter encore les rendements en utilisant au mieux cet effet :

Très qualitativement, nous pouvons dire que, pour obtenir un rendement maximum, il faudrait utiliser une structure décomposable en trois zones, chacune d'entre elles ayant un rôle précis :

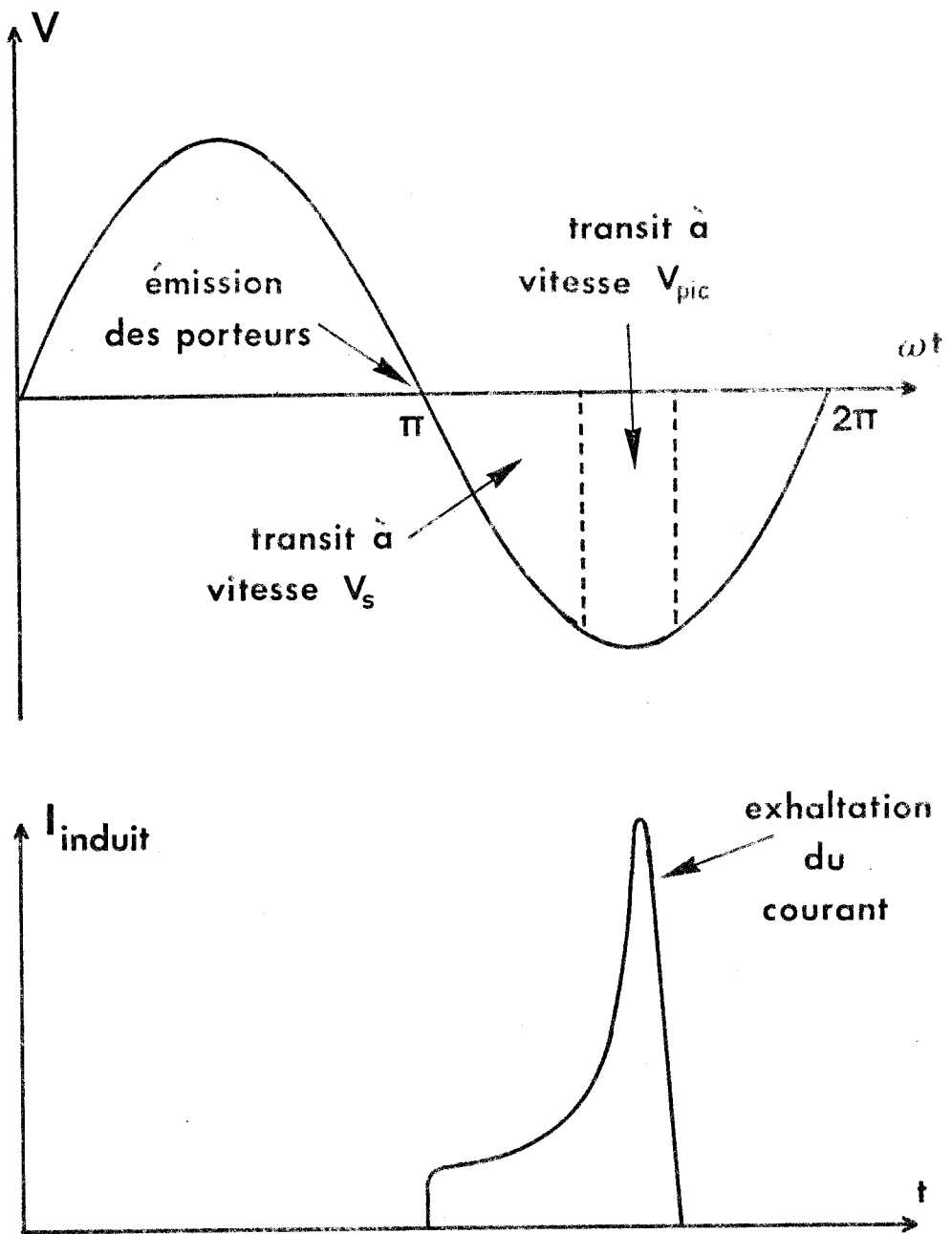


Figure III.18 : Type de fonctionnement qui doit permettre une augmentation du rendement hyperfréquence (avec une structure à trois zones)

- première zone → émission des porteurs
- deuxième zone → transit des porteurs à vitesse saturée
- troisième zone → transit des porteurs à vitesse v_{pic}

Les caractéristiques de fonctionnement d'une telle structure convenablement optimisée sont résumées sur la figure III.18. Il se produit une exaltation du courant induit au moment le plus propice, c'est à dire lorsque la tension $V(t)$ est minimale et il doit pouvoir en résulter des rendements hyperfréquences très élevés.

La réalisation d'une telle structure nécessiterait l'utilisation d'hétéroépitaxie composée de semiconducteurs présentant des vitesses limites très différentes. L'optimisation d'un tel composant doit cependant s'avérer fort délicate puisqu'il convient de régler précisément l'épaisseur des trois zones en tenant compte éventuellement de l'influence des différentes hétérojonctions

Il apparaît plus facile de réaliser de façon approchée ce type de fonctionnement en utilisant un seul semiconducteur présentant un rapport $\frac{v_{pic}}{v_s}$ extrêmement élevé. Il devrait ainsi être possible d'obtenir des exaltations très importantes du courant induit et, dans cette perspective, le phosphore d'indium (InP) apparaît déjà plus intéressant que le GaAs. Pour illustrer ce fait, nous donnons sur la figure III.19 la comparaison des rendements obtenues pour deux structures identiques, l'une au GaAs l'autre en InP* : nous remarquons que l'amélioration apportée par

*Pour l'étude de la structure en InP, nous avons utilisé les paramètres du matériau suivants :

$$- \text{vitesse des porteurs } v(E) = \frac{\mu_0 E + v_s \left(\frac{E}{E_c}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \left\{ \begin{array}{l} \mu_0 = 3900 \text{ cm}^2/\text{V/s} \\ E_c = 12,5 \text{ kV/cm} \\ v_s = 7 \cdot 10^6 \text{ cm/s} \end{array} \right.$$

- les taux d'ionisation sont obtenus à partir des travaux de MOLODYAN [70]

Il faut aussi noter que le coefficient de diffusion est plus faible pour l'InP [71], en particulier pour les champs faibles ($D \approx 100 \text{ cm}^2/\text{s}$) et du même ordre de grandeur ($D \approx 30 \text{ cm}^2/\text{s}$) en champ fort.

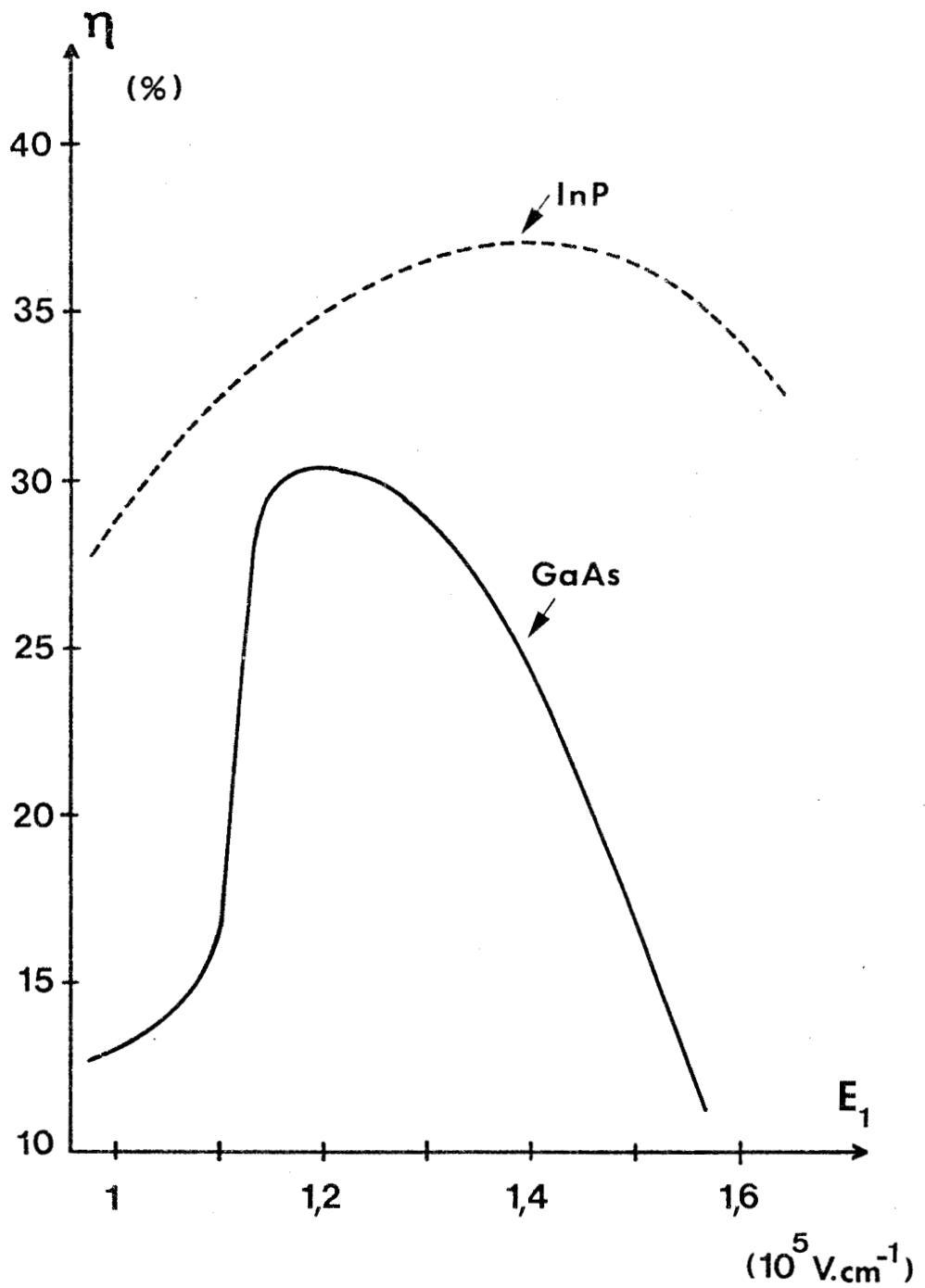


Figure III.19 : Comparaison entre les rendements obtenus en fonction du champ hyperfréquence pour deux structures, l'une au GaAs, l'autre en InP

l'InP est très sensible.

Nous avons noté au cours de cette étude que la valeur du coefficient de diffusion en champ fort jouait un rôle non négligeable sur les performances des diodes étudiées. C'est pourquoi, avant de terminer ce chapitre consacré à l'étude des différents phénomènes se produisant au niveau de la zone de transit, il nous a paru intéressant de préciser, autant que possible, les effets liés à la diffusion des électrons.

II - ETUDE DE LA DIFFUSION AU NIVEAU DE LA ZONE DE TRANSIT

Pour bien mettre en évidence le rôle de la diffusion, considérons tout d'abord le cas très simple d'une diode caractérisée par une zone de transit d'épaisseur constante et soumise à des champs électriques $E \gg E_c$.

Dans le cas où la diffusion est négligeable, les porteurs injectés dans la zone de transit se propagent sans se disperser à la même vitesse limite v . En régime harmonique, et en notation complexe, il en résulte que la densité des porteurs à l'abscisse x s'exprime facilement en fonction de la densité à l'abscisse 0 :

$$n(x) = n(0) \exp(-kx) \exp(j\omega t) \quad (48)$$

où k est ici une constante de propagation, purement imaginaire égale à $\frac{j\omega}{v}$

Si la diffusion n'est pas négligée, l'équation de continuité pour les électrons s'écrit :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + v_n \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} - D_n \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} = 0 \quad (49)$$

Nous en déduisons facilement la nouvelle valeur de la constante de propagation qui comporte cette fois-ci une partie réelle positive correspondant à une diminution ou à une dispersion du paquet d'électrons injectés. Nous avons :

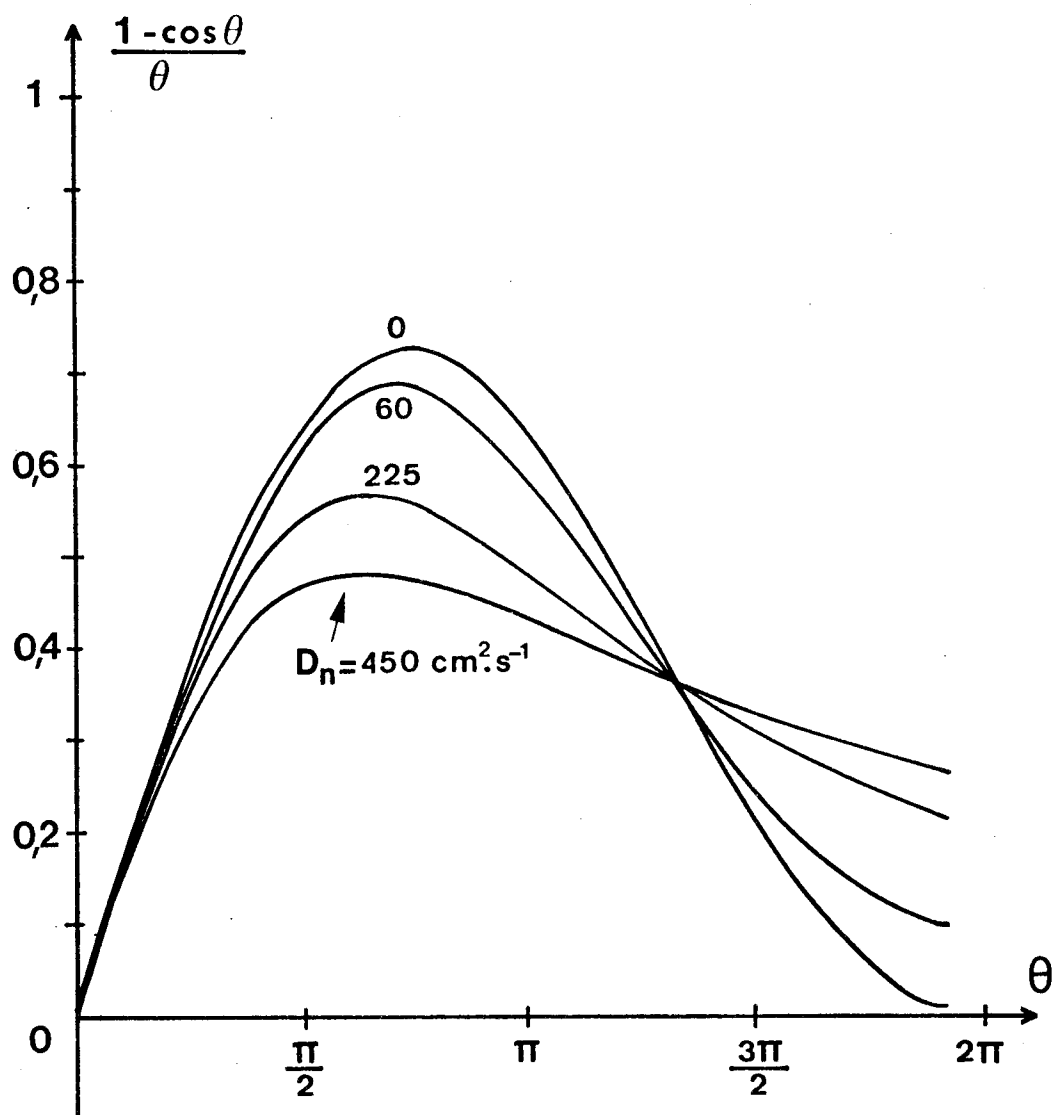


Figure III.20 : Variation du facteur de transport $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ en fonction de l'angle de transit θ pour différentes valeurs de la diffusion D_n

$$k = k_r + j k_i = - \frac{v_n}{2D_n} \left[1 - (1 + 4 j \frac{\omega D_n}{v_n^2})^{1/2} \right] \quad (50)$$

Cette modification du coefficient de propagation k va se traduire par une nouvelle expression du coefficient de transport $\chi(\theta)$ intervenant dans l'expression du rendement qui, dans le cas considéré (diode figée) peut facilement se calculer. Si nous considérons le régime d'avalanche normal (c'est à dire avec une phase d'injection ψ égale à $\frac{\pi}{2}$), nous avons:

$$\chi(\theta) = \frac{k_i W_n - \exp(-k_r W_n) [k_i W_n \cos k_i W_n + k_r W_n \sin k_i W_n]}{(k_i^2 + k_r^2) W_n^2} \quad (51)$$

avec $W_n = W - \delta$.

Dans le cas où le terme k_r tend vers zéro ($D \rightarrow 0$) nous retrouvons la forme habituelle de coefficient de transport

$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$$

Lorsque D est différent de zéro, l'influence du terme k_r va se traduire par une diminution du maximum de $\chi(\theta)$ qui sera d'ailleurs obtenu pour des angles de transit plus faibles. Ces constatations sont illustrées sur la figure III.20 où nous avons tracé les variations du coefficient de transport $\chi(\theta)$ en fonction de θ pour différentes valeurs du paramètre D . Nous constatons que l'effet de la diffusion est d'autant plus important que θ est grand et D élevé. On remarque cependant que si on adopte en champ fort la valeur $D = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ [50], l'influence des phénomènes de diffusion reste très limitée pour ce type de structure confinée.

Il s'agit maintenant d'étendre l'étude de ces phénomènes aux structures plus usuelles non confinées. Ceci ne peut se faire qu'au moyen des méthodes de simulation numérique. A titre d'exemple nous donnons l'évolution du rendement obtenu pour une structure non confinée (définie sur la figure II.13) et une structure confinée (figure III.21) en fonction du coefficient de diffusion existant dans la zone de transit (figure III.22) : les conditions de fonctionnement sont identiques dans les deux cas (taux de modulation $m = 78 \%$, courant de polarisation $I_0 = 100 \text{ mA}$, fréquence de travail $F = 10 \text{ GHz}$).

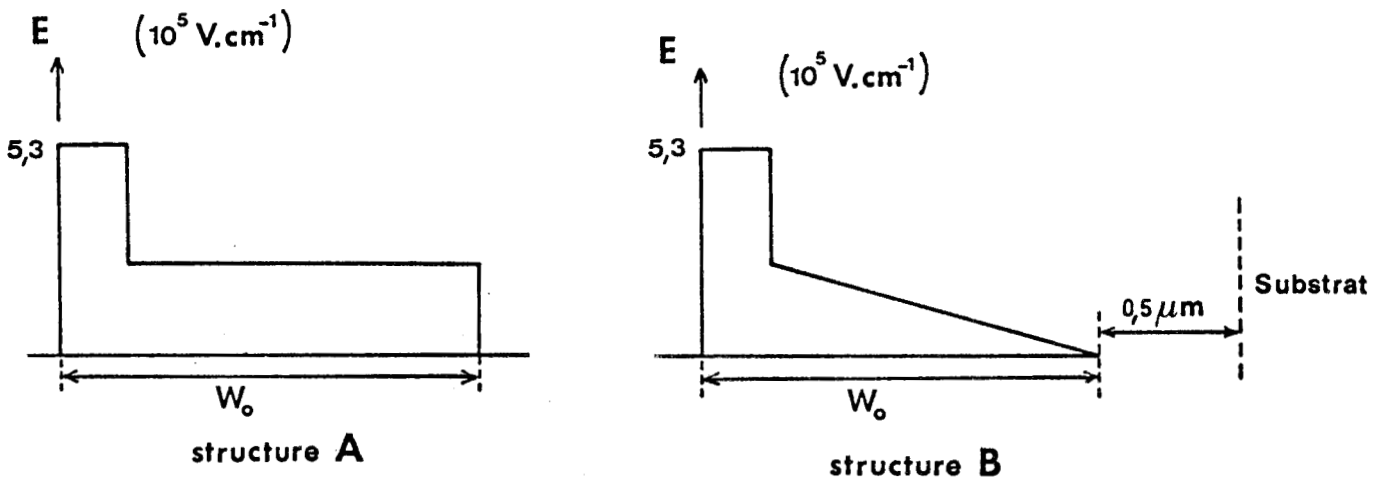


Figure III.21 : Structures étudiées pour calculer l'influence de la diffusion sur le rendement hyperfréquence

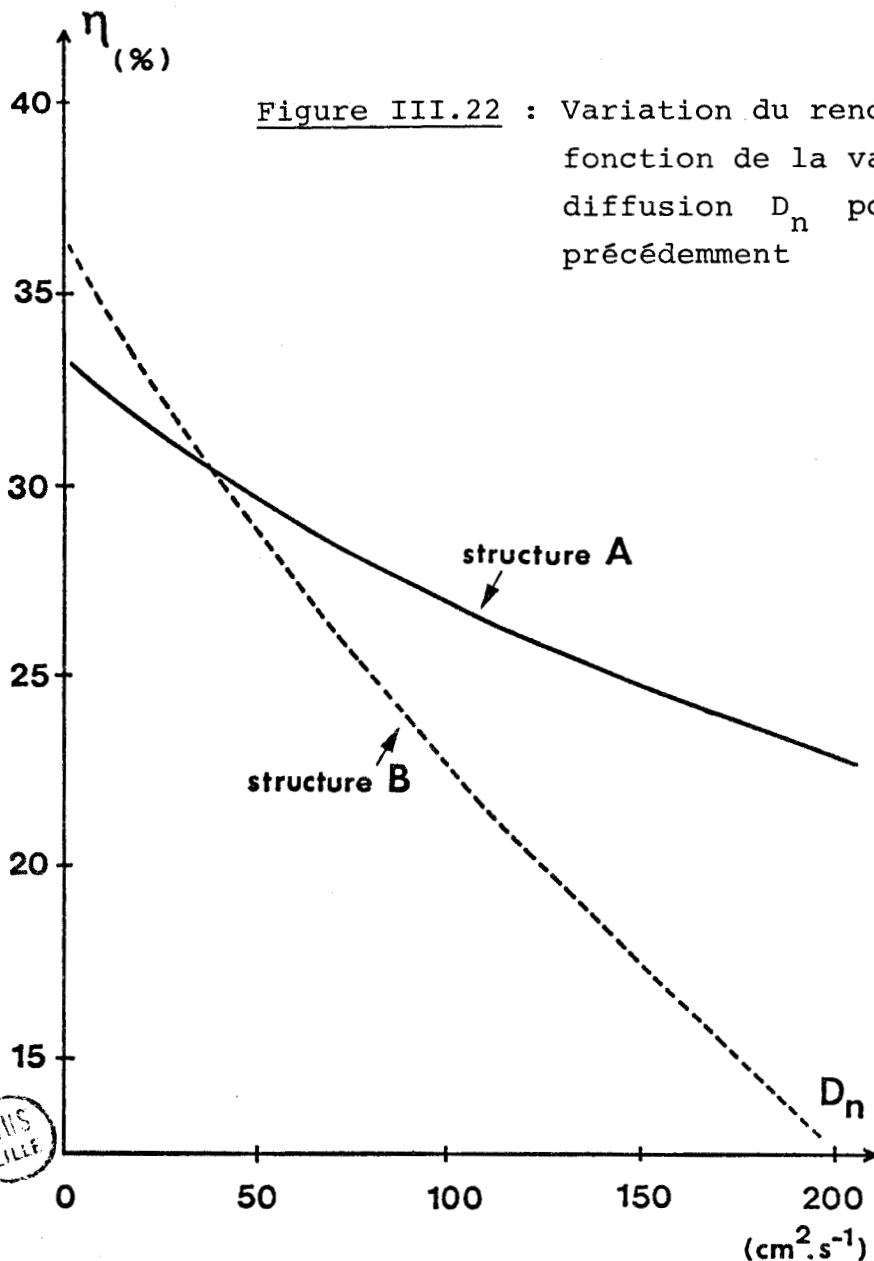


Figure III.22 : Variation du rendement hyperfréquence en fonction de la valeur du coefficient de diffusion D_n pour les structures définies précédemment

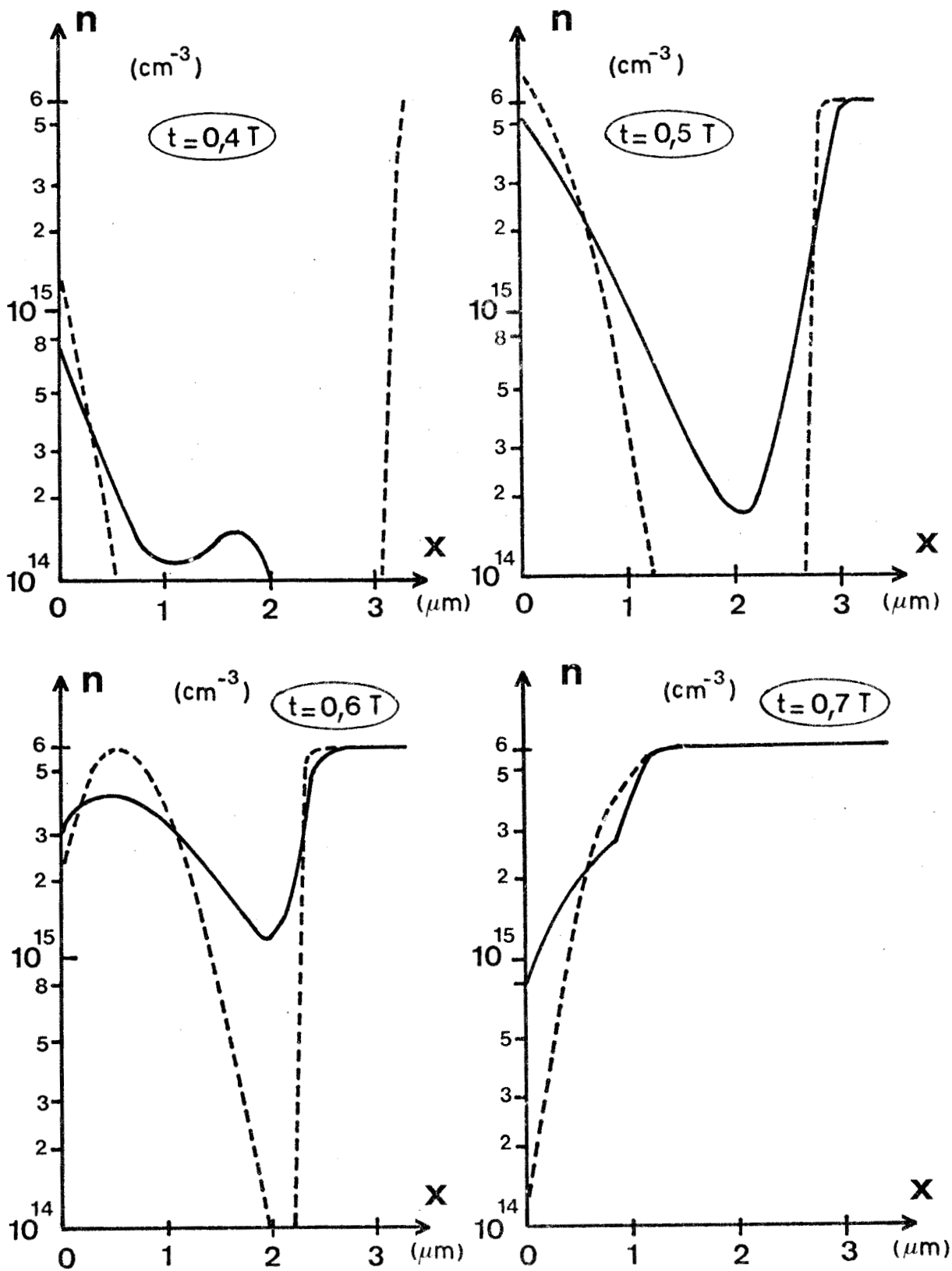


Figure III.23 : Evolution temporelle de la densité des porteurs dans la zone de transit pour un coefficient de diffusion négligeable (traits pointillés) et un coefficient de diffusion $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ (trait plein) pour la structure B

Nous constatons que la diminution du rendement même si elle est plus marquée pour la structure non confinée, est sensible dans les deux cas. Ce résultat est important car il nous permet d'affirmer que le coefficient de diffusion D_n en champ fort ne peut en aucun cas être de l'ordre de $200 \text{ cm}^2/\text{s}$ comme le suggère GOEDBLOED puisque les rendements hyperfréquences ne pourraient pas dépasser 15 % ce qui ne correspond absolument pas à la réalité expérimentale. On note, par ailleurs que la valeur de D_n que nous utilisons au laboratoire ($D_n = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$) ne se traduit finalement que par une diminution relativement faible des rendements par rapport au cas où nous négligeons l'effet de la diffusion.

Pour illustrer par un nouvel exemple l'influence de la diffusion, nous avons représenté sur la figure III.23 les variations temporelles de la densité des porteurs dans la zone de transit pour la structure non confinée en considérant d'une part un coefficient de diffusion élevé ($D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$) et d'autre part une valeur négligeable ($D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$). Nous remarquons très nettement l'élargissement du paquet d'électrons sous l'influence de la diffusion.

Il semble donc que les effets de diffusion surtout au niveau de la zone de transit, dépendent considérablement de la valeur du coefficient de diffusion en champ fort et que, l'influence de ce phénomène doit être pris en compte aussi exactement que possible pour l'optimisation des diodes A.T.T.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons essentiellement mis en évidence le rôle considérable joué par les phénomènes de transfert électronique dans l'amélioration des rendements hyperfréquences des diodes A.T.T convenablement optimisées. Nous avons par ailleurs étudié l'influence des phénomènes de diffusion sur le transit des électrons dans la zone désertée.

Il nous reste maintenant à utiliser les différentes études effectuées tant au niveau de la zone d'avalanche que de la zone de transit pour entreprendre l'optimisation des structures que nous avons définies au chapitre I.

CHAPITRE IV

OPTIMALISATION ET PERFORMANCES

DES DIODES A.T.T. A HAUT RENDEMENT AU GAAs

ENTRE 3 ET 18 GHz

INTRODUCTION

Dans le premier chapitre, nous avons défini les structures qui doivent nous permettre d'augmenter le rendement hyperfréquence des diodes A.T.T. : ce sont la structure "High Low" (H.L.) et la structure "Low High Low" (L.H.L.) à barrière métal - semiconducteur ou à jonction PN.

Nous nous proposons maintenant de comparer ces différentes structures afin de définir le type (H.L. ou L.H.L., jonction ou barrière) qui permettra l'obtention des rendements les plus élevés possibles. Il nous sera alors possible pour la structure retenue, de déterminer les différents paramètres (profil de concentration en impuretés, surface, densité de courant) qui permettent d'obtenir des performances maximales dans la gamme des fréquences comprises entre 3 GHz et 18 GHz. Pour les structures ainsi optimisées, les performances susceptibles d'être obtenues seront alors données, tant en ce qui concerne le rendement que la puissance en régime continu et impulsionnel. Une comparaison sera en outre effectuée avec les structures à deux zones de transit ("double drift" [D.D.R.]).

I - CHOIX DE LA STRUCTURE

I-1 Comparaison entre H.L et L.H.L.

Les caractéristiques des deux structures semiconductrices que nous nous proposons d'étudier sont rappelées sur la figure IV.1

La structure H.L. est défini par quatre paramètres : N_1 , W_1 , N_2 et W_2 dans le cas le plus simple où le profil de la partie "Low" de l'épitaxie est uniforme (c'est à dire $N_2 = \text{constante}$).

Pour la structure L.H.L., il est nécessaire de préciser en outre la charge intégrée $Q_s = \int N dx$ contenue dans le "pic" de concentration en impuretés située à l'abscisse W_1 . Dans le cas où le pic diffère d'un profil de DIRAC, il faudra en outre donner la forme exacte ou, au moins, une approximation réaliste de la courbe de concentration en impuretés centrée sur l'abscisse

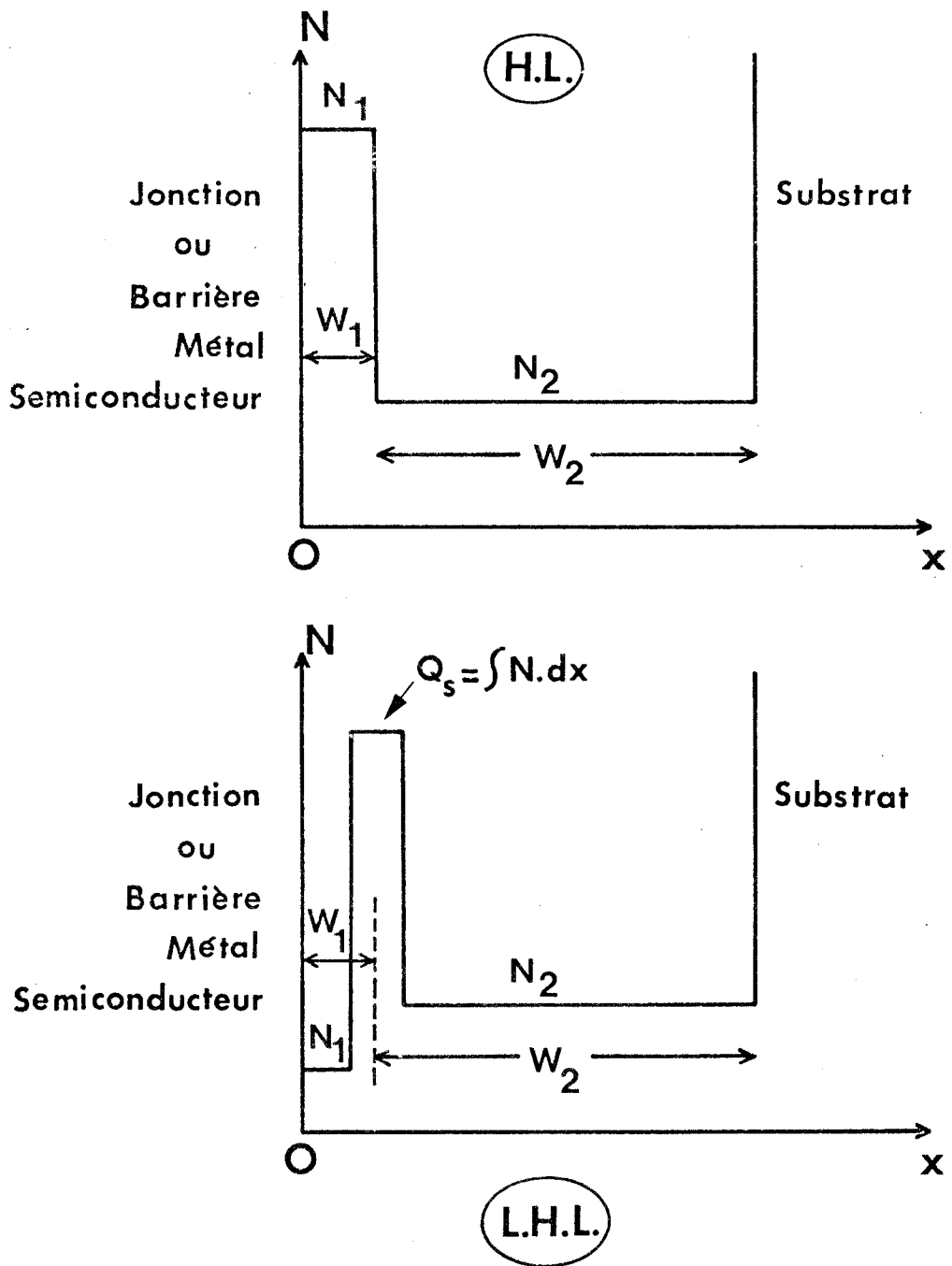


Figure IV.1 : Caractéristiques des structures L.H.L. et H.L.

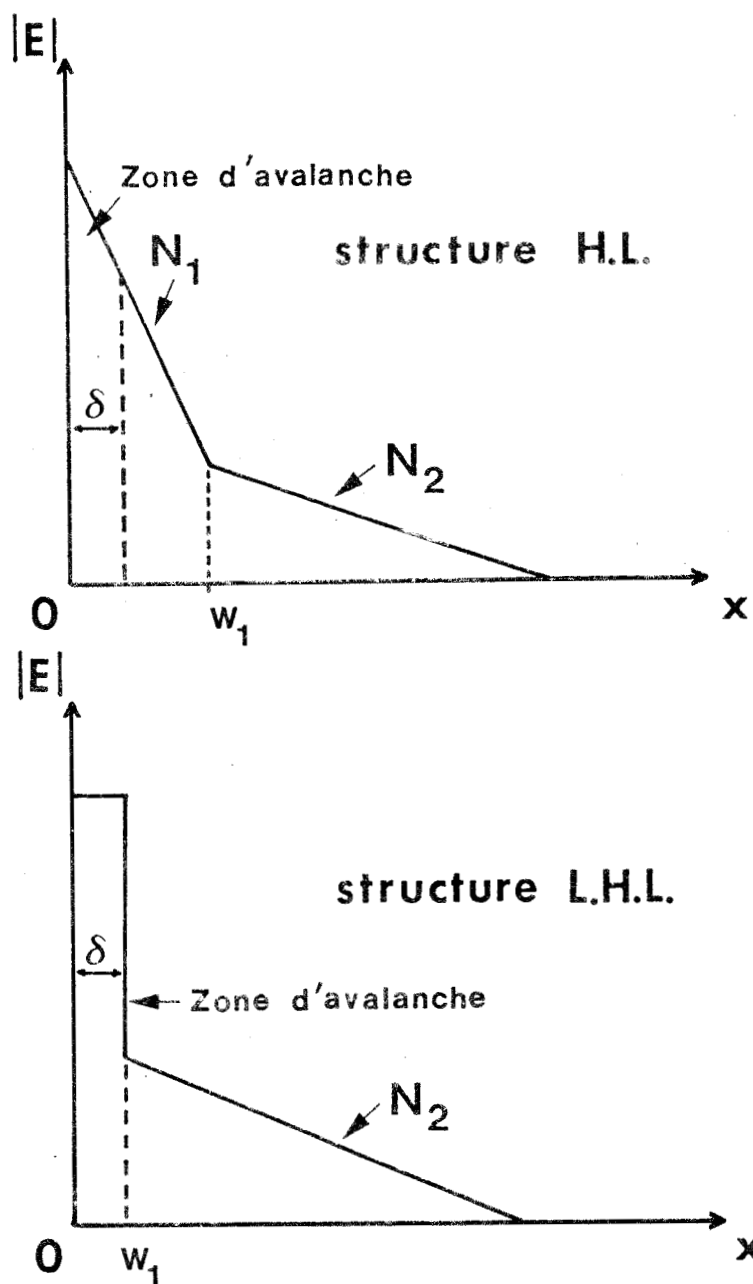


Figure IV.2 : Définition de la zone en avalanche δ pour les structures L.H.L. et H.L.



W_1 . Dans de nombreux cas cependant, la concentration en impuretés N_1 n'est pas accessible expérimentalement pour les diodes L.H.L. Sa valeur est par ailleurs assez faible et, dans pratiquement tous les calculs numériques, nous avons posé $N_1 \neq 0$: la définition de Q_s ne pose alors plus aucun problème puisque N_1 ne doit plus être pris en compte.

Nous avons vu dans la première partie que le rendement d'une diode A.T.T. donné par la formule

$$\eta = k \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \left(1 - \frac{V_a}{V_o} \right)$$

dépendait fortement des caractéristiques de la zone d'avalanche (largeur δ , tension aux bornes V_a). Il faut donc d'abord définir la largeur équivalente δ de cette zone pour les deux structures (figure IV.2).

Dans le cas d'une structure L.H.L., celle-ci est parfaitement définie et égale à W_1 en supposant que le pic de concentration en impuretés est infiniment dopé (forme de DIRAC) (Nous verrons par la suite ce qu'il advient de la largeur δ lorsque ce pic ne peut plus être assimilé à une forme de DIRAC).

Pour la structure H.L., cette largeur dépend essentiellement de la valeur du dopage de la zone en tête N_1 . Nous avons représenté sur la figure IV.3 les variations de δ en fonction de la valeur N_1 pour deux températures de fonctionnement δ étant calculé selon la méthode décrite lors de l'étude numérique (Cf. Chapitre I). Nous constatons que δ évolue peu avec la température mais diminue considérablement en fonction du dopage en tête N_1 .

Il s'agit maintenant d'étudier dans quelle mesure une diode H.L. et une diode L.H.L. ayant la même largeur de la zone en avalanche δ présentent effectivement les mêmes propriétés hyperfréquences, c'est à dire donnent lieu, pour un même régime de champ à l'interface métal - semiconducteur ou à la jonction à un courant de conduction (repéré à l'abscisse δ) présentant des évolutions temporelles identiques (ou au moins, des composantes de FOURIER à la fréquence fondamentale égales (phase ψ et amplitude I_{c1}). Dans ce but, nous avons effectué une étude

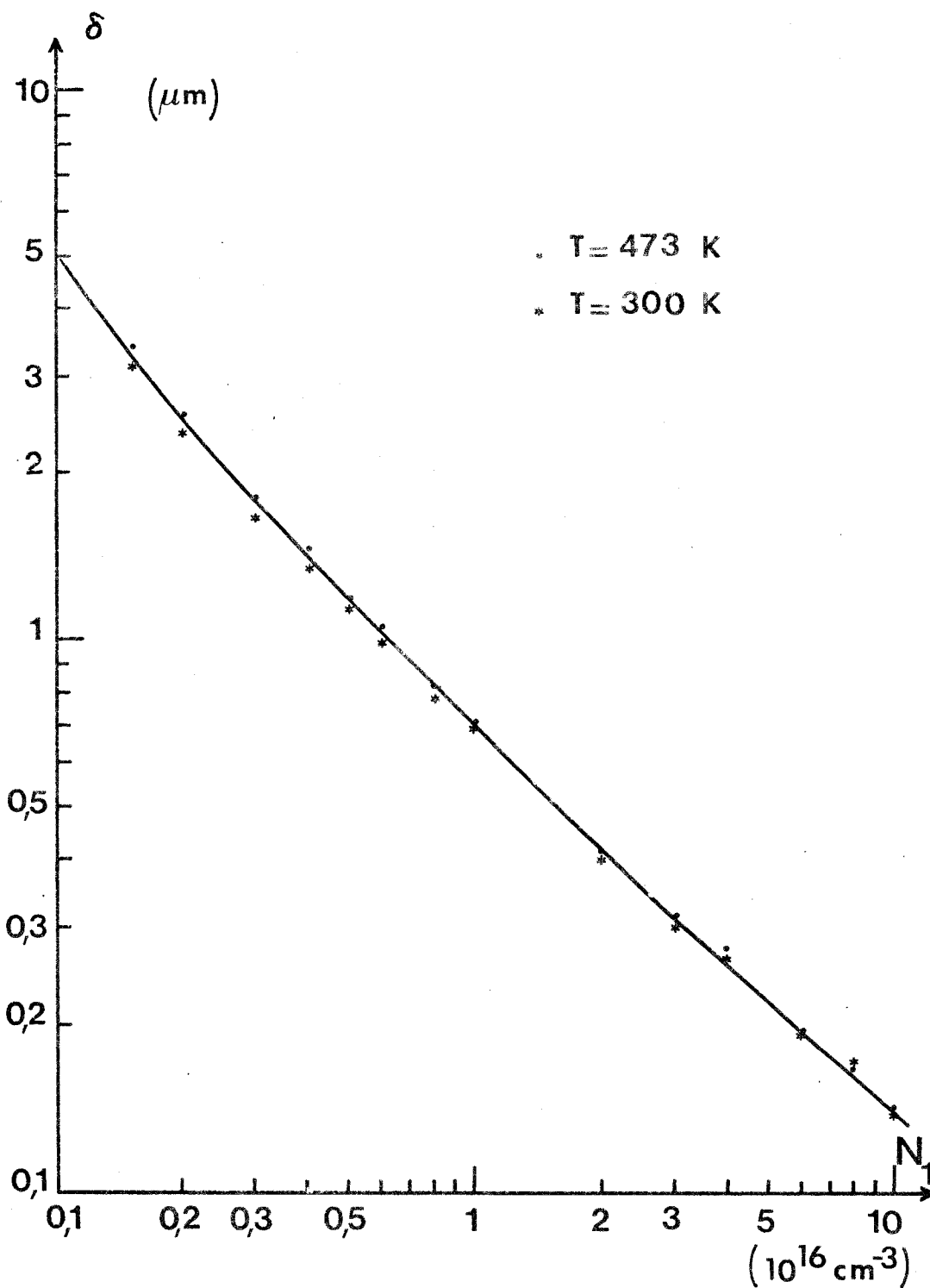


Figure IV.3 : Variation de la largeur de la zone en avalanche δ en fonction de la concentration en impuretés N_1 pour une structure H.L.



numérique en utilisant le programme d'étude général mis au point par ALLAMANDO (Cf. Chapitre I) : nous avons comparé deux structures, l'une H.L., l'autre L.H.L. en supposant d'une part qu'elles sont soumises au même régime de champ hyperfréquence et d'autre part, en envisageant l'influence d'un courant injecté égal pour les deux structures. Un exemple des résultats obtenus est donné dans le tableau X. Nous constatons que les propriétés hyperfréquence de la zone d'avalanche sont très voisines : les différences constatées sont du même ordre de grandeur que les erreurs numériques du programme utilisé.

Un autre exemple est illustré sur la figure IV.4 où nous avons représenté l'évolution temporelle du courant de conduction $I_{ca}(t)$ à l'extrémité de la zone d'avalanche (abscisse δ) pour ces deux structures avec et sans prise en compte de l'influence d'un courant injecté arbitraire de valeur donnée nous constatons également sur cet exemple que les deux structures présentent sensiblement la même évolution pour $I_{ca}(t)$.

En conséquence, si les caractéristiques de la zone de transit sont identiques pour les deux structures, les puissances hyperfréquences délivrées seront les mêmes. L'amélioration apportée par l'une ou l'autre de ces structure ne pourra donc résulter que

- d'une diminution de la tension continue appliquée à la zone d'émission se traduisant donc par une amélioration du rendement.
- d'une différence entre les courants injectés initialisant l'avalanche et en particulier du courant tunnel (qui comme nous l'avons montré précédemment diminue la phase d'injection et en conséquence le rendement).

Il nous faut donc essayer de chiffrer chacun de ces facteurs. Comme nous l'avons déjà signalé, une diminution de la tension continue V_a appliquée à la zone d'émission δ revient à rétrécir la largeur de cette zone. Cette diminution entraînera une augmentation du champ électrique dans la zone d'émission, en particulier à l'interface métal - semiconducteur ou au niveau de la jonction.

	sans courant injecté		avec courant injecté *	
	$\frac{I_1}{I_0}$	ψ	$\frac{I_1}{I_0}$	ψ
L.H.L.	1,89	90°	1,86	59°
H.L.	1,89	92°	1,86	61°

* $I_{inj} = 0,24 \text{ mA}$

TABLEAU X : COMPARAISON DE LA PHASE D'INJECTION ψ ET DE L'AMPLITUDE DU COURANT DE CONDUCTION I_1 À LA FRÉQUENCE FONDAMENTALE POUR LES STRUCTURES H.L. ET L.H.L.
 $S = 10\,000 \mu\text{m}^2$, $I = 200 \text{ mA}$, $\delta = 0,15 \mu\text{m}$, $E_1 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

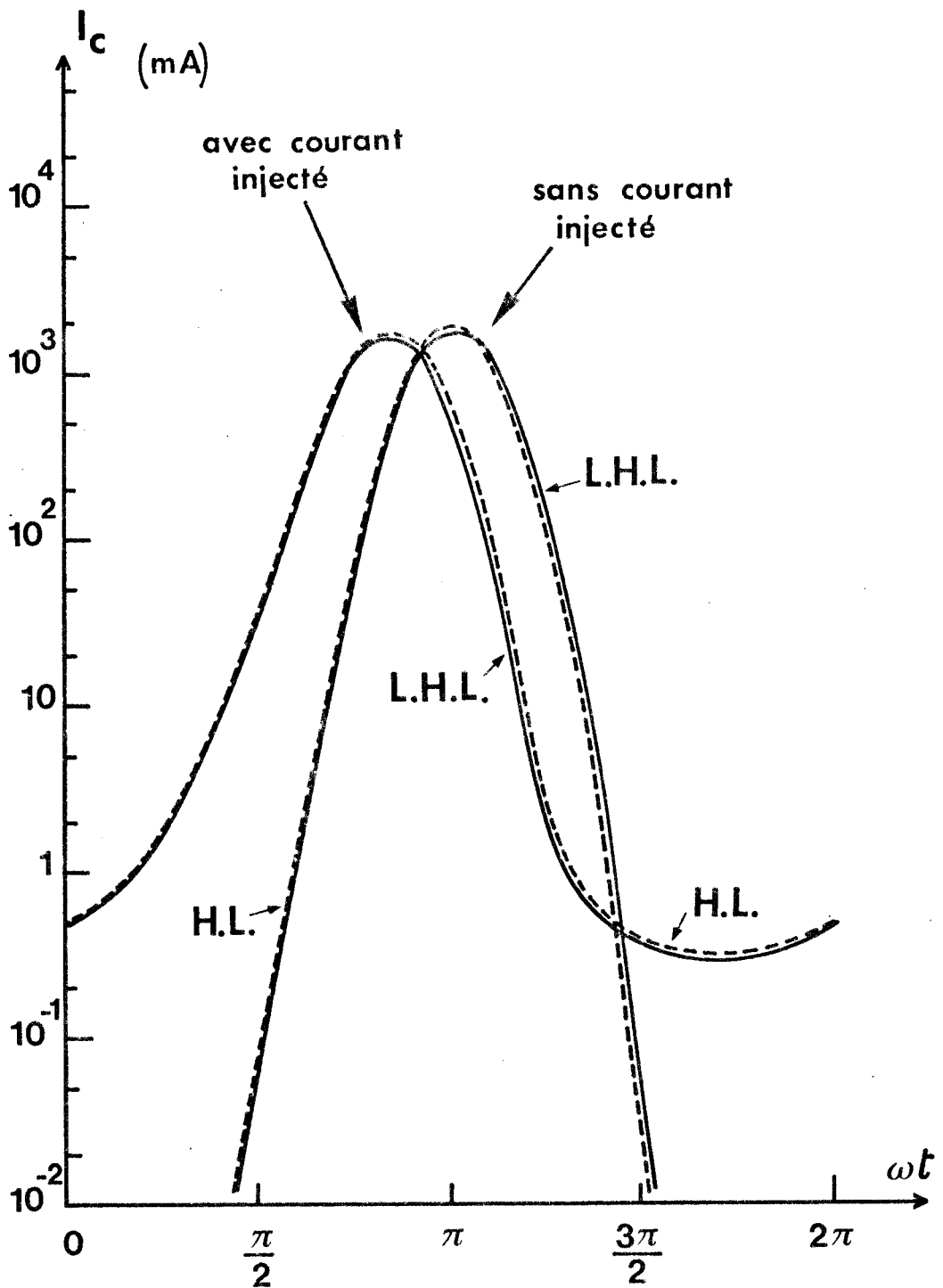


Figure IV.4 : Variation temporelle du courant d'avalanche à l'abscisse δ pour une structure L.H.L. (en trait plein et une structure H.L. (en pointillé) en tenant compte et en négligeant l'influence d'un courant injecté. Les résultats sont obtenus pour la même valeur du champ électrique avec les paramètres suivants : $T = 473^\circ\text{K}$; $F = 10 \text{ GHz}$; $I_0 = 240 \text{ mA}$; $\frac{I_{inj}}{I_0} = 10^{-3}$; $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

$$\text{L.H.L.} \begin{cases} W_1 = 0,15 \mu \\ Q_s = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \end{cases} \quad \text{H.L.} \begin{cases} W_1 = 0,25 \mu \\ N_1 = 10^{17} \text{ cm}^{-3} \end{cases}$$



Il en résultera une augmentation du courant injecté par effet tunnel qui se traduira par une diminution de la phase d'injection ψ , donc du rendement hyperfréquence.

Pour illustrer ces considérations et pour comparer les propriétés des deux structures, nous avons représenté sur la figure IV.5 pour une température de 400°K l'évolution, en fonction de δ (donc de la valeur de N_1 pour une diode H.L. et de W_1 pour une diode L.H.L.) de la tension de polarisation de la diode (IV.5.a) et du courant injecté par effet tunnel (IV.5.b) Cette comparaison a été effectuée pour deux structures caractérisées par la même concentration en impuretés N_2 dans la zone de transit et un champ électrique continu E_{to} identique à l'entrée de cette zone. Nous constatons que dans les deux cas, la structure L.H.L. est la plus intéressante puisque la tension de polarisation et le courant injecté par effet tunnel sont toujours plus faibles : c'est donc avec cette structure que nous obtiendrons les meilleures performances.

Cette étude comparative a été effectuée en admettant que le pic de concentration en impuretés pour la structure L.H.L. avait la forme de DIRAC. Dans le cas où la largeur de ce pic est non négligeable (figure IV.6), il convient de revoir les conclusions précédentes.

Dans ce cas en effet, la largeur de la zone en avalanche diminue : par exemple pour une structure où la charge intégrée $Q_s = \int N dx$ est voisine de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, les calculs montrent que l'épaisseur δ^* est sensiblement égale à la distance entre la barrière (ou la jonction) et le "tiers de l'épaisseur du pic" (figure IV.6).

Cependant, lorsque le pic en concentration s'élargit nous perdons peu à peu les avantages de la structure L.H.L. qui est caractérisée par un champ en tête, un courant tunnel et une

* δ est obtenu en utilisant la définition donnée au chapitre I et en calculant numériquement la caractéristique $I = f(V)$.

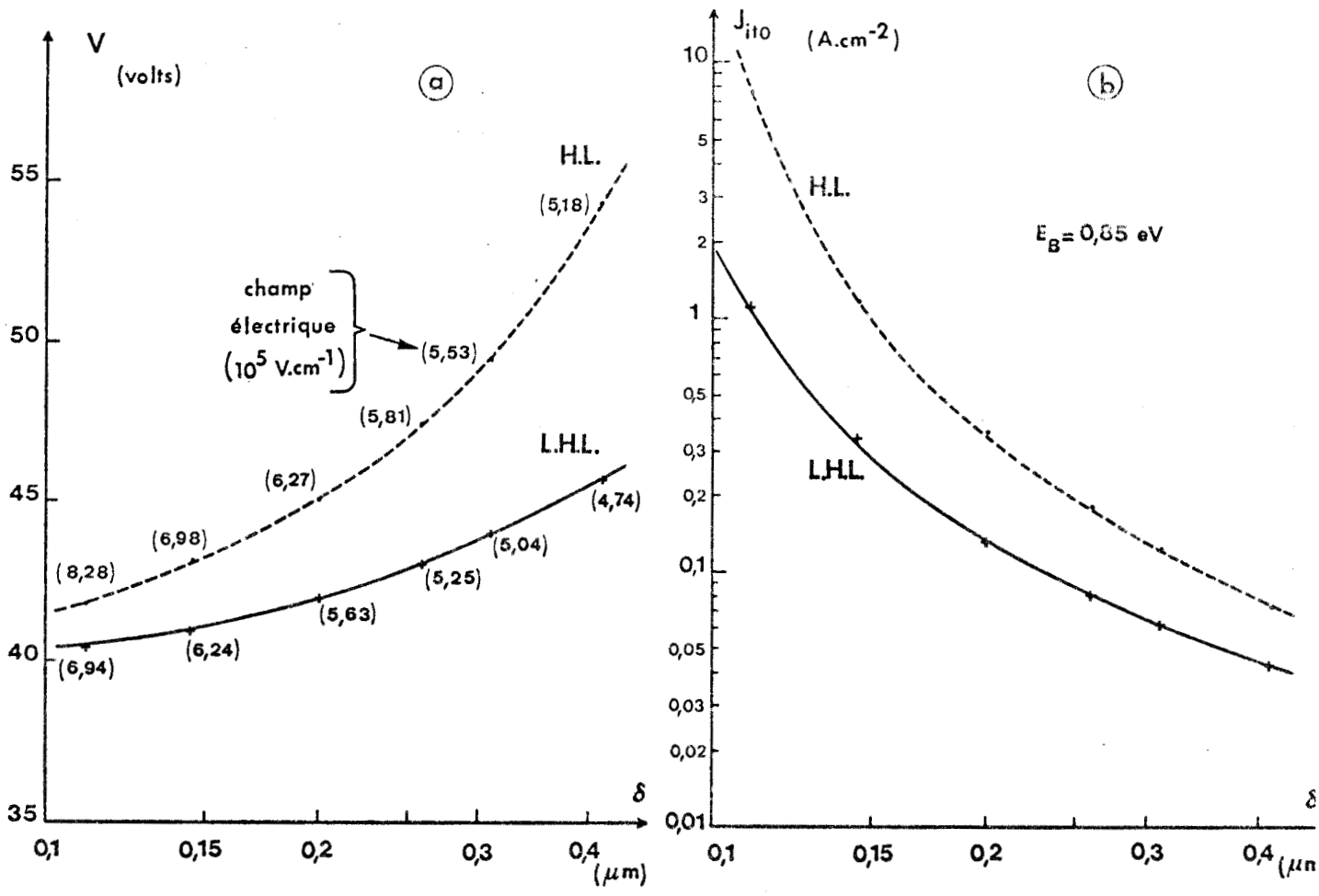


Figure IV.5 : Comparaison des tensions de fonctionnement (a) et de la densité de courant tunnel injecté J_{it0} (b) en fonction de la largeur de la zone en avalanche δ pour les structures H.L. et L.H.L.. Chacune de ces structures est caractérisée par les mêmes dimensions et les mêmes concentrations en impuretés pour la zone de transit vérifiant la condition $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.



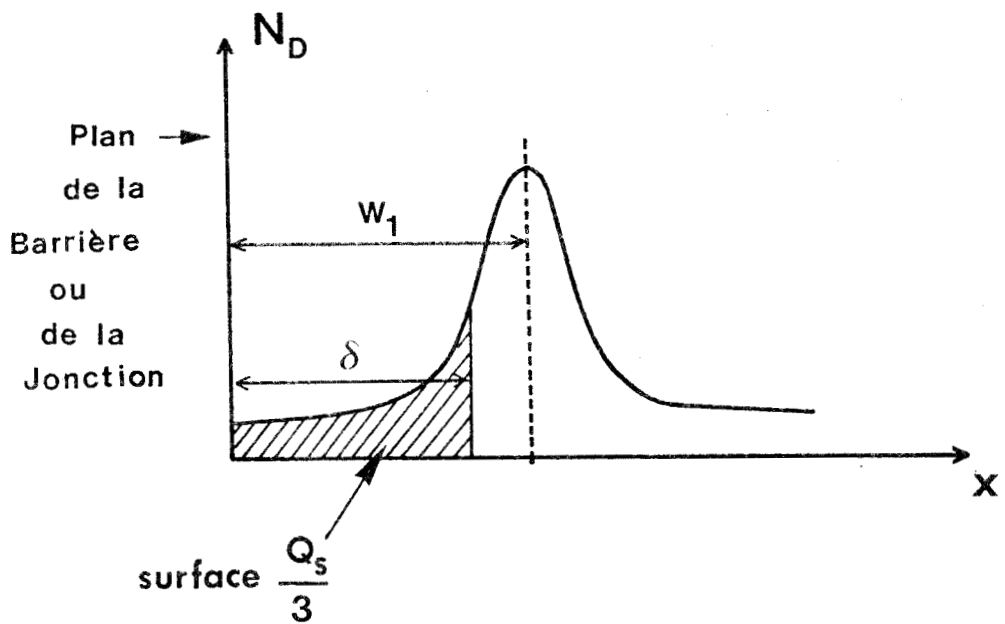


Figure IV.6 : Définition de la largeur δ de la zone en avalanche dans le cas où le pic de concentration en impuretés présente une forme différente de celle d'un pic de DIRAC



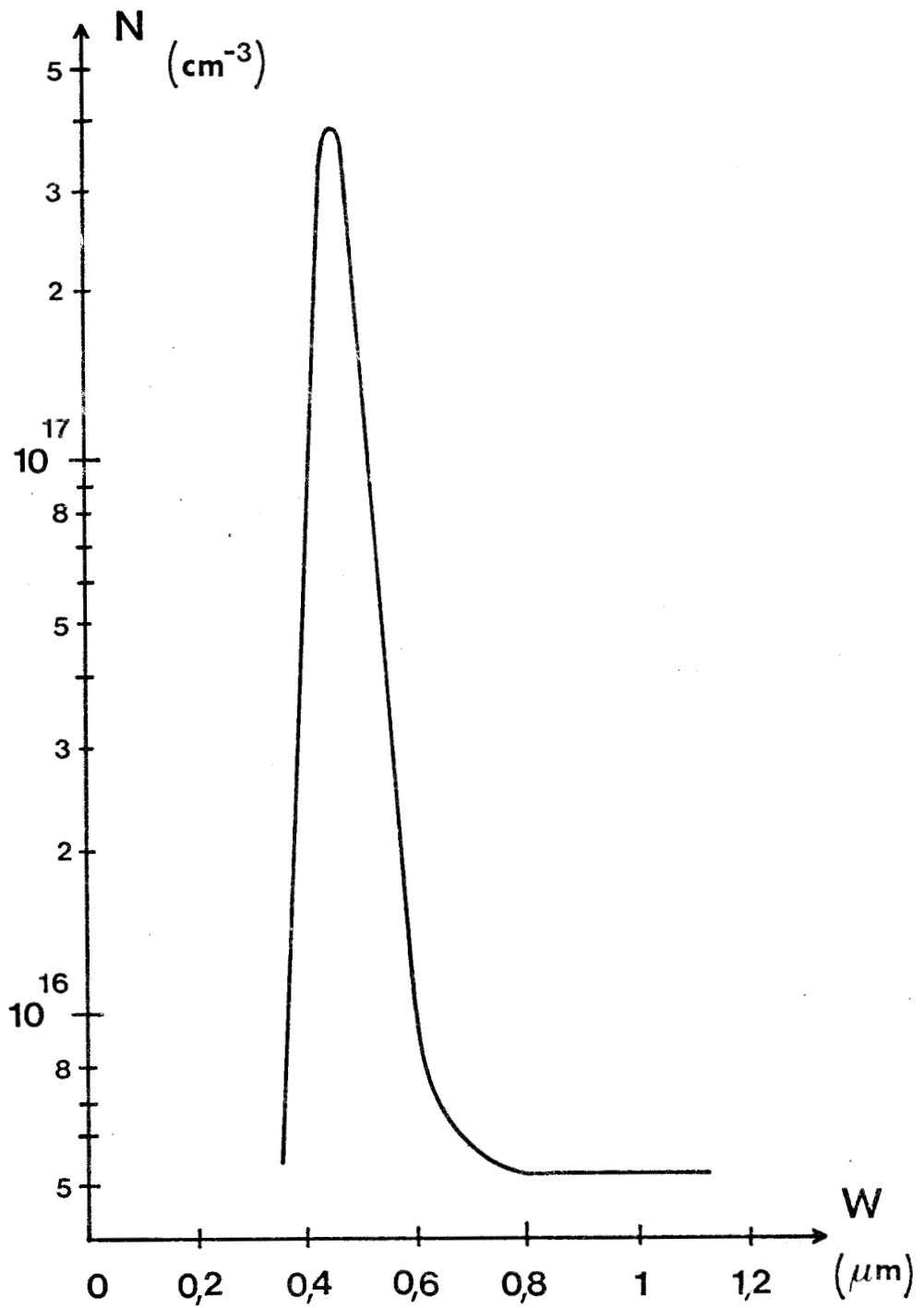


Figure IV.7 : Pic de concentration en impuretés typique obtenu par la méthode $C = f(V)$



tension plus faibles et nous retrouvons les caractéristiques moins intéressantes d'une structure H.L.

En conséquence, il paraît intéressant de réaliser une structure avec un pic en concentration aussi étroit que possible afin de conserver les avantages cités précédemment. La réalisation expérimentale de pics étroits est d'ailleurs obtenue assez facilement. A titre d'exemple, nous donnons sur la figure IV.7 la forme d'un pic typique déterminé par la méthode classique $C = f(V)$ et réalisé au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.) : nous constatons que l'approximation d'une forme de DIRAC est alors justifiée.

Nous venons de montrer d'une façon quantitative que la structure L.H.L. était celle qui doit permettre l'obtention des meilleures performances. Il s'agit maintenant de comparer les avantages et les inconvénients respectifs des deux types de composant qu'il est possible de réaliser avec le profil L.H.L., c'est à dire la jonction PN ou la barrière métal - semiconducteur.

I-2 Comparaison barrière métal - semiconducteur - jonction

En ce qui concerne la tension de polarisation, la barrière est préférable à la jonction : pour cette dernière en effet, la zone désertée s'étend légèrement du côté P et il en résulte une légère augmentation de la largeur de la zone d'avalanche δ et donc de la tension à ses bornes V_a .

L'utilisation d'une jonction va par contre, diminuer l'influence du courant injecté par effet tunnel : nous avons en effet montré (Cf. Chapitre II) que le courant tunnel y est très faible, pratiquement indépendant de la température T : seule la variation avec T de la largeur E_g de la bande interdite intervient. Cet avantage devient donc d'autant plus appréciable que la température de fonctionnement est élevée. Par ailleurs, nous avons constaté que le courant tunnel d'une jonction était toujours plus faible que celui d'une barrière métal - semiconducteur. Il faut cependant noter que, pour le type de structure choisi (L.H.L.) le rôle joué par l'effet tunnel est minime et que, l'utilisation d'une jonction n'apporte dans ce cas, en pratique, qu'une amélioration assez faible et que nous pouvons considérer comme négligeable.

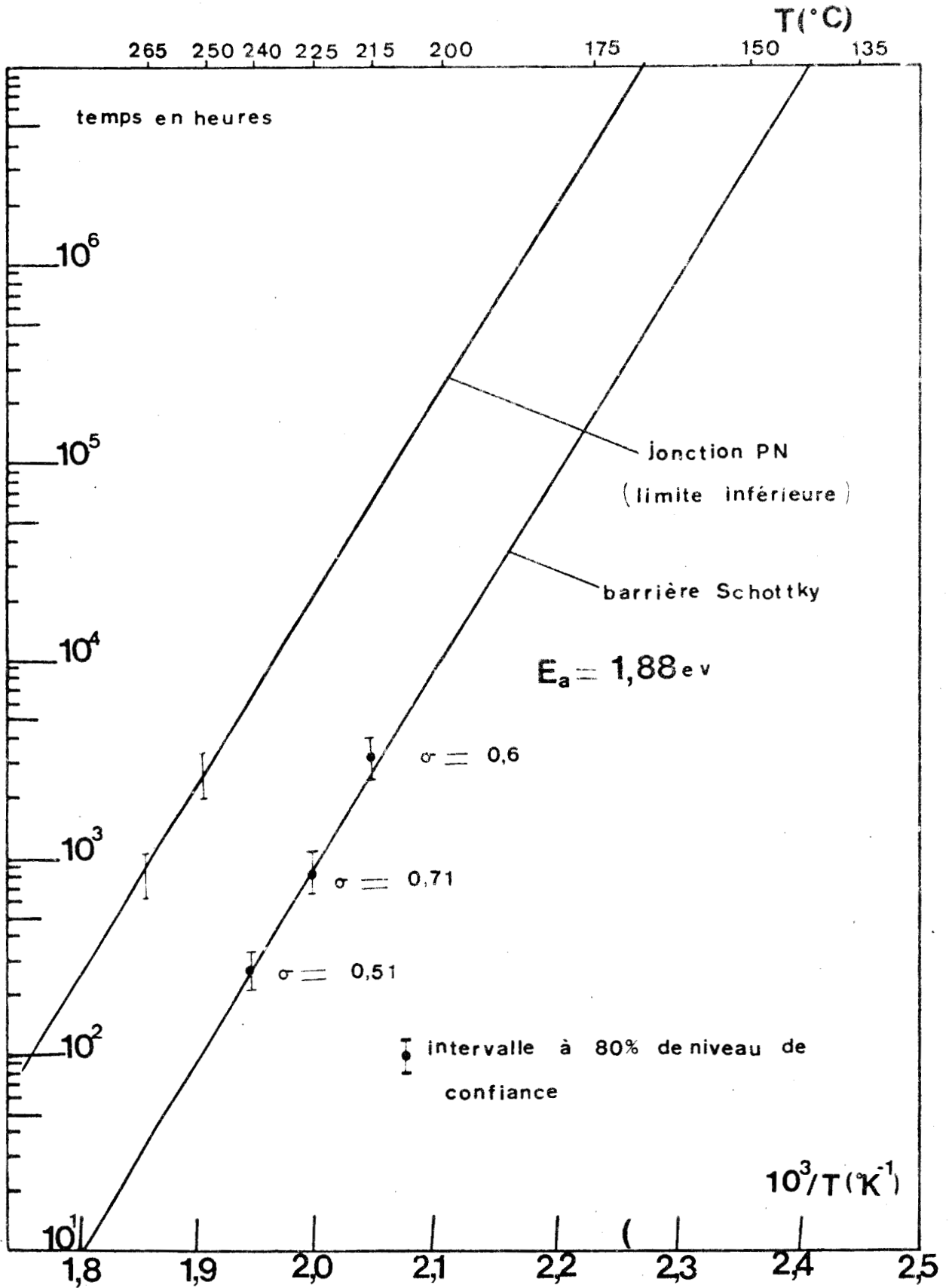


Figure IV.8 : Résultats des essais accélérés de fiabilité à température élevée

Certains phénomènes physiques intervenant d'une manière néfaste soit dans la barrière métal - semiconducteur, soit dans la jonction peuvent également guider notre choix.

MISAWA, dans une publication récente [72] montrent en effet que les performances obtenues peuvent être détériorées dans le cas d'une jonction PN par la diffusion dans la zone P de porteurs minoritaires : cet effet est comparable à celui produit par un courant de saturation, c'est à dire qu'il va diminuer la phase d'injection ψ des porteurs. Il semble donc que, si nous ne prenons en compte que les performances des diodes A.T.T., la barrière est légèrement préférable à la jonction : cet avantage, d'ailleurs très minime, est surtout dû à la tension V_a plus faible pour la barrière.

Si nous considérons d'autres critères que les performances, un assez net avantage revient alors à la jonction en ce qui concerne la fiabilité. En effet les performances d'une barrière métal - semiconducteur peuvent à long terme être détériorées par la diffusion du platine de la barrière dans le semiconducteur [73,74]. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure IV.8 les résultats des essais accélérés de fiabilité à température élevée obtenus au L.E.P. [75] : ces essais ont été réalisés en admettant que l'évolution du nombre des défaillances en fonction de la température obéit à la statistique de BOLTZMAN. Nous constatons que pour une température de fonctionnement voisine de 200°C , la durée de vie des barrières (voisine de 10^4 heures) est nettement inférieure à celles des jonctions. (voisine de 210^5 heures).

Si au cours de ce travail, nous envisageons l'optimisation d'une structure à barrière métal - semiconducteur (choix dicté par un souci de cohérence puisque théoriquement les barrières sont légèrement supérieures aux jonctions du point de vue performances), il convient de remarquer que cette étude peut être facilement appliquée au cas d'un composant à jonction, et que des résultats très comparables à ceux d'une barrière peuvent être obtenus avec ce type de composant.

Notre choix s'étant précédemment arrêté sur une structure L.H.L., il nous reste maintenant à en déterminer complètement, en fonction de la fréquence d'opération, les caractéristiques optimales de la zone d'émission (largeur W_1 et charge intégrée Q_s) et de la zone de transit (largeur W_2 et concentration en impuretés N_2).

II - OPTIMALISATION DE LA STRUCTURE

L'optimalisation de la structure s'avère être une tâche longue et difficile car de nombreux paramètres la caractérise. Il est donc nécessaire, dans la mesure où cela s'avère possible, d'étudier séparément l'optimalisation de la zone de transit et de la zone d'émission.

Par ailleurs nous avons choisi une température de fonctionnement de la puce semiconductrice constante égale à 400°K . Cette valeur assez faible correspond à des conditions de fonctionnement entraînant une grande fiabilité. Mais elle ne permettra généralement pas d'obtenir la puissance hyperfréquence maximale de la diode. Celle-ci pourra souvent, en pratique, être plus élevée si l'on admet des conditions de fonctionnement plus sévères ($T > 400^\circ\text{K}$) correspondant à des durées de vie moins élevées. Dans un souci de simplicité, nous avons admis que cette température ne dépendait ni du courant de polarisation, ni de la puissance hyperfréquence. Cette hypothèse ne correspond pas à la réalité expérimentale, mais il est toujours possible, compte tenu, d'une part des conditions de fonctionnement, d'autre part de l'évolution de la résistance thermique en fonction de la surface de la jonction, de déterminer la valeur S_{400} de la diode qui fonctionnerait effectivement à la température retenue ($T = 400^\circ\text{K}$). (ce procédé sera décrit dans le paragraphe 3). Etant donné que la plupart des résultats de la modélisation numérique (rendement, densité électronique et champ électrique) sont indépendants de S , il est alors possible de calculer facilement la puissance délivrée par la diode de surface S_{400} , puisque la puissance émise est directement proportionnelle à S . En pratique les résultats numériques seront donnés pour une diode de surface $S = 10\ 000\ \mu^2$, mais une simple règle de trois permet le calcul de la puissance émise par un composant de surface différente.

Nous nous proposons maintenant de définir les paramètres optimum de chacune des deux zones de la diode A.T.T.

II-1 Optimalisation de la zone d'émission

Cette optimalisation a été effectuée en maintenant constantes et proches de leurs valeurs optimales les caractéristiques de la zone de transit (N_2 , W_2) et en faisant varier les deux paramètres de la zone d'émission (Q_s et W_1). Cette façon de procéder n'est pas rigoureuse dans la mesure où ces quatre paramètres (Q_s , W_1 , N_2 et W_2) ne sont pas des grandeurs indépendantes dans la détermination des performances hyperfréquences, mais c'est la seule possible en pratique si l'on veut se limiter à des temps calcul relativement raisonnables compte tenu du nombre de combinaisons possibles des valeurs des quatre paramètres. Elle doit cependant permettre d'obtenir des caractéristiques pas très éloignées des valeurs optimales.

II-1-1 Choix de W_1

Nous avons vu précédemment que la diminution de l'épaisseur δ de la zone d'avalanche (c'est à dire la profondeur W_1 du pic en impuretés) entraîne une diminution de la tension V_a aux bornes de cette zone et par conséquent une augmentation du rendement. Mais avec la diminution de δ , nous enregistrons une augmentation du champ électrique à l'interface métal - semiconducteur et par conséquent une augmentation du courant tunnel : il existe donc une épaisseur de zone en avalanche optimale. Afin de déterminer cette valeur, nous avons représenté sur la figure IV.9 l'évolution du rendement en fonction de l'épaisseur δ de la zone d'émission pour plusieurs fréquences en tenant compte et en négligeant les effets dus au courant tunnel

Nous constatons que la valeur optimale est voisine de $0,15 \mu$ à 8 GHz et semble légèrement plus faible à 12 GHz : cette variation du maximum avec la fréquence est cependant assez faible et nous avons choisi la valeur $W_1 = 0,15 \mu$ comme valeur optimale de la profondeur du pic en impuretés quelle que soit la fréquence.

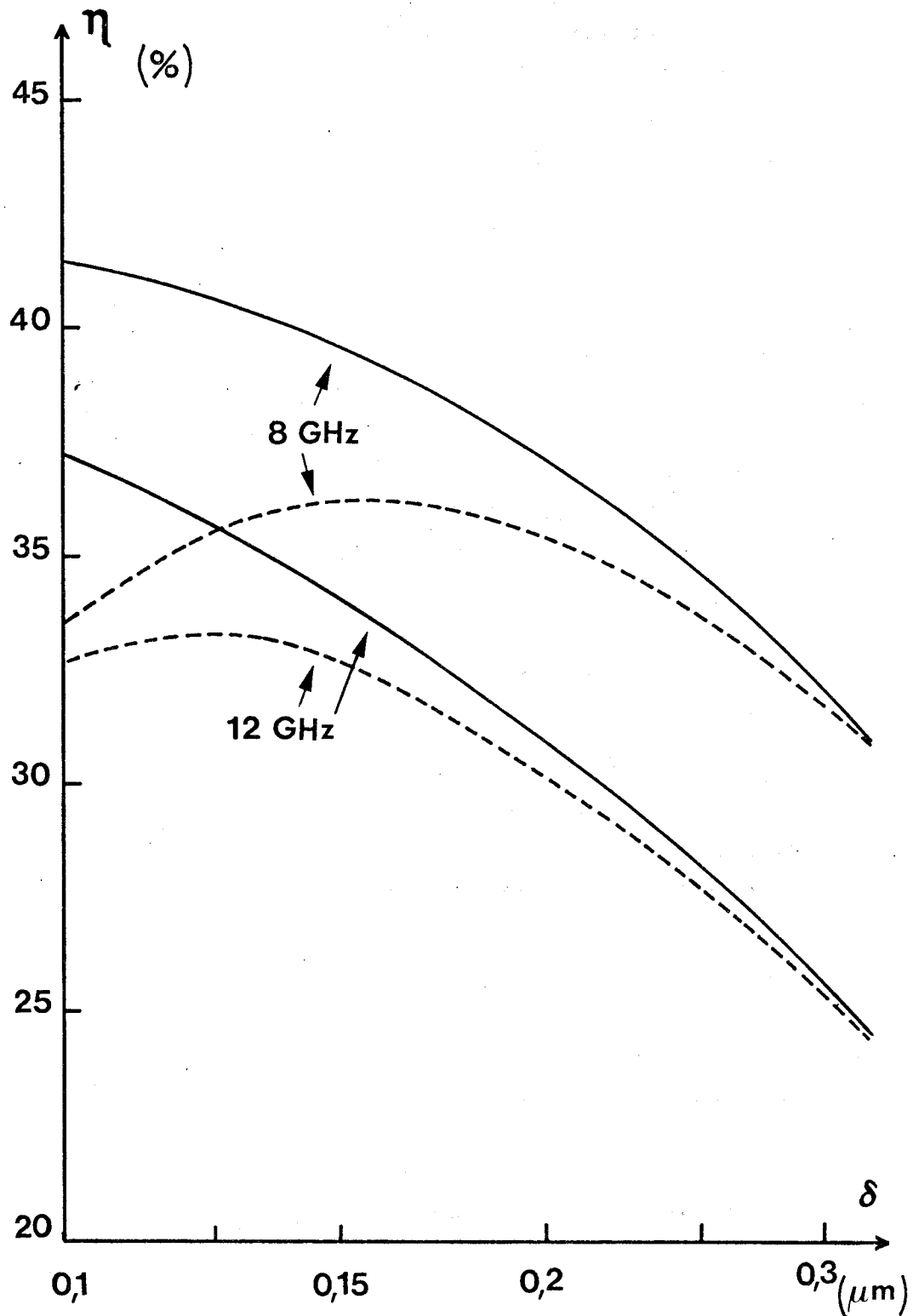


Figure IV.9 : Evolution du rendement maximum en fonction de la largeur δ de la zone d'avalanche d'une structure L.H.L. pour deux fréquences en prenant en compte (en pointillé) et en négligeant (en trait plein) les effets dus au courant tunnel. La largeur de la zone de transit satisfait la condition $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Il faut d'ailleurs remarquer que cette valeur est, pour la technologie actuelle, une valeur limite en dessous de laquelle il semble difficile de descendre tout en conservant un bon rendement de fabrication.

II-1-2 Choix de Q_s

En considérant un pic de concentration en impuretés situé à $W_1 = 0,15 \mu$ de la barrière, il nous reste maintenant à définir la valeur de la concentration en impuretés de ce pic et sa largeur : un critère important permettant de tenir compte de ces deux paramètres est la charge intégrée Q_s . Il nous a semblé intéressant de faire varier ce terme Q_s et d'étudier l'évolution du rendement émis en fonction de Q_s (figure IV.10). Nous pouvons en tirer plusieurs constatations.

- il existe une valeur de Q_s pour laquelle le rendement est optimal

- le maximum du rendement est sensiblement obtenu pour la même valeur de Q_s ($Q_s = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) quand nous faisons varier la fréquence. Cette valeur devrait donc nous permettre d'obtenir un rendement voisin du maximum quelle que soit la fréquence.

La valeur de Q_s et l'épaisseur W_1 , de la zone d'émission que nous venons de déterminer, caractérisent ainsi complètement cette zone.

Il convient maintenant d'étudier la zone de transit et de définir les paramètres qui permettront de l'optimiser.

II-2 Optimalisation de la zone de transit

Les deux paramètres qui définissent cette zone sont d'une part, sa concentration en impuretés N_2 et d'autre part, sa largeur W_2 . Dans une première phase de calcul, nous considérons que le profil de concentrations en impuretés N_2 est uniforme et constant. Nous envisagerons ensuite l'influence d'une variation linéaire de N_2 dans cette zone.

En vue de simplifier l'optimisation de N_2 et W_2

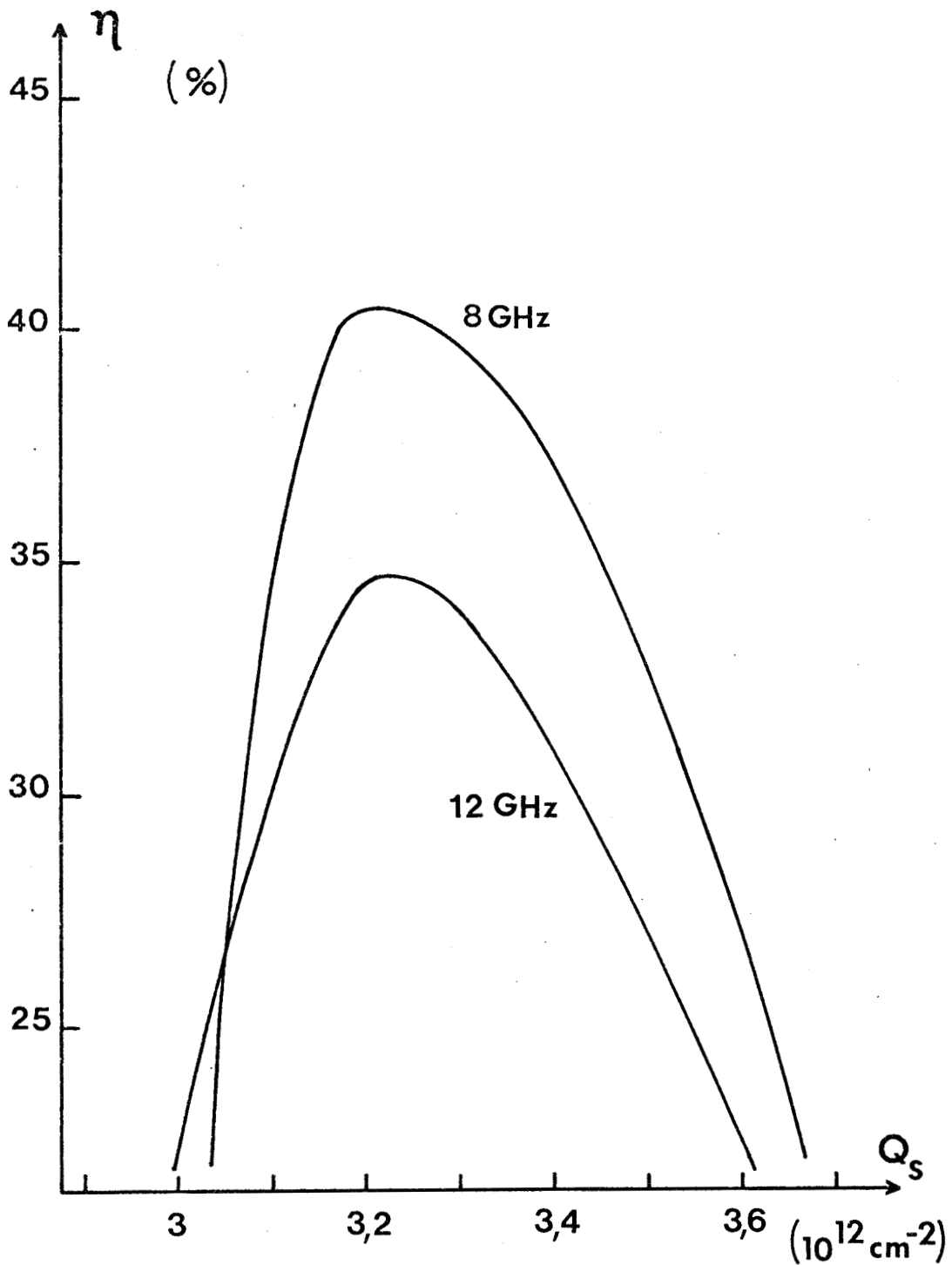


Figure IV.10 : Evolution du rendement maximum en fonction de Q_s pour deux structures optimisées à 8 et 12 GHz. Remarquons que la concentration en impuretés N_2 et la largeur W_2 de la zone de transit ainsi que la densité de courant J demeurent constant lorsque Q_s varie.

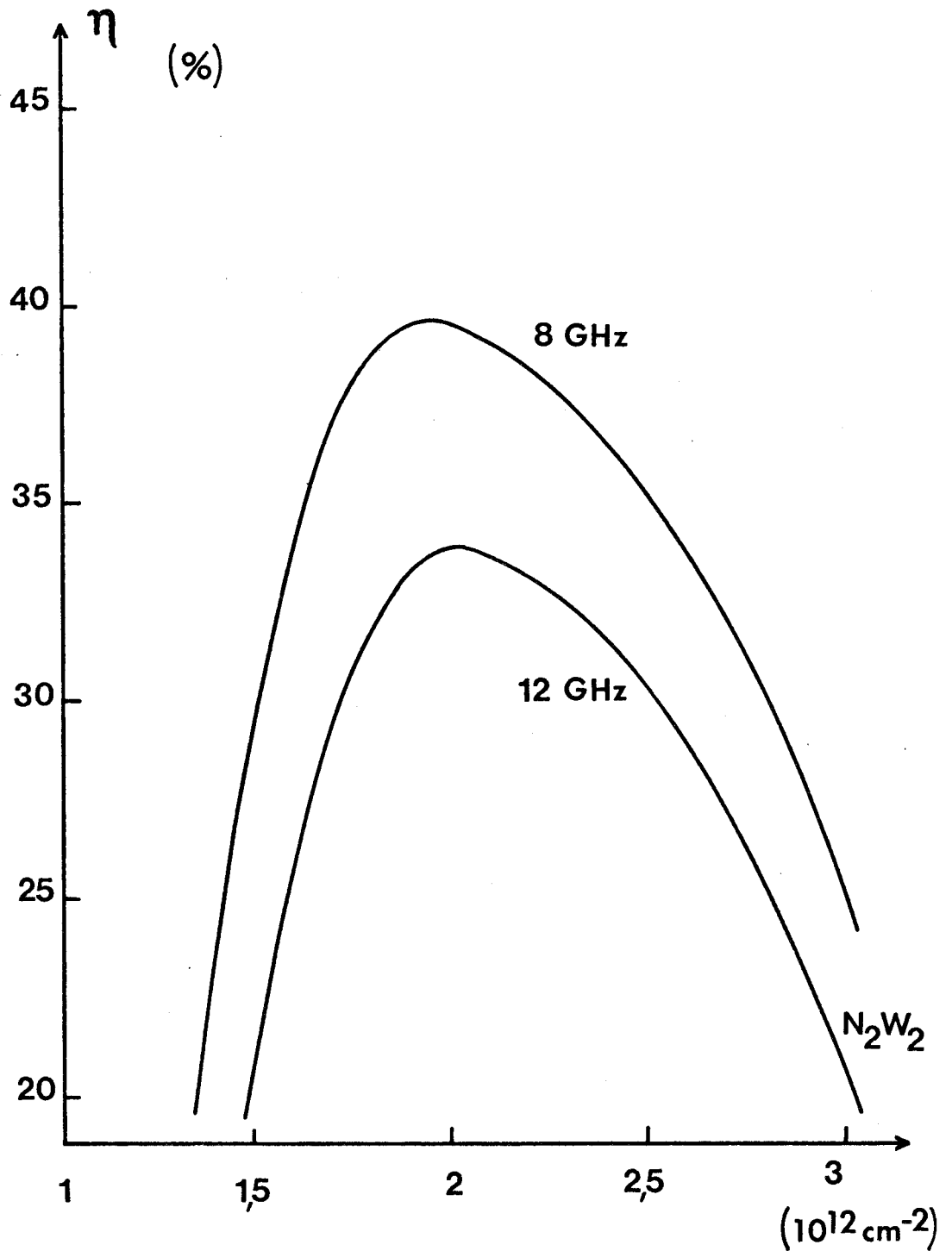


Figure IV.11 : Evolution du rendement maximum en fonction du produit $N_2 W_2$ pour deux structures optimisées à 8 GHz et 12 GHz. On considère que $W_1 = 0,15 \mu\text{m}$ et $Q_s \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$



un raisonnement qualitatif va tout d'abord nous permettre de montrer que le produit $N_2 W_2$ correspondant aux valeurs optimales doit rester en première approximation constant quelle que soit la fréquence.

II-2-1 Rôle du paramètre $N_2 W_2$

L'étude effectuée en a montré que les valeurs de Q_s et W_1 sont pratiquement indépendantes de la fréquence. Il en résulte qu'en fonctionnement le même champ électrique continu E_{to} existera à l'entrée de la zone de transit. Par ailleurs nous avons vu (Cf chapitre III) que les phénomènes intervenant au niveau de la zone de transit sont essentiellement ceux liés au transfert électronique : les porteurs injectés par la zone d'avalanche se déplacent soit à vitesse saturée, soit à vitesse v_{pic} durant des pourcentages importants de la période du champ hyperfréquence. Si nous voulons que, quelle que soit la fréquence ces phénomènes de transit occupent le même pourcentage de la période du cycle hyperfréquence, il est nécessaire d'avoir le même rapport entre la largeur moyenne \bar{W} de la zone de transit et sa valeur maximale W_2 . Puisque le champ électrique E_{to} à l'entrée de la zone de transit est le même, la largeur \bar{W} est inversement proportionnelle au dopage N_2 (c'est la loi de POISSON). En conséquence, si nous voulons que le rapport $\frac{\bar{W}}{W_2}$ reste constant, nous devons prendre la même valeur pour le produit $N_2 W_2$ et cela, quelle que soit la fréquence. Ce raisonnement est cependant approximatif dans la mesure où il suppose que la réaction de charge d'espace due à la densité n des porteurs mobiles est négligée ou que cette densité est proportionnelle à la valeur de la concentration en impuretés N_2 . Nous constaterons par la suite que cette seconde condition est pratiquement vérifiée si, à chaque fréquence, nous utilisons pour la diode la densité de courant correspondant au rendement maximal.

Afin d'illustrer ce raisonnement très qualitatif, par des résultats de simulation numérique nous avons représenté sur la figure IV.11 les variations du rendement hyperfréquence en fonction du produit $N_2 W_2$ pour plusieurs fréquences. Nous constatons qu'il existe effectivement une valeur de ce produit, indépendante de la fréquence, pour laquelle le rendement est maximum : cette valeur est voisine de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Avant d'utiliser cette valeur $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour entreprendre l'optimisation des structures, il reste cependant à envisager le cas d'un profil de dopage, dans la zone de transit, non uniforme.

II-2-2 Influence d'un profil de dopage non uniforme

Pour simplifier cette étude, nous utiliserons ici encore un raisonnement qualitatif simple.

Il est possible d'estimer l'amplitude du courant total traversant la diode si l'on connaît la tension V_{HF} à ses bornes et si l'on admet que le courant à l'intérieur de la zone désertée est essentiellement un courant de déplacement, donc capacitif. On a alors :

$$I_{\text{tot}} \sim \omega S V_{HF} \text{ où } S \text{ est la section de la diode}$$

ce courant doit être évacué à l'extrémité de la zone désertée sous la forme d'un courant de conduction. En conséquence, sa valeur maximale ne peut être supérieure à $q N_2 v_{\text{pic}} S$ soit :

$$I_T < q v_{\text{pic}} N_2 S$$

On peut en déduire que la tension hyperfréquence maximale est donnée par la condition suivante :

$$V_{HF_{\text{Max}}} \sim \frac{q v_{\text{pic}} N_2}{\omega}$$

Si nous voulons donc augmenter cette tension V_{HF} , c'est à dire le rendement η , nous pouvons soit prendre des valeurs de N_2 près du substrat plus importantes, soit utiliser des semiconducteurs avec une vitesse v_{pic} importante (InP par exemple). Cette augmentation de N_2 ne peut, cependant pas se faire sur toute la largeur de la zone de transit car nous diminuons alors l'angle de transit imposé par la fréquence de fonctionnement : il est alors nécessaire d'utiliser des profils de concentration en impuretés variables dont la valeur à l'entrée de la zone de transit est plus faible que celle à proximité du substrat. Une possibilité simple pour atteindre ce résultat est d'utiliser un profil de dopage dont la concentration en impuretés croît linéairement de la barrière au substrat.

Il est possible de tester la validité de ce raisonnement qualitatif en recherchant dans quelle mesure il est possible d'augmenter la tension hyperfréquence maximale applicable à la diode ainsi que le rendement en utilisant ce type de profil de dopage. Les résultats obtenus numériquement sont illustrés sur la figure IV.12 où nous avons représenté les variations en fonction de la fréquence du rendement des trois structures schématisées dans le haut de la figure (profil plat et profils avec pentes croissante et décroissante). Nous constatons que le meilleur rendement est obtenu avec la structure à profil représentant une pente croissante et que la tension hyperfréquence est dans ce cas la plus élevée. Il faut cependant noter que l'augmentation du rendement semble assez faible.

Il convient alors de se demander si une valeur du dopage N_2 de plus en plus importante au voisinage du substrat (c'est à dire une pente plus forte) ne permettrait pas d'obtenir encore une amélioration des résultats. La réponse est malheureusement négative car dans ce cas les phénomènes d'ionisation dans la zone de transit deviennent non négligeables et limitent l'augmentation possible du rendement : cette constatation est illustrée sur la figure IV.13 où nous avons représenté l'évolution du rendement η en fonction de la fréquence pour les deux structures schématisées sur cette figure structures présentant toutes les deux un profil de dopage croissant dans la zone de transit.

En conséquence, il convient de signaler qu'une pente croissante de dopage vers le substrat doit améliorer les performances à condition toutefois de ne pas la choisir trop forte : un rapport deux entre le dopage de l'extrémité voisine du substrat et celui à l'entrée de la zone de transit (cas (A) de la figure IV.13) semble une valeur intéressante. Cependant, compte tenu, d'une part de l'accroissement des difficultés de réalisation de la structure globale et d'autre part de l'augmentation assez faible des rendements obtenus en utilisant un profil de concentration en impuretés non uniforme, il nous a paru plus simple de poursuivre notre optimisation en nous limitant au cas où le "dopage" N_2 est constant.

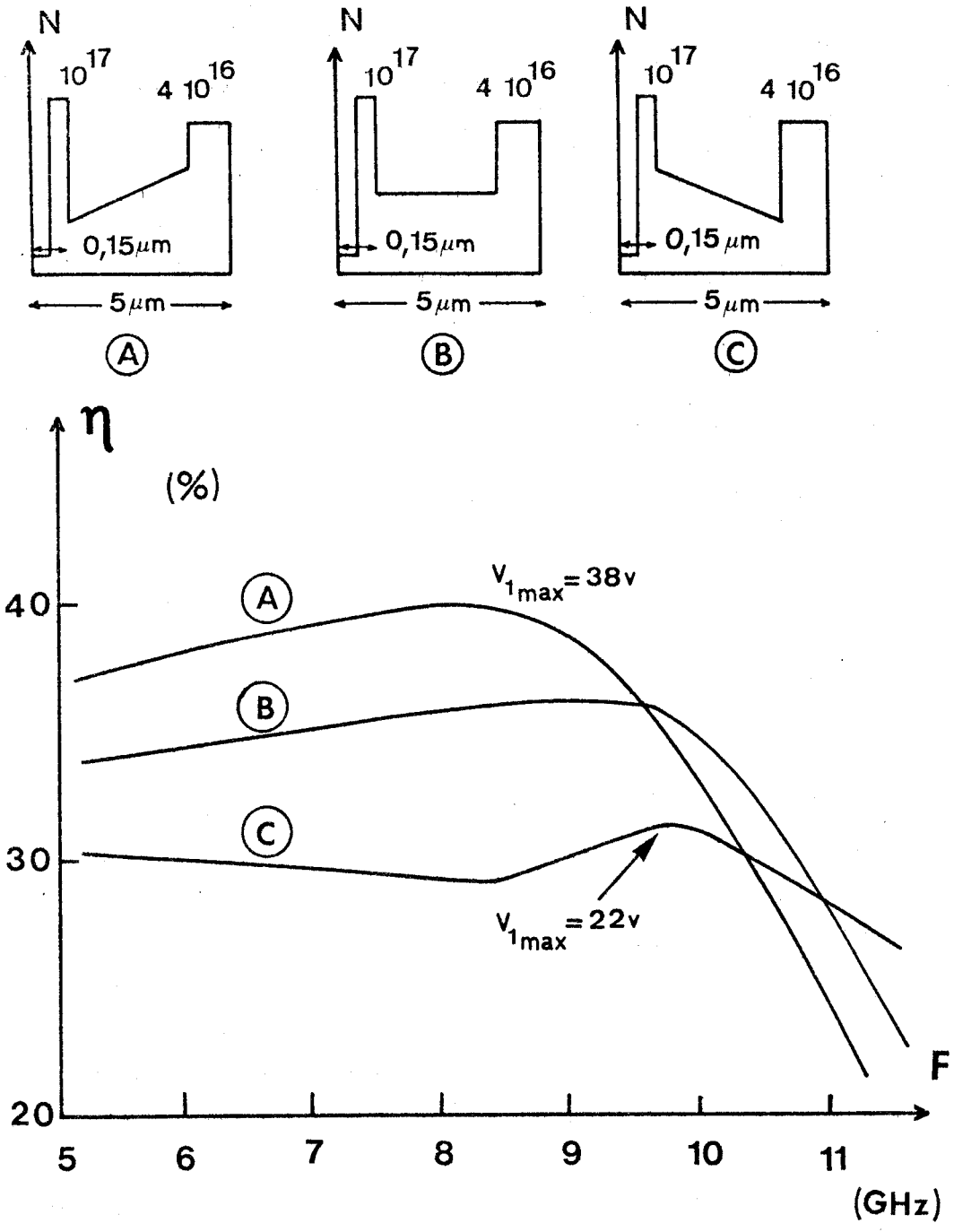


Figure IV.12 : Evolution du rendement maximum en fonction de la fréquence pour les structures définies dans la partie supérieure

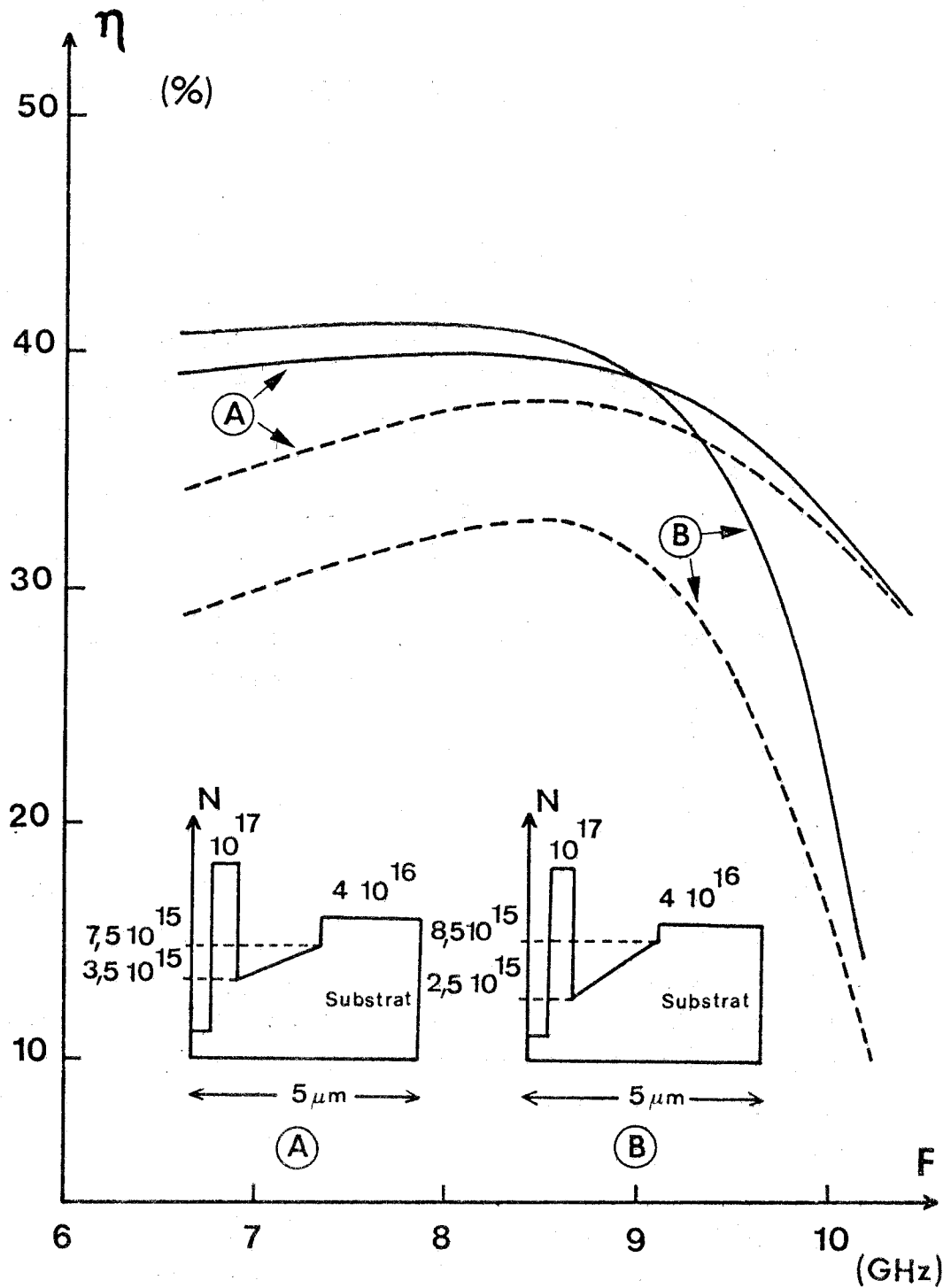


Figure IV.13 : Variation du rendement maximum en fonction de la fréquence pour les deux structures représentées. les calculs ne tenant pas compte de l'ionisation dans la zone de transit sont reportés en trait plein, ceux en tenant compte en trait pointillé.

III - DETERMINATION DES DENSITES DE COURANT OPTIMALES. EVOLUTION DES PERFORMANCES EN FONCTION DE LA FREQUENCE

III-1 Détermination des densités de courant et des concentrations en impuretés optimales

L'étude précédente nous a permis de définir la structure proche de l'optimum qui devrait permettre l'obtention des hauts rendements en ondes centimétriques : il s'agit d'un composant à barrière métal - semiconducteur caractérisé par un profil de concentration en impuretés L.H.L. Les valeurs des paramètres caractéristiques de cette structure sont les suivantes :

- $W_1 \neq 0,15 \text{ } \mu\text{m}$ distance entre la barrière et le pic de concentration en impuretés.
- $Q_s \neq 3,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ charge intégrée dans le pic de concentration en impuretés
- $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (nous considérons que le dopage N_2 est constant).

Il reste maintenant à déterminer en fonction de la fréquence de fonctionnement désirée, d'une part la densité de courant J_M et la concentration en impuretés N_2 qui permettront d'obtenir un rendement maximum et d'autre part, à évaluer les performances susceptibles d'être obtenues avec cette structure optimisée tant en ce qui concerne le rendement que la puissance hyperfréquence délivrée en régime continu et impulsif.

Afin de permettre une comparaison aussi complète que possible avec les résultats expérimentaux (que nous étudierons dans le chapitre suivant), nous avons choisi d'exploiter une gamme de fréquences très large comprises entre 3 GHz et 18 GHz. Dans cette bande de fréquences, nous avons à déterminer la concentration en impuretés N_2 et la densité de courant J_M donnant le rendement optimum.

Dans ce but, pour une valeur du dopage N_2 et une densité de courant donnée, le rendement hyperfréquence a été calculé numériquement pour différentes fréquences d'opération en fonction de la tension V_{HF} . Les rendements maximum obtenus ont alors été reportés en fonction de la fréquence. La figure IV.14 illustre les résultats obtenus et permet de juger de l'importance du travail numérique effectué. A partir de ce réseau de courbes, il est alors possible d'estimer assez précisément en fonction de la fréquence (comprise en pratique entre 3 et 18 GHz) les valeurs du couple (N_2, J_M) donnant le rendement le plus élevé. Les résultats obtenus sont reportés sur les figures IV.15 et IV.16 qui donnent les variations en fonction de la fréquence des valeurs optimales de N_2 et de J_M .

III-2 Performances obtenues

III-2-1 Rendement

Les rendements maximum théoriques susceptibles d'être obtenus à chaque fréquence sont reportés sur la figure IV.17. Les calculs ont été effectués sans tenir compte (rendement η_u) puis en tenant compte (rendement η_E) d'une résistance de perte de 1Ω en série avec le composant* (cette résistance représente les pertes dans les parties ohmiques du substrat ou dans les circuits d'accord). Il est ainsi possible de juger l'influence de ce facteur sur le rendement qui pourra être obtenu en pratique.

A ce stade, il est sans doute intéressant de discuter de la validité des résultats obtenus. Lors de l'étude des différents phénomènes physiques (non localisation du taux d'ionisation, diffusion) intervenant au niveau de la zone d'émission, nous avons noté que ceux-ci pouvaient modifier considérablement le temps de montée intrinsèque τ_i de l'avalanche qui de ce fait est très mal connu.

* En effet, la méthode de simulation numérique permet le calcul non seulement du rendement optimal mais aussi de l'impédance (résistance négative et réactance) présentée par le composant. On peut alors déterminer facilement l'influence d'une résistance série et donc de la puissance effectivement reçue dans la résistance d'utilisation.

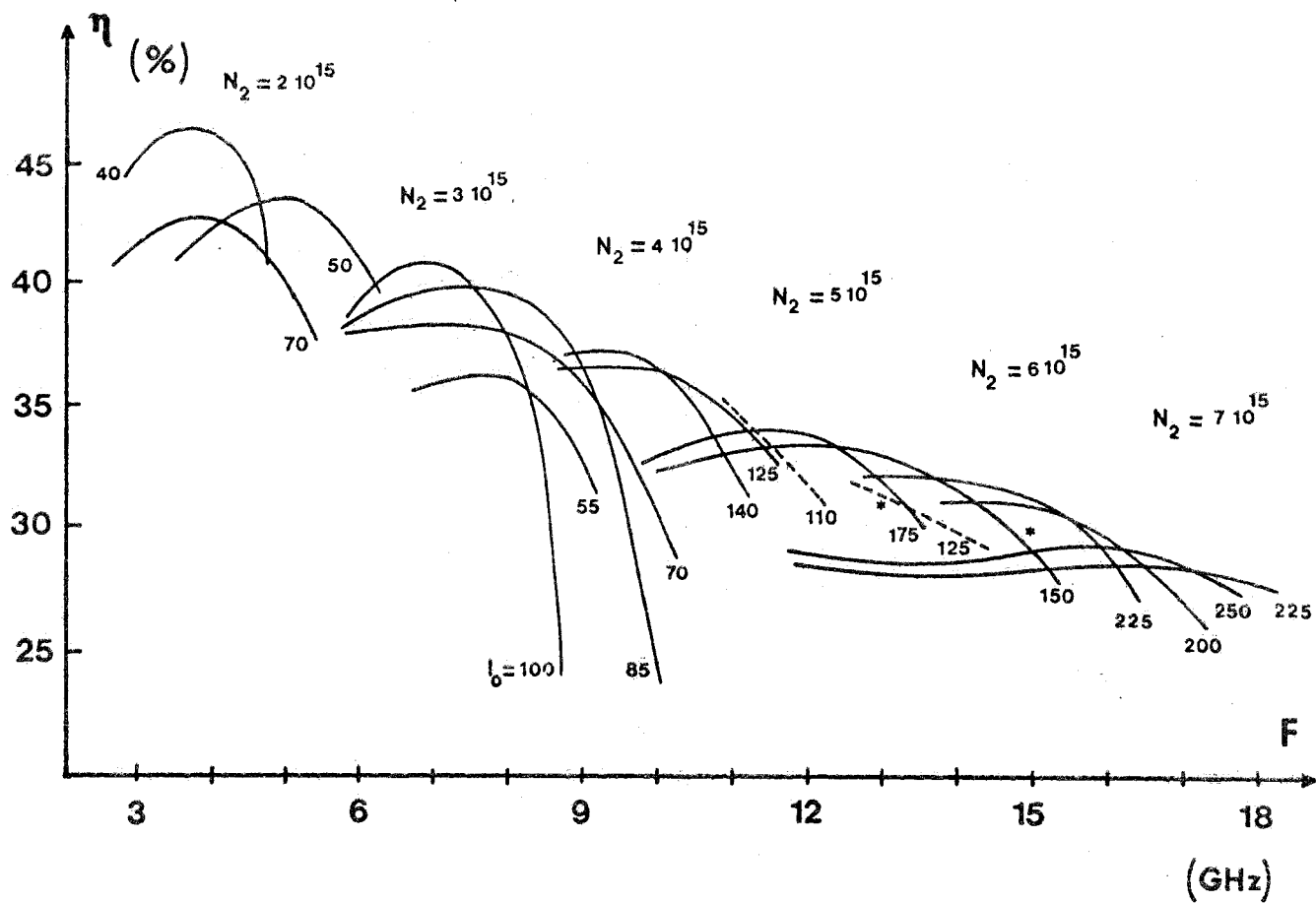


Figure IV.14

Evolution du rendement maximum en fonction de la fréquence pour différents courants (avec $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$) et concentrations en impuretés N_2 (en supposant $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

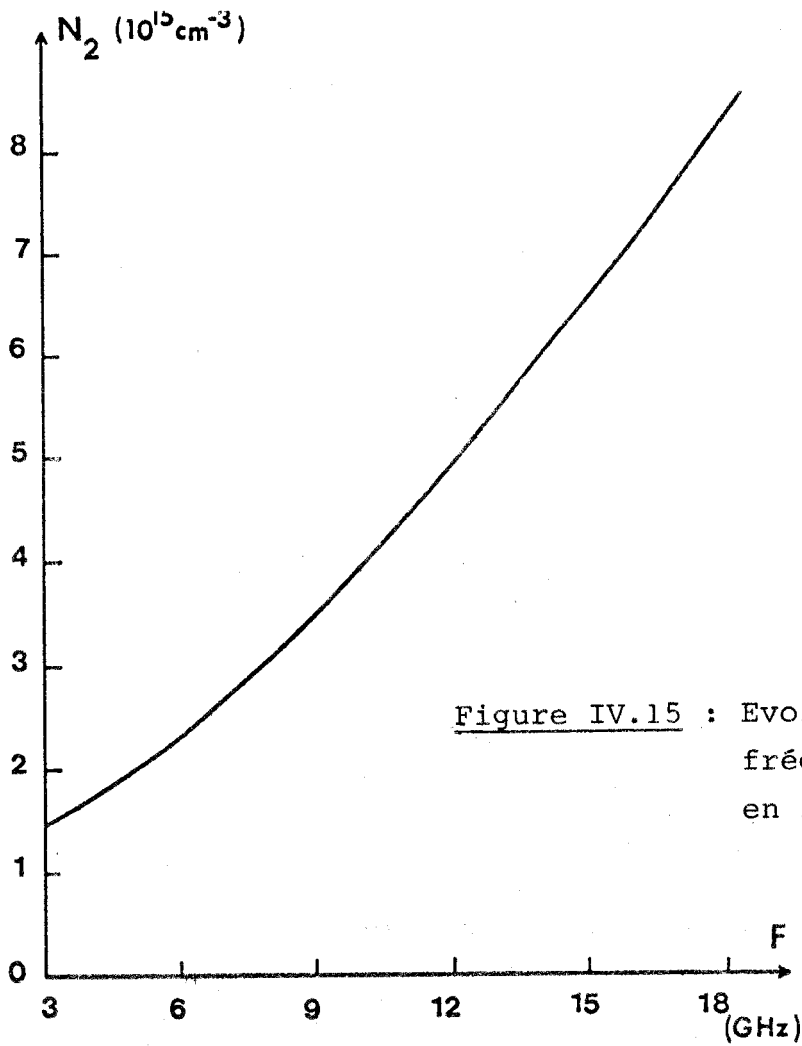


Figure IV.15 : Evolution en fonction de la fréquence de la concentration en impuretés optimale

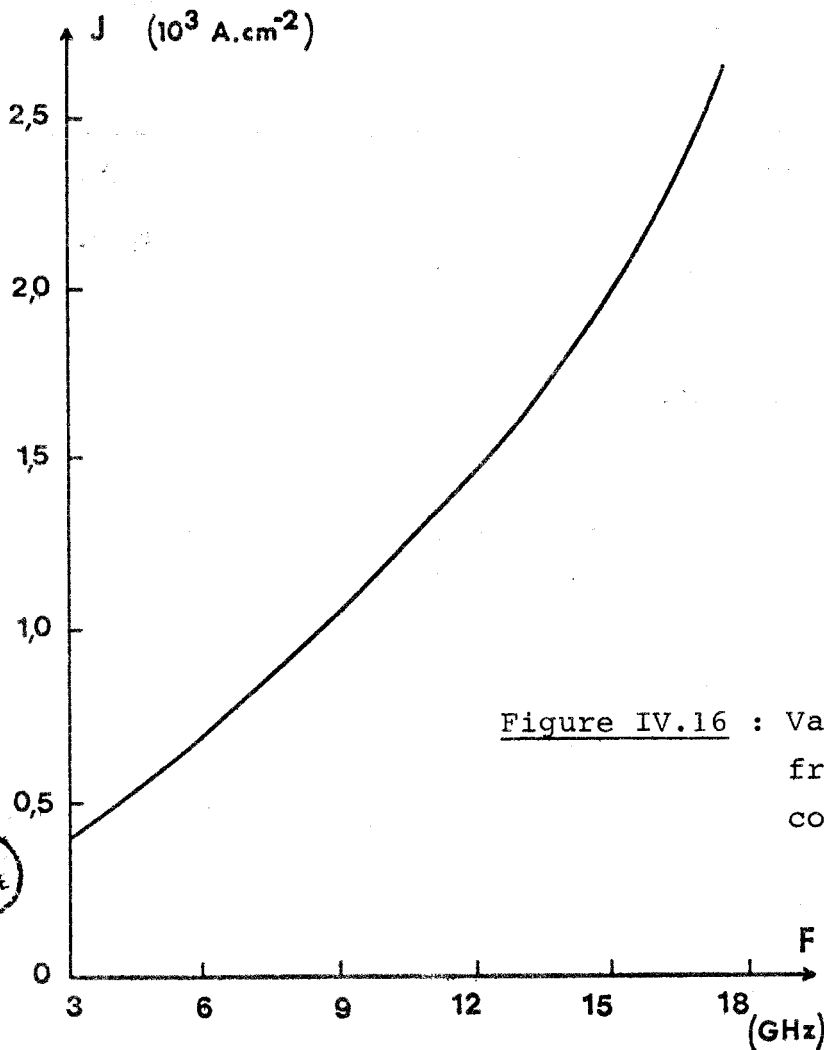


Figure IV.16 : Variation en fonction de la fréquence de la densité de courant optimale.

BUS
LILLE

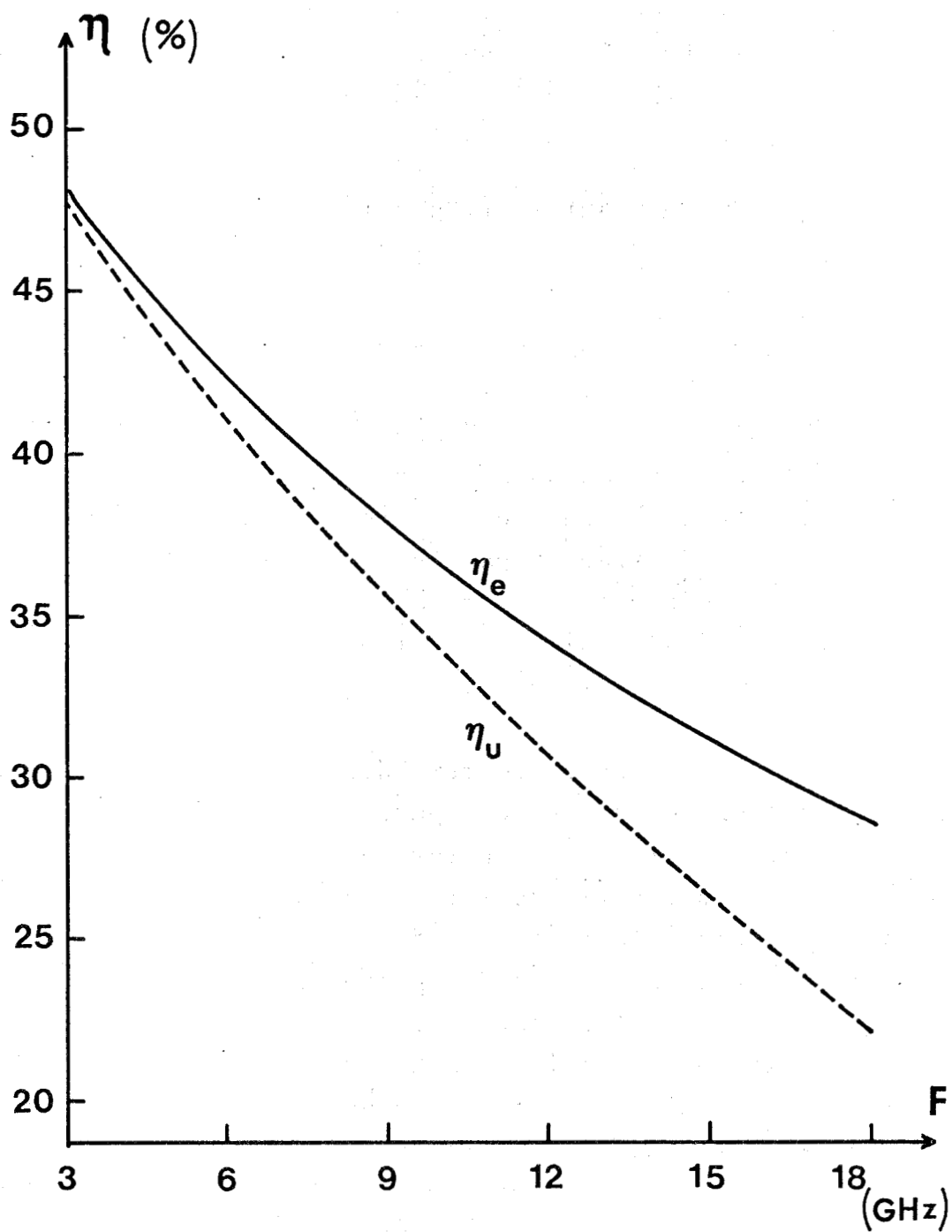


Figure IV.17 : Variation du rendement hyperfréquence maximum en fonction de la fréquence. Le rendement η_u a été calculé en tenant compte d'une résistance série de 1Ω



Il apparaît donc important d'étudier l'influence d'une variation de la valeur de ce paramètre sur les rendements hyperfréquences maximum que nous venons de déterminer en fonction de la fréquence. Dans ce but, pour chaque fréquence, nous avons calculé la nouvelle valeur obtenue pour le rendement hyperfréquence en prenant une valeur de τ_i double de celle utilisée habituellement (c'est à dire $\tau_i \neq \tau_i = \frac{\delta}{3v}$). Les résultats sont reportés sur la figure IV.18 et comparés à ceux calculés avec la valeur de τ_i habituellement utilisée. Nous constatons qu'une augmentation du temps de montée τ_i entraîne une diminution du rendement pour les fréquences élevées, alors que pour les fréquences plus basses, le rendement est sensiblement identique. La diminution du rendement est cependant assez faible (de l'ordre de quelques % dans le cas le plus critique à 18 GHz) et l'on note ainsi qu'une incertitude importante sur la valeur de τ_i se traduit par une incertitude beaucoup plus faible sur les rendements hyperfréquences et cette constatation plaide en faveur de la validité de l'optimisation effectuée et des performances reportées dans ce chapitre.

Une autre remarque peut être faite. Les résultats obtenus concernent une puce semiconductrice à la température 400°K. Or il faut noter que le rôle joué par la température T de fonctionnement de la diode est extrêmement important ; en effet toute élévation de la température va diminuer d'une part, la vitesse limite des porteurs et, en conséquence, les fréquences de fonctionnement et, d'autre part, la mobilité en champ faible ce qui entraînera une diminution du rendement hyperfréquence. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure IV.19 l'évolution du rendement hyperfréquence en fonction de la fréquence pour plusieurs températures de fonctionnement nous constatons que la température joue bien le rôle que nous venons d'énoncer.

Au début de notre étude, tous nos calculs ont été effectués pour une température de fonctionnement $T = 473^\circ\text{K}$ (200°C). Par la suite, avec les progrès technologiques réalisés (diminution de la résistance thermique des échantillons notamment), il s'est avéré que la plupart des diodes fonctionnaient à température plus basse. Aussi nous avons pris, pour notre étude numérique, une température de fonctionnement de la puce semiconductrice égale à 400°K ce qui a, par ailleurs, le mérite de

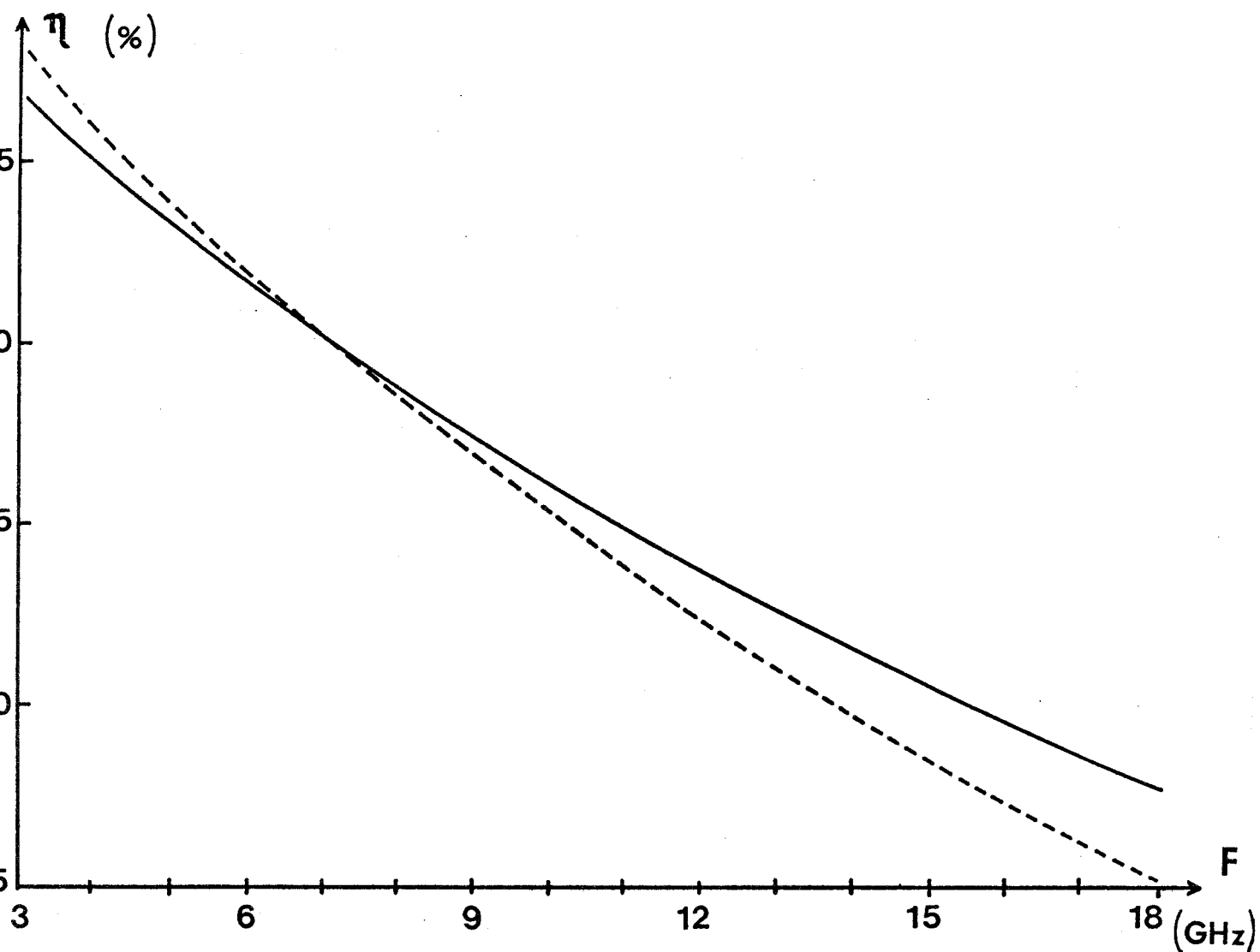


Figure IV.18 : Influence de la valeur du temps de montée intrinsèque τ_i de l'avalanche sur le rendement hyperfréquence maximum : la courbe en trait plein est obtenue en considérant la valeur habituelle de τ_i ($\tau_i \neq \frac{\delta}{3V}$) alors que la courbe en pointillé correspond à une valeur double de la précédente.

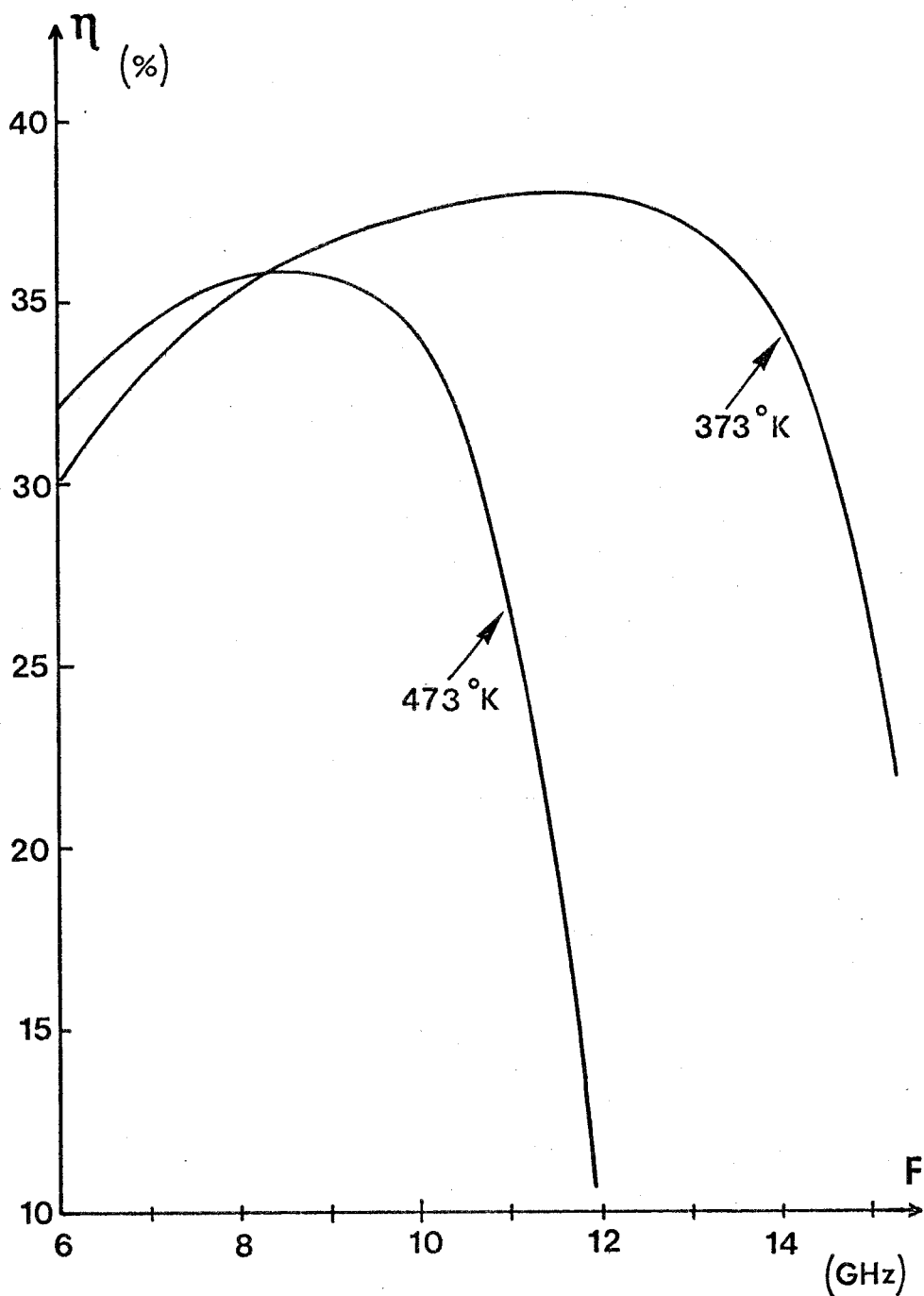


Figure IV.19 : Influence de la température de fonctionnement sur le rendement hyperfréquence en fonction de la fréquence. Les courbes tracées sont obtenues pour une structure semblable à celle donnée au chapitre précédent (figure III.21) en considérant un courant de polarisation égal à 150 mA.

garantir une bonne fiabilité (10^7 heures d'après les travaux du L.E.P.). Le lecteur qui voudrait extrapoler nos résultats pour d'autres températures peut utiliser la règle qualitative suivante que nous avons obtenue à partir de nos résultats numériques : toute élévation de 50°C de la température diminue le rendement hyperfréquence de quelques %, la fréquence de fonctionnement et la densité de courant optimale de 5 à 10 %.

III-2-2 Puissance

Il reste maintenant à estimer les puissances hyperfréquences P_{HF} qui pourront être obtenues avec ces rendements maximum*. Cette puissance P_{HF} est proportionnelle à la surface S de la jonction et, en conséquence, il semble intéressant d'utiliser des diodes avec des grandes surfaces pour augmenter P_{HF} . Mais il n'est pas possible d'augmenter la surface S de manière trop importante car deux facteurs limitatifs interviennent alors :

- la diminution de l'impédance Z présentée par le composant : en effet cette impédance est proportionnelle à $\frac{1}{S}$. En pratique, il paraît difficile d'utiliser des niveaux d'impédances $|Z|$ inférieurs à 5Ω .

- l'augmentation de la température de la puce semiconductrice lorsqu'à densité de courant constante, nous augmentons la surface S . En effet, la résistance thermique est généralement proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{S}}$ et, en conséquence, l'élévation de la température de la puce est proportionnelle à \sqrt{S} .

Nous avons donc utilisé successivement ces deux considérations pour calculer l'évolution de la puissance hyperfréquence maximale en fonction de la fréquence. La figure IV.20 illustre les résultats obtenus en considérant la première limitation, c'est à dire $|Z| \geq 5 \Omega$: nous avons représenté la puissance hyperfréquence pouvant être obtenue ainsi que la surface

* Il faut noter qu'il est souvent possible d'obtenir des puissances plus élevées mais avec des rendements plus faibles.

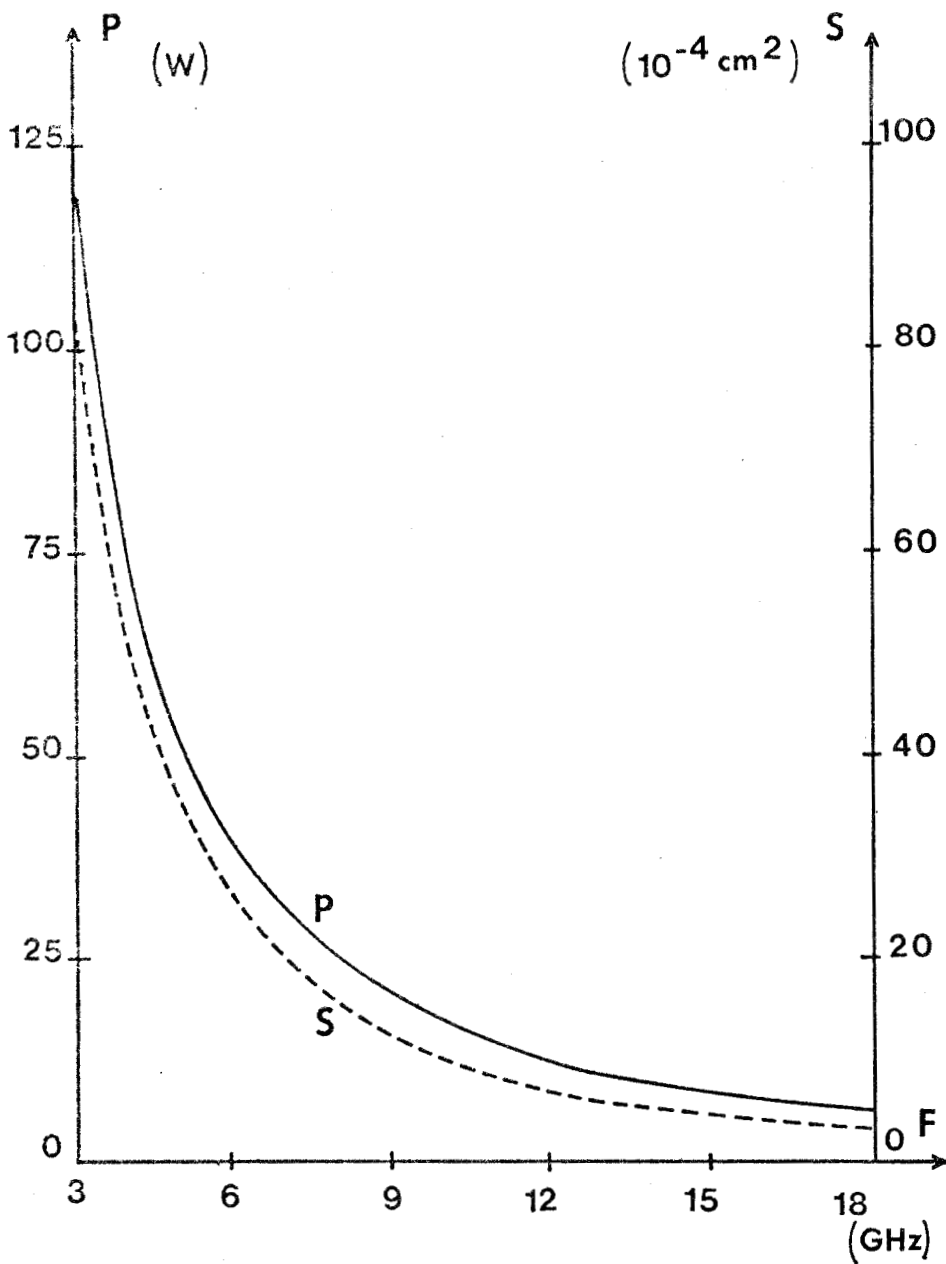


Figure IV.20 : Puissance utile maximale (en trait plein) susceptible d'être obtenue et surface correspondante (en pointillé) en fonction de la fréquence en utilisant la condition $|Z| = 5 \Omega$, la puissance a été calculée en considérant une résistance de perte de 1Ω

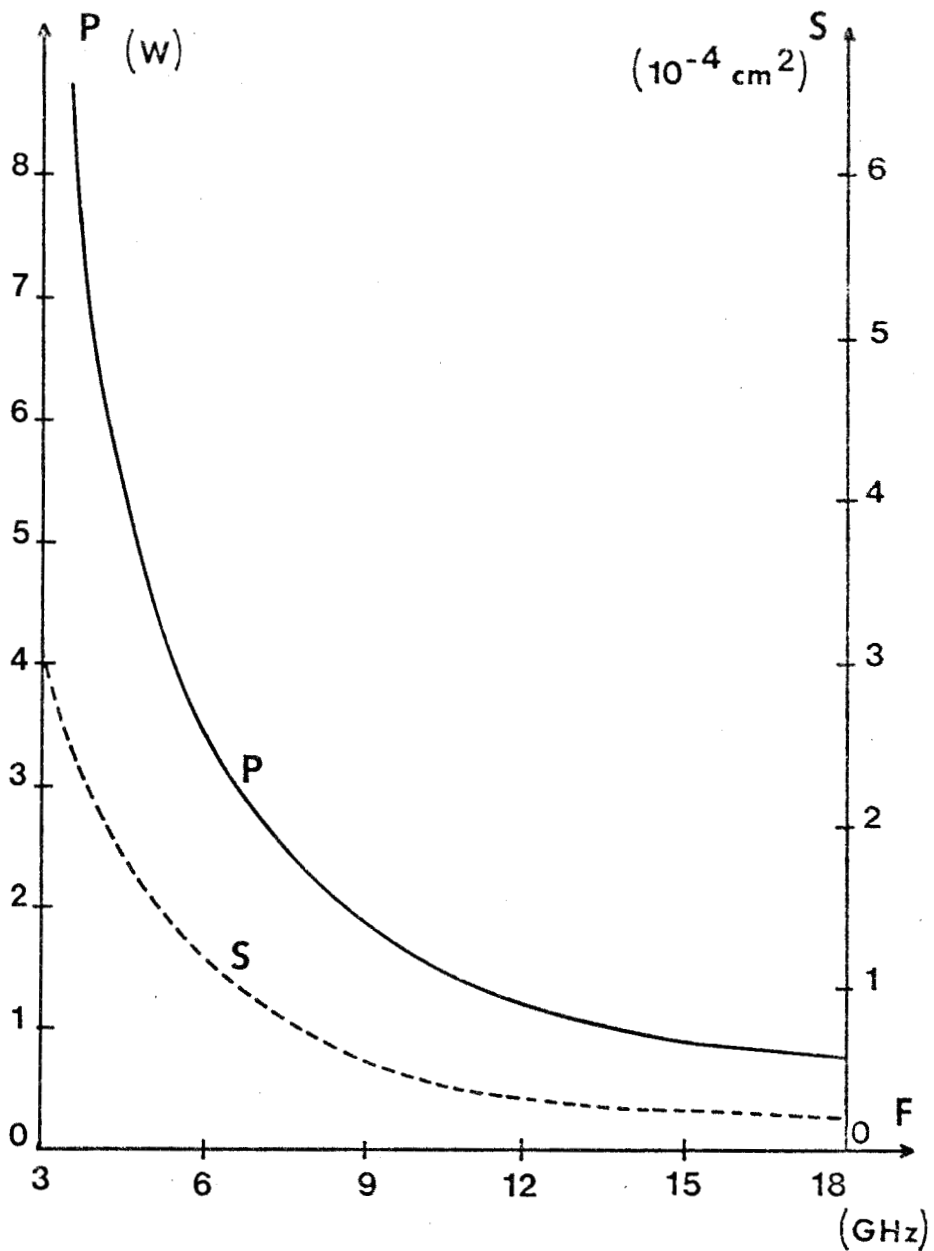


Figure IV.21 : Variation en fonction de la fréquence de la puissance utile (en trait plein) et de la surface correspondante (en pointillé) lorsqu'on utilise la condition $T = 400^\circ\text{K}$. La résistance thermique est alors égale à $30^\circ/\text{W}$ si la surface de la diode vaut 10^{-4} cm^2 . La puissance a été calculée en considérant une résistance de perte de 1Ω



optimale correspondante en tenant compte d'une résistance série de 1Ω en série avec la diode pour les fréquences comprises entre 3 GHz et 18 GHz. Ces conditions de fonctionnement pourront être obtenues avec des structures utilisées en impulsions suffisamment courtes pour limiter les effets thermiques.

Si maintenant nous tenons compte de ces effets thermiques et, si nous nous imposons une température de jonction de 400°K dans un fonctionnement en continu (pour ces calculs, nous avons admis que, pour une surface $S = 10^{-4} \text{ dm}^2$, la résistance thermique valait $R_{th} = 30^\circ/\text{W}$, ce qui est généralement réalisé pour une structure monomésa de technologie classique), les puissances hyperfréquences obtenues et les surfaces optimales sont nettement plus faibles, en particulier aux fréquences les plus basses (figure IV.21).

On peut cependant considérer les résultats de la figure IV.21 comme assez pessimistes :

- d'une part, il est possible en utilisant des structures quadri-mesa ou des radiateurs en diamant d'avoir pour une surface $S = 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ des résistances thermiques sensiblement moins élevées que $30^\circ/\text{W}$.

- d'autre part, la température de fonctionnement imposée est très faible et si les problèmes de fiabilité ne sont pas essentiels, il est possible de fonctionner à des températures plus élevées et donc, d'obtenir des puissances supérieures.

Il s'avère néanmoins qu'en régime continu comme en régime impulsionnel, la puissance hyperfréquence susceptible d'être délivrée diminue considérablement en fonction de la fréquence. C'est pourquoi il nous a paru intéressant d'étudier sommairement dans quelle mesure l'utilisation de structures à deux zones de transit (D.D.R.) permet d'apporter une amélioration importante.



IV - COMPARAISON AVEC LES STRUCTURES D.D.R.

IV-1 Description de la structure étudiée

La structure D.D.R. est caractérisé par deux zones de transit, l'une du côté P, l'autre du côté N et schématisée figure IV.22

Pour notre étude, nous avons considéré une structure D.D.R. présentant un profil de dopage L.H.L. dans chacune des deux régions, c'est à dire du côté N et du côté P. Nous avons gardé les paramètres de la région N que nous venons de déterminer dans le cas d'une structure S.D.R., pour l'optimalisation de la diode D.D.R.. En ce qui concerne l'optimalisation de la zone P, nous nous sommes contentés de dégrossir le problème en utilisant les quelques critères très simples suivants :

- le pic en impuretés de cette zone P est distant de $0,25 \mu\text{m}$ de celui de la zone N : cela revient à considérer que $\delta \neq 0,25 \mu\text{m}$.

- la charge intégrée Q_{sp} de ce pic est choisie de manière à ce que la structure soit toujours bloquée ("punch through") en fonctionnement : le champ électrique à l'extrémité de la zone P devra donc être toujours au moins à 10^4 V/cm , quelle que soit l'amplitude du signal alternatif afin que les porteurs (trous) transitent à vitesse saturée v_{sp} .

- la longueur de la zone P sera optimisée en fonction de la fréquence pour avoir toujours un angle de transit $\theta = \frac{3\pi}{4}$.

- la concentration en impuretés de cette zone sera choisie de manière à limiter la réaction de charge d'espace en utilisant la formule :

$$N_A = \frac{J_M}{q v_{sp}}$$

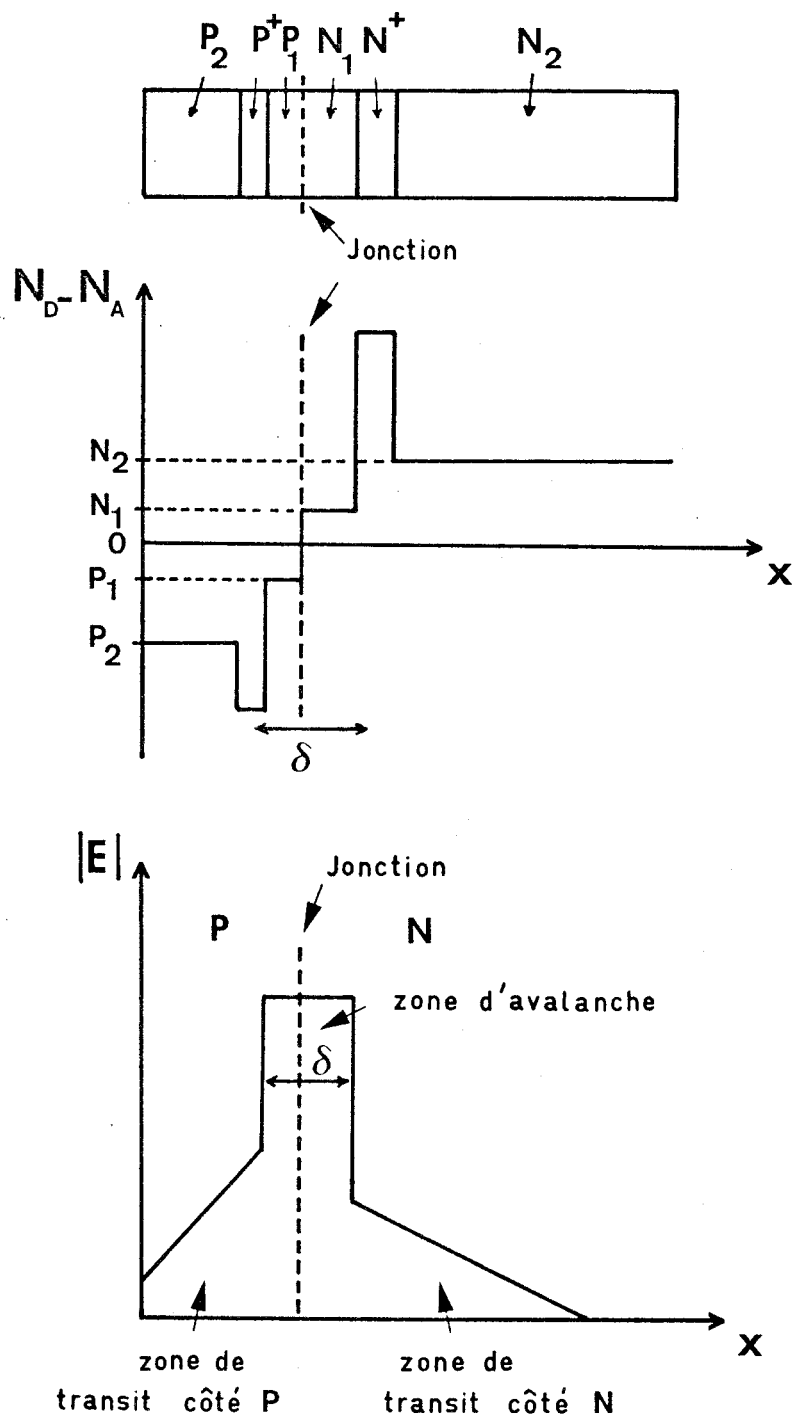


Figure IV.22 : Profil de concentration en impuretés et carte de champ électrique de la structure D.D.R. étudiée.

où le courant J_M est celui que nous avons défini pour la structure S.D.R.

le terme v_{sp} , vitesse de saturation des trous, sera pris égal à v_{sn} , vitesse de saturation des électrons*.

IV-2 Résultats obtenus

Une étude de la puissance hyperfréquence délivrée par une structure D.D.R. (étude identique à celle présentée pour la diode S.D.R.) a été entreprise. Les résultats sont illustrés sur les figures IV.23 et IV.24 où nous effectuons également la comparaison avec les résultats obtenus pour la structure S.D.R. pour les deux criètres étudiés, c'est à dire $|Z| \geq 5 \Omega$ (figure IV.23) et $T_{Max} \leq 400^\circ K$ (figure IV.24).

Nous constatons une augmentation très importante de la puissance hyperfréquence dans le cas d'une utilisation en impulsion pour la structure D.D.R. alors que les surfaces correspondantes ne sont que légèrement plus grandes que celles des diodes S.D.R. Par contre, dans une utilisation en continu, les puissances sont généralement plus faibles, sauf pour les fréquences élevées où les performances des structures D.D.R. semblent particulièrement intéressantes.

A partir de la structure D.D.R. ainsi définie, nous avons aussi calculé le rendement maximum susceptible d'être obtenu et nous l'avons comparé à celui de la structure S.D.R. étudiée précédemment : cette comparaison est illustrée sur la figure IV.25

*Les travaux concernant la détermination de la vitesse de saturation des trous v_{sp} sont assez contradictoires. Certains auteurs [76] pensent que cette vitesse est faible ($v_{sp} \approx 210^6$ cm/s) D'autres [77-79] proposent des valeurs sensiblement plus grandes que la vitesse de saturation des électrons ($v_{sp} \approx 10^7$ cm/s). C'est d'ailleurs cette valeur que nous avons adoptée au cours d'un précédent travail [5]. Nous avons, pour cette étude, adopté l'égalité $v_{sp} = v_{sn}$ dans un souci de simplification. La valeur v_{sp} devra cependant être déterminée d'une manière plus précise si nous voulons entreprendre une étude plus complète d'optimisation des structures D.D.R.

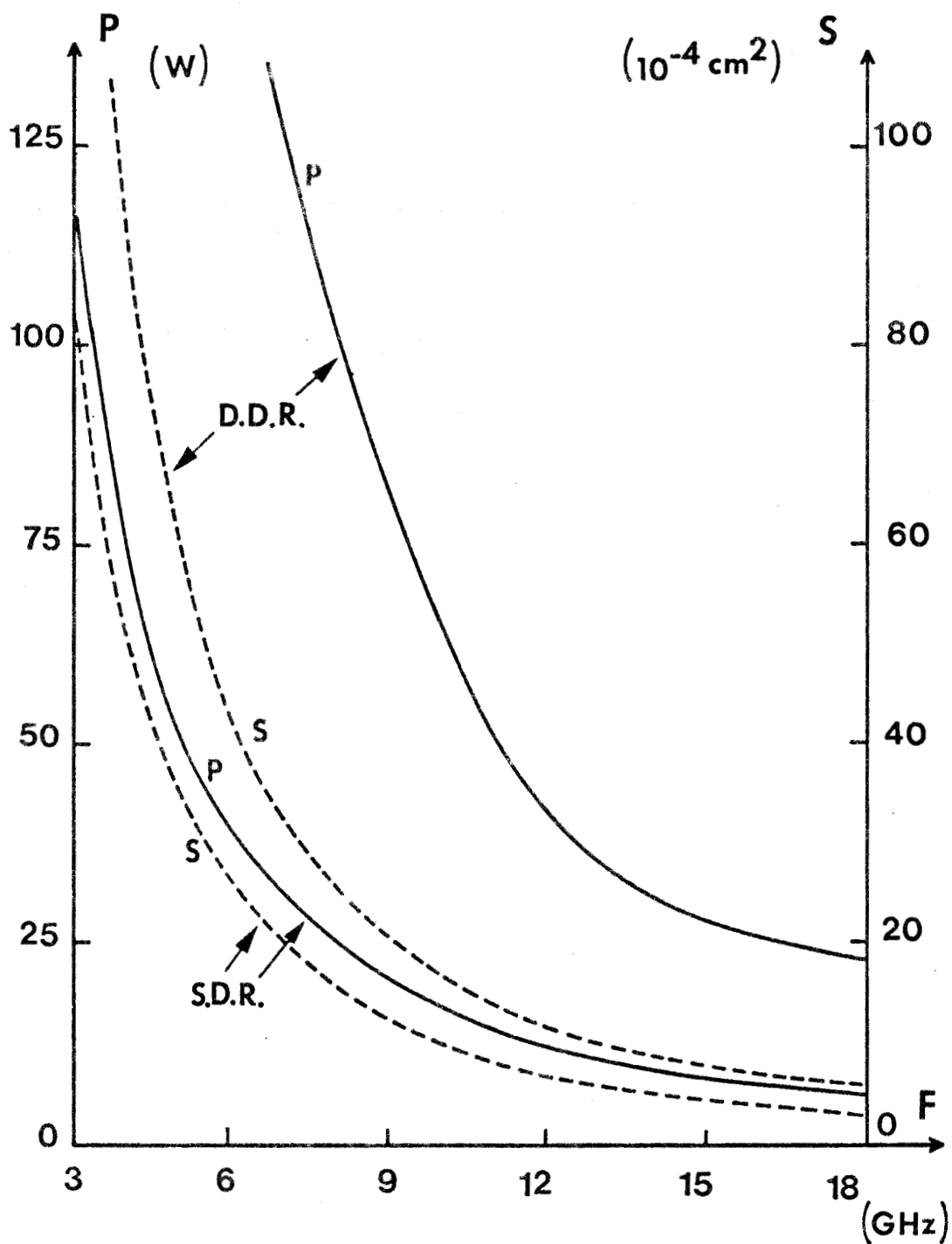


Figure IV.23 : Comparaison entre la puissance optimale (trait plein) et la surface correspondante (pointillé) pour une structure S.D.R. et une structure D.D.R. en utilisant la condition $|Z| = 5 \Omega$.

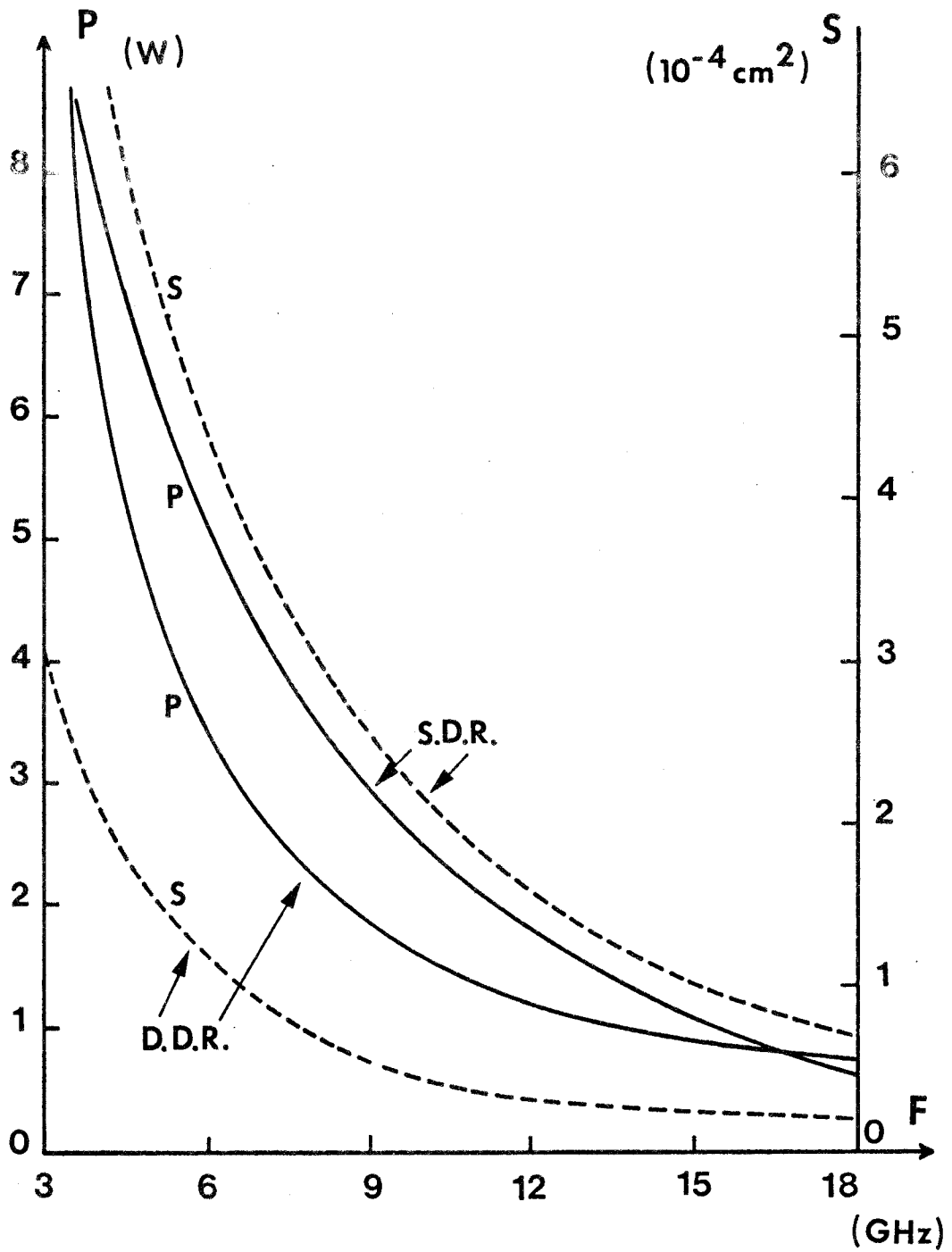


Figure IV.24 : Comparaison entre la puissance optimale (trait plein) et la surface correspondante (pointillé) pour une structure S.D.R. et une structure D.D.R. en utilisant la condition $T = 400 \text{ }^\circ\text{K}$.



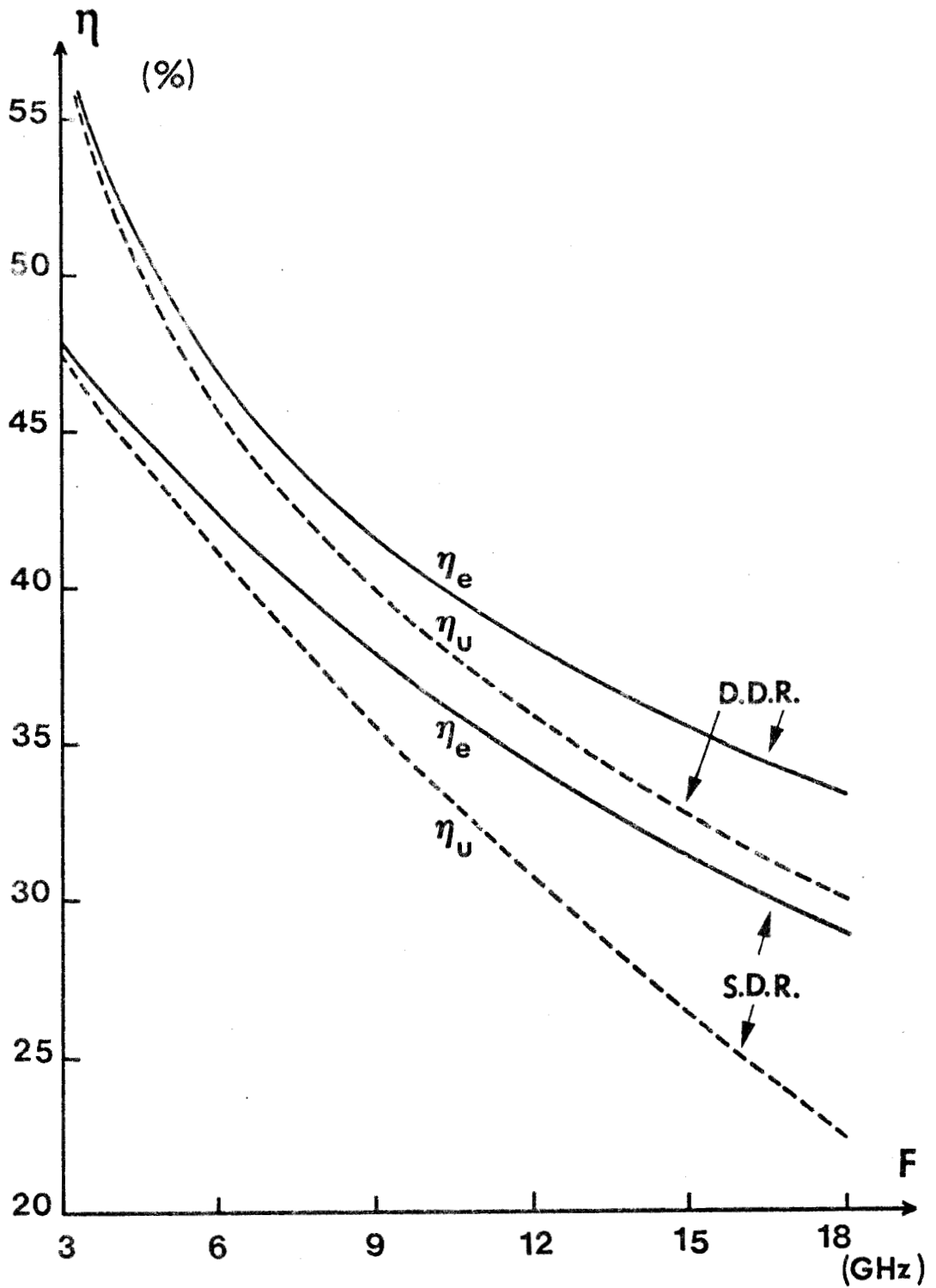


Figure IV.25 : Comparaison des rendements obtenus pour une structure S.D.R. et une structure D.D.R. en fonction de la fréquence.

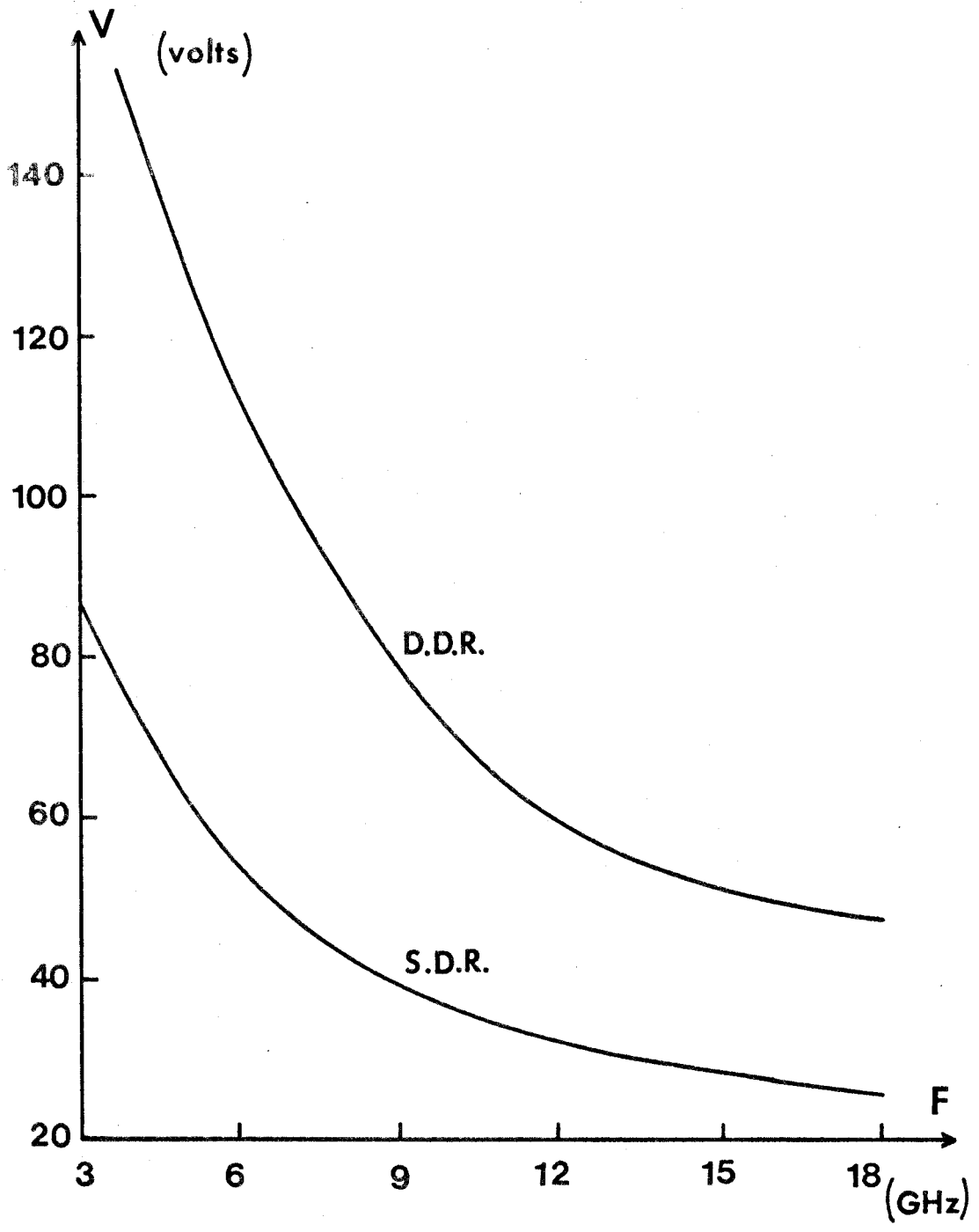


Figure IV.26 : Comparaison des tensions de fonctionnement pour les structures S.D.R. et D.D.R. en fonction de la fréquence.



Nous constatons que l'utilisation d'une structure D.D.R. apporte une amélioration du rendement, et en particulier, dans le cas pratique où nous considérons une résistance de 1Ω en série avec le composant (rendement η_{11}). Cette amélioration est plus marquée pour les fréquences élevées, ce qui semble indiquer que ce type de structure doit pouvoir être utilisé avec succès en ondes millimétriques. Les tensions de fonctionnement de ces structures sont reportées sur la figure IV.26.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord défini la structure qui doit nous permettre l'obtention des rendements très élevés : il s'agit d'une structure à barrière métal - semiconducteur avec un profil de dopage L.H.L. Nous avons ensuite optimisé les différents paramètres (W_1 , Q_s , N_2 et W_2) de cette structure. Nous avons enfin présenté les résultats théoriques (puissance et rendement) obtenus pour la gamme des fréquences comprises entre 3 et 18 GHz. A ce propos deux constatations importantes peuvent être effectuées :

- le rendement hyperfréquence susceptible d'être atteint diminue très rapidement avec la fréquence
- les puissances que nous pouvons espérer obtenir en impulsions sont relativement considérables, particulièrement pour $f < 10$ GHz

La réalisation de structures D.D.R. à profil différencié dont nous avons montré l'intérêt dès 1973, doit permettre d'une part de limiter la diminution du rendement en fonction de la fréquence, et d'autre part, d'obtenir des performances en impulsions encore plus importantes.

Il nous reste maintenant à effectuer une comparaison de nos résultats théoriques avec ceux donnés par l'expérience.

CHAPITRE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX .

COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS

DE L'ÉTUDE THÉORIQUE

INTRODUCTION

Nous nous proposons dans ce dernier chapitre d'effectuer une comparaison de nos résultats théoriques avec l'expérience. Dans ce but, nous avons, d'une part, relevé soigneusement tous les résultats expérimentaux publiés dans la littérature sur les diodes GaAs hauts rendements et d'autre part, étudié le plus complètement possible les différentes séries d'échantillons qui nous ont été fournies par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.) et dont la technologie de réalisation est décrite à la fin de ce chapitre.

Ce travail de bibliographie et de caractérisation nous a permis une double confrontation avec l'expérience :

- la première en comparant les meilleurs résultats mondiaux avec nos prévisions théoriques
- la seconde en confrontant d'une manière plus quantitative les résultats tant théoriques qu'expérimentaux obtenus pour des échantillons dont les caractéristiques géométriques (profil de dopage, dimensions) et les conditions de fonctionnement (et en particulier la température) étaient parfaitement connues.

I - ETUDE ET CARACTERISATION PRELIMINAIRES

La caractérisation des échantillons qui nous ont été fournis par le L.E.P. a porté plus particulièrement sur les points suivants :

- détermination du profil de concentration en impuretés sur les diodes effectivement étudiées en hyperfréquence. Dans ce but, nous avons utilisé l'appareillage automatique utilisant les caractéristiques $C(V)$, mis au point au laboratoire par PLAYEZ [80].

- détermination des impédances présentées par le composant en régime linéaire et non linéaire. Les méthodes utilisées sont décrites en détail dans les thèses de 3ème cycle de CASTELAIN [40] et KENNIS [60].

- détermination des performances hyperfréquences (rendement, puissance, bruit*) obtenues en régime d'oscillation et d'amplification en utilisant soit des cellules coaxiales de type "IGLESIAS" soit des cellules guide à cap.

- détermination des impédances de charges optimales et des pertes présentées par les circuits utilisés en oscillation par une méthode développée par CACHIER et VATERKOWSKI [81].

Nous avons pu ainsi étudier les différentes structures décrites précédemment, c'est à dire des jonctions PN et des barrières métal - semiconducteur soit avec un profil H.L., soit avec un profil L.H.L., ainsi que des échantillons à profil de concentration en impuretés uniforme.

Les résultats de cette caractérisation ont été systématiquement confrontés avec ceux obtenus par le L.E.P. afin de connaître avec le plus de certitude possible, d'une part le profil de concentration en impuretés et les dimensions géométriques des échantillons étudiés, et d'autre part les performances obtenues ainsi que les conditions de fonctionnement. Un exemple regroupant un ensemble non exhaustif de résultats obtenus est donné dans le tableau XI.

A partir d'un tel ensemble de données, il nous a été possible, pour chaque structure étudiée (jonction PN H.L., jonction PN L.H.L., jonction profil plat, barrière H.L., barrière L.H.L. et barrière profil plat) de dresser le bilan résumé tableau XII des meilleures performances obtenues.

* Nous ne parlerons pas ici des résultats obtenus sur le bruit, ceux-ci étant décrits dans la thèse de PERICHON [82]

DIODE	PROFIL	η_{MAX} L.E.P.	η_{MAX} LILLE	$\eta_{50\%}$	$\eta_{99\%}$	F (GHz)	W_1 L.E.P. (m)	LILLE		E_0 LILLE (10^3 V/cm)	N_{HIGH} (cm ⁻³)		O_S (cm ⁻²)		N_2 (cm ⁻³)		VARIATION DANS LE "LOW"	W (L.E.P.) (μ m)		W (μ m) SUBSTRAT
								W_{min} (m)	W_{max} (m)		LILLE	L.E.P.	LILLE	L.E.P.	LILLE	L.E.P.		CALCULÉ	MESURÉ	
9 PIK	L.H.L.	22,6																		
10 PIK	L.H.L.	20,1																		
16 PIK	L.H.L.	20,0	19,0	15,8	20,8	10-10,5	0,25	0,26	0,34	155	$2 \cdot 10^{17}$	$3,5 \cdot 10^{17}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	non	4		> 2,7
20 PIK	L.H.L.	15,3	14,3	13,2	17,0	11-11,5	0,32	0,42	0,53	18	$2,2 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{17}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{15}$			3,7	3,5-4,2	> 2,55
21 PIK	L.H.L.	18,1	20,4	16,8	24,0	10-10,5	0,25	0,26	0,34	50	$2,1-4,6 \cdot 10^{17}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{15}$		$4-6,0 \cdot 10^{15}$	3,7	4,2	> 1,9
22 PIK	L.H.L.	22,7																		
23 PIK	L.H.L.	25,8	29,7	21,0	36,0	10,5	0,23	0,18	0,25	72	$1,7-2,1 \cdot 10^{17}$	$5,4 \cdot 10^{17}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	$2-2,9 \cdot 10^{15}$	5	5	> 3,5
24 PIK	L.H.L.	21,85	16,3	17,0	24,5	11,0	0,24	0,23	0,40	35	$1,5-1,7 \cdot 10^{17}$	$2,6 \cdot 10^{17}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{15}$	$2,3 \cdot 10^{15}$		4,12	4,5	> 2,5
25 PIK	L.H.L.	19,1	19,4	13,0	21,0	10,5-11	0,24	0,17	0,35	35	$1,5-1,8 \cdot 10^{17}$	$2,8 \cdot 10^{17}$	$3,6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$		4	4,5	> 1,15
H 57	P ⁺ H.L.	24,0	16,3	19,5	25,0	11,0		0,21	0,62	68	$5,7-6 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{16}$	$3,1 \cdot 10^{12}$		$4,2 \cdot 10^{15}$	$4,5 \cdot 10^{15}$		3	3,8-4	> 1,7
H 80	P ⁺ H.L.	24,3	19,2	20,6	26,3	10,8		0,18	0,48	80	$8 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$3,2 \cdot 10^{12}$		$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$		4,5	5,0	= 3,2
H 115	P ⁺ LHL	18,6	15,4	14,0	23,7	10,0	0,40	0,43	0,70	20	10^{17}	$1,3 \cdot 10^{17}$	$2,9 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{15}$	$2,6 \cdot 10^{15}$		3,76	4	> 1,2
H 127	P ⁺ LHL	20,4	18,5	16,2	22,2	9,5-10	0,28	0,38	0,60	100	10^{17}	$1,1 \cdot 10^{17}$	$2,6 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{12}$	$3,4 \cdot 10^{15}$	$3,5 \cdot 10^{15}$	$3,4-4,1 \cdot 10^{15}$	3,0	4,0	> 2,5
H 162	P ⁺ LHL		15,6			11,6 Lille	0,25	0,30	0,53	70	$1,1 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{17}$	$2,9 \cdot 10^{12}$		$3,5 \cdot 10^{15}$	$3,5 \cdot 10^{15}$		3	3,4	> 3,5
H 164	P ⁺ LHL		16,0			11,6-12 Lille	0,25- 0,28	0,34- 0,40	0,52	120	$1,1 \cdot 10^{17}$	$1,9 \cdot 10^{17}$	$2,6 \cdot 10^{12}$		$3,4 \cdot 10^{15}$	$3,4 \cdot 10^{15}$			3,4	= 2,9
H 188	P ⁺ LHL	20,2	22,0	16,5	25,0	11,0	0,20	0,28	0,41	75-80	$2 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{17}$	$3,1 \cdot 10^{12}$		$3 \cdot 10^{15}$		$3-3,7 \cdot 10^{15}$	3,3	3,8	= 2,8

TABLEAU XI : CONFRONTATION DES RÉSULTATS OBTENUS AU L.E.P. ET DANS NOTRE LABORATOIRE EN CE QUI CONCERNE LES CARACTÉRISTIQUES ET LES PERFORMANCES D'UN CERTAIN NOMBRE DE STRUCTURES ÉTUDIÉES.

E_0 champ à l'entrée de la zone de transit
 $\eta_{50\%}$ et $\eta_{99\%}$ sont les rendements susceptibles d'être obtenus par respectivement 50% et 1% des diodes (diagramme de HENRY).



TABLEAU XII

SÉRIE	DOPAGE DU PIC [#] (cm ⁻³)	W ₁ (μm)	Q _S (cm ⁻²)	N ₂ (cm ⁻³)	W ₂ (μm)	N ₂ · W ₂ (cm ⁻²)	P (mW)	η (%)	F (GHz)
H 115	1,3 10 ¹⁷	0,5 à 0,6	1,5 10 ¹²	2,6 10 ¹⁵	4	1,04 10 ¹²	1 340	18,6	10,4
H 127	1,1 10 ¹⁷	0,4	1,5 10 ¹²	3,5 10 ¹⁵	4	1,40 10 ¹²	640	20,4	10,5
H 162	1,6 10 ¹⁷	0,25	3 10 ¹²	3 10 ¹⁵	3,4	1,02 10 ¹²	910	15,6	11,63
H 163	1,7 10 ¹⁷	0,25 à 0,32	2 à 3 10 ¹²	3 10 ¹⁵	3,5	1,05 10 ¹²			
H 164	1,9 10 ¹⁷	0,26 à 0,32	2 à 3 10 ¹²	3,4 10 ¹⁵	3,4	1,16 10 ¹²	590	16	13,05
H 188	1,6 10 ¹⁷	0,19 à 0,22	3 à 3,3 10 ¹²	2	3,3	0,66 10 ¹²	800	22	11,4
H 213	1,3 10 ¹⁷	0,2	3 10 ¹²	4,5 10 ¹⁵	6	2,7 10 ¹²	610	15,2	11,55
H 223	2,6 10 ¹⁷	0,2	3 10 ¹²	5 10 ¹⁵	5	2,5 10 ¹²		18,4	10-12
H 252	4 10 ¹⁷	0,2	3 10 ¹²	3 10 ¹⁵	5	1,5 10 ¹²		21,5	10-12

CARACTÉRISTIQUES ET PERFORMANCES DES STRUCTURES P⁺/L.H.L.

SÉRIE	N ₁ (cm ⁻³)	W ₁ (μm)	N ₂ (cm ⁻³)	W ₂ (μm)	N ₂ · W ₂ (cm ⁻²)	P (mW)	η (%)	F (GHz)
58P	2,5 10 ¹⁷	0,3	3 10 ¹⁵	3	0,9 10 ¹²	1 080	17	11,83
61P	1,5 10 ¹⁷	0,3	5,5 10 ¹⁵	4,3	2,37 10 ¹²	1 810	28,1	11,9
62P	1,7 10 ¹⁷	0,3	8,5 10 ¹⁵	3,1	2,64 10 ¹²	1 000	16,6	11,2
63P	1,5 10 ¹⁷	0,3	5,5 10 ¹⁵	4,1	2,26 10 ¹²	1 540	26,6	11,4
65P	1,8 10 ¹⁷	0,4	6,5 10 ¹⁵	4,5	2,93 10 ¹²	1 640	20,1	12,85
75P	6,2 10 ¹⁶	0,6	1,8 10 ¹⁵	3,6	0,65 10 ¹²	1 460	28,1	10,1
76P	7 10 ¹⁶	0,6	4 10 ¹⁵	7	2,8 10 ¹²	1 880	22,7	8,03
78P	6,2 10 ¹⁶	0,6	2 10 ¹⁵	3,4	0,68 10 ¹²	1 600	27,4	10,5
80P	6 10 ¹⁶	0,7	6,7 10 ¹⁵	2,5	1,68 10 ¹²	825	21,0	12,4
84P	7 10 ¹⁶		3 10 ¹⁵	4	1,2 10 ¹²	910	24,6	11,3
85P	4,3 10 ¹⁶		2,7 10 ¹⁵			1 440	20,5	9,45



CARACTÉRISTIQUES ET PERFORMANCES DES STRUCTURES M/H.L.

TABLEAU XII

SÉRIE	N_1 (cm^{-3})	W_1 (μm)	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)	$N_2 \cdot W_2$ (cm^{-2})	P (mW)	η (%)	F (GHz)
H57	$6 \cdot 10^{16}$	0,6-0,7	$4,5 \cdot 10^{15}$	3	$1,35 \cdot 10^{12}$	1 880	24	11,4
H80	10^{17}	0,4	$3 \cdot 10^{15}$	4,5	$1,35 \cdot 10^{12}$	1 920	24,3	10,75

CARACTÉRISTIQUES ET PERFORMANCES DES STRUCTURES P⁺/H.L.

SÉRIE	DOPAGE DU "PIC" (cm^{-3})	W_1 (μm)	Q_s (cm^{-2})	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)	$N_2 \cdot W_2$ (cm^{-2})	P (mW)	η (%)	F (GHz)
9 Pik	$4,2 \cdot 10^{17}$	0,15	$4 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	4	$2,5 \cdot 10^{12}$	1 790	22,6	11,1
10 Pik	$4,2 \cdot 10^{17}$	0,15	$4 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	4	$2,5 \cdot 10^{12}$	2 170	20,1	11,5
16 Pik	$3,5 \cdot 10^{17}$	0,25	$3 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{15}$	4	$2 \cdot 10^{12}$	1 200	19	10
20 Pik	$4 \cdot 10^{17}$	0,32	$2,8 \cdot 10^{12}$	3 à $6 \cdot 10^{15}$	3,7	$1,2 \cdot 10^{12}$	1 960	15,3	10,85
21 Pik	$4,7 \cdot 10^{17}$	0,25	$3 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{15}$	3,7	$0,81 \cdot 10^{12}$	1 740	20,6	10,07
22 Pik	$4,8 \cdot 10^{17}$	0,16	$4 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{15}$	4,8	$0,96 \cdot 10^{12}$	1 520	22,7	10,85
23 Pik	$5,4 \cdot 10^{17}$	0,23	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{15}$	5	$1,5 \cdot 10^{12}$	970	29,7	10,83
24 Pik	$2,6 \cdot 10^{17}$	0,24	$3 \cdot 10^{12}$	2 à $3 \cdot 10^{15}$	4,1	10^{12}	1 010	21,9	10,9
25 Pik	$2,8 \cdot 10^{17}$	0,24	$3 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{15}$	4	$1,2 \cdot 10^{12}$	1 070	19,4	11,43

CARACTÉRISTIQUES ET PERFORMANCES DES STRUCTURES M/L.H.L.

PROFIL	STRUCTURE	PERFORMANCES EN FONCTIONNEMENT*			PERFORMANCES TYPIQUES 50 % DES DIODES		
		η_s	P (W)	F (GHz)	η_s	P (W)	F
PLAT	- BARRIÈRE DE PLATINE	14,1	0,64	13,4	12 %	0,5 W	Bande X
	- JONCTION P ⁺ /N DIFFUSÉE	14,9	0,9	9,6	12 %	0,5 W	Bande X
	- JONCTION P ⁺ /N ÉPITAXIÉE	11	0,7	11,3			
H.L.	- BARRIÈRE DE PLATINE	24,4	1,55	15	18 %	1,5 W	Bande X
		26	1,5	18	18 %	1,5 W	Bande X
		28	1,5	10	18 %	1,5 W	Bande X
		26,8	1,78	8,6	18 %	1,5 W	Bande X
		27	2,1	6,2	18 %	1,5 W	Bande X
	- JONCTION P ⁺ /N ÉPITAXIÉE	25	3	10,3	18 %	1,5 W	Bande X
L.H.L.	- BARRIÈRE DE PLATINE	30	1	10,8			
	- JONCTION P ⁺ /N ÉPITAXIÉE	26	0,9	12			

* au rendement maximum



TABLEAU RÉCAPITULATIF DES MEILLEURES PERFORMANCES
OBTENUES AVEC LES COMPOSANTS DU L.E.P.

La seconde étape de ce travail préliminaire a consisté à relever soigneusement tous les résultats expérimentaux publiés sur les diodes GaAs haut rendement [83-92] : le tableau XIII résume cette étude bibliographique.

Le travail de caractérisation et de bibliographie effectué, nous avons pu tenté une comparaison théorie - expérience.

II - COMPARAISON ENTRE LA THEORIE ET L'EXPERIENCE

II-1 Confrontation à l'ensemble des résultats obtenus dans les différents laboratoires de recherche

Cette confrontation est illustrée sur les figures V.1 et V.2. Nous avons comparé sur la figure V.1 l'évolution en fonction de la fréquence du rendement maximum calculé numériquement aux meilleurs résultats mondiaux obtenus expérimentalement. Nous constatons tout d'abord que, si les performances théoriques sont toujours supérieures à celles obtenues expérimentalement, nous obtenons dans les meilleurs cas une différence très faible entre la théorie et l'expérience. Par ailleurs, le profil de concentration en impuretés utilisé dans les cas donnant les meilleurs résultats, est, comme l'avait prévu notre étude théorique, du type L.H.L.. Nous pouvons aussi noter que la barrière métal - semiconducteur reste pour le moment la structure la plus favorable à l'obtention de hauts rendements, bien que la jonction PN offre, dans certains cas, des performances assez remarquables (35 % à 8 GHz chez RAYTHEON^{*}).

Ces premières comparaisons apportent quelques arguments en faveur du choix que nous avons fait, celui de la structure L.H.L.. De plus, elle confirme la validité de nos

^{*}Un bon résultat a également été obtenu avec une structure H.L. (VARIAN [92]), mais il faut remarquer que l'utilisation d'une jonction avec une structure H.L. en réduit beaucoup les inconvénients (forte valeur du courant tunnel lorsqu'on utilise une barrière métal semiconducteur).

TABLEAU XIII

TYPE	N_1 OU Q_s (cm^{-3})(cm^{-2})	W_1 (μm)	N_2 (cm^{-3})	W_2 (μm)	$N_2 \cdot W_2$ (cm^{-2})	P (W)	η (%)	F (GHz)	RÉFÉRENCES
D ⁺ LHL			$5 \cdot 10^{15}$			8,0	35,6	8,15	RAYTHEON (83)
M LHL	$3,5 \cdot 10^{12}$	0,22	$1,65 \cdot 10^{15}$	14	$2,31 \cdot 10^{12}$	3,5	37,0	3,3	LINCOLN LABS (86)
M HL	$3 \cdot 10^{16}$	1,0	$2,6 \cdot 10^{15}$	8	$2,08 \cdot 10^{12}$	10,5	27,9	6,7	KOBAYASHI (87)
D ⁺ HL	10^{17}	0,35	$3 \cdot 10^{14}$ ↗	7,5	$0,225 \cdot 10^{12}$	2,5	30,0	7,3	MITSUBISHI (88)
M LHL	$1,8 \cdot 10^{12}$	0,3	$6 \cdot 10^{15}$			2,9	35,6	10,4	VARIAN (89)
M HL	$7 \cdot 10^{16}$	0,45	$1,4 \cdot 10^{15}$			5,0	30,5	9,3	TEXAS INSTR. (90)
M HL	$4 \cdot 10^{16}$	0,7	$2 \cdot 10^{15}$			10,6	31,4	6,4	BELL LABS (91)
D ⁺ HL	$8 \cdot 10^{16}$	0,4	$2 \cdot 10^{15}$ ↗	4 (?)	$0,8 \cdot 10^{12}$	16,8*	31,9	9,3	VARIAN (92)

* en impulsions

TABLEAU RÉCAPITULATIF DES MEILLEURES PERFORMANCES MONDIALES



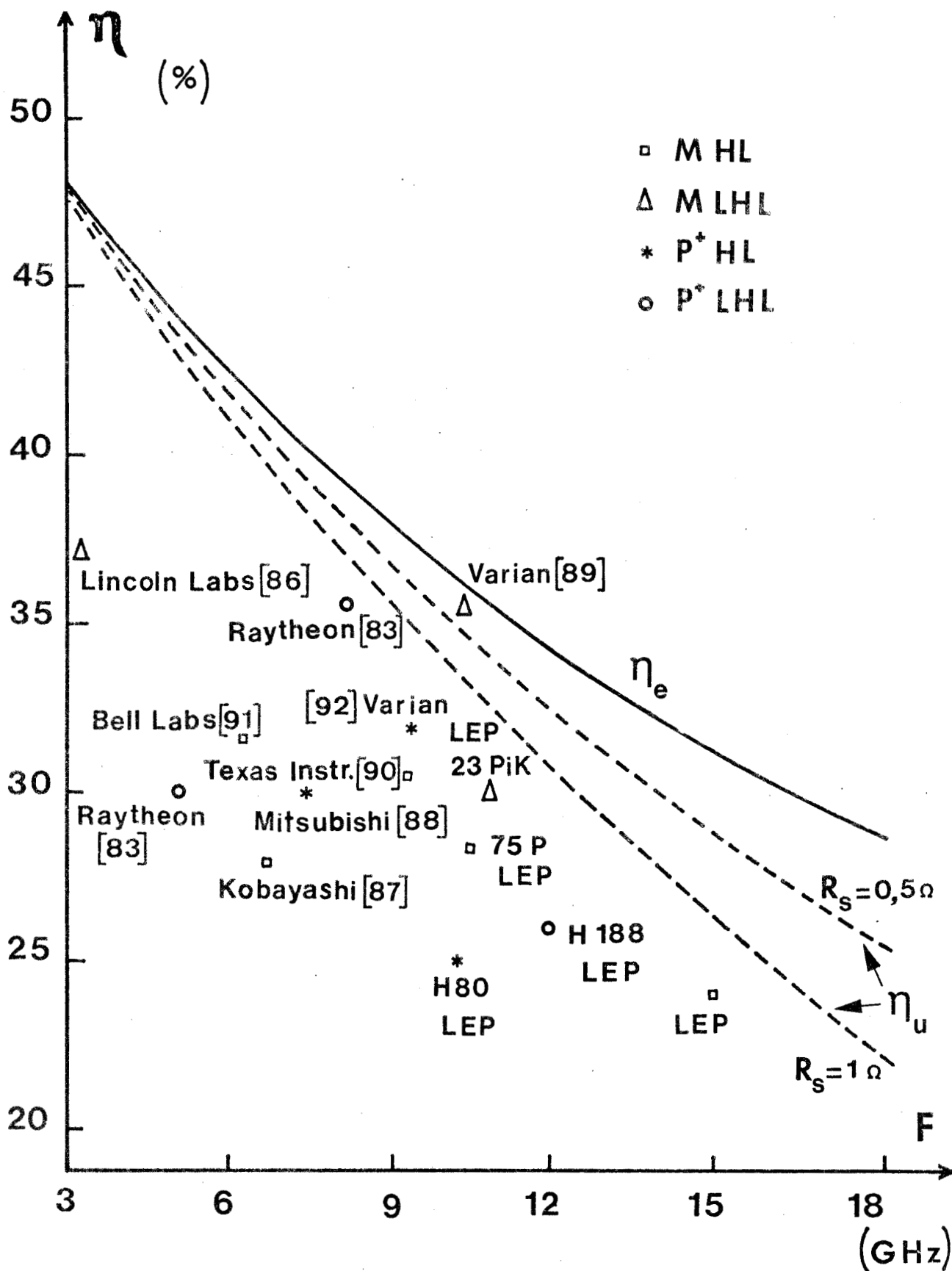


Figure V.1 : Comparaison de nos prévisions théoriques avec les meilleurs résultats expérimentaux mondiaux

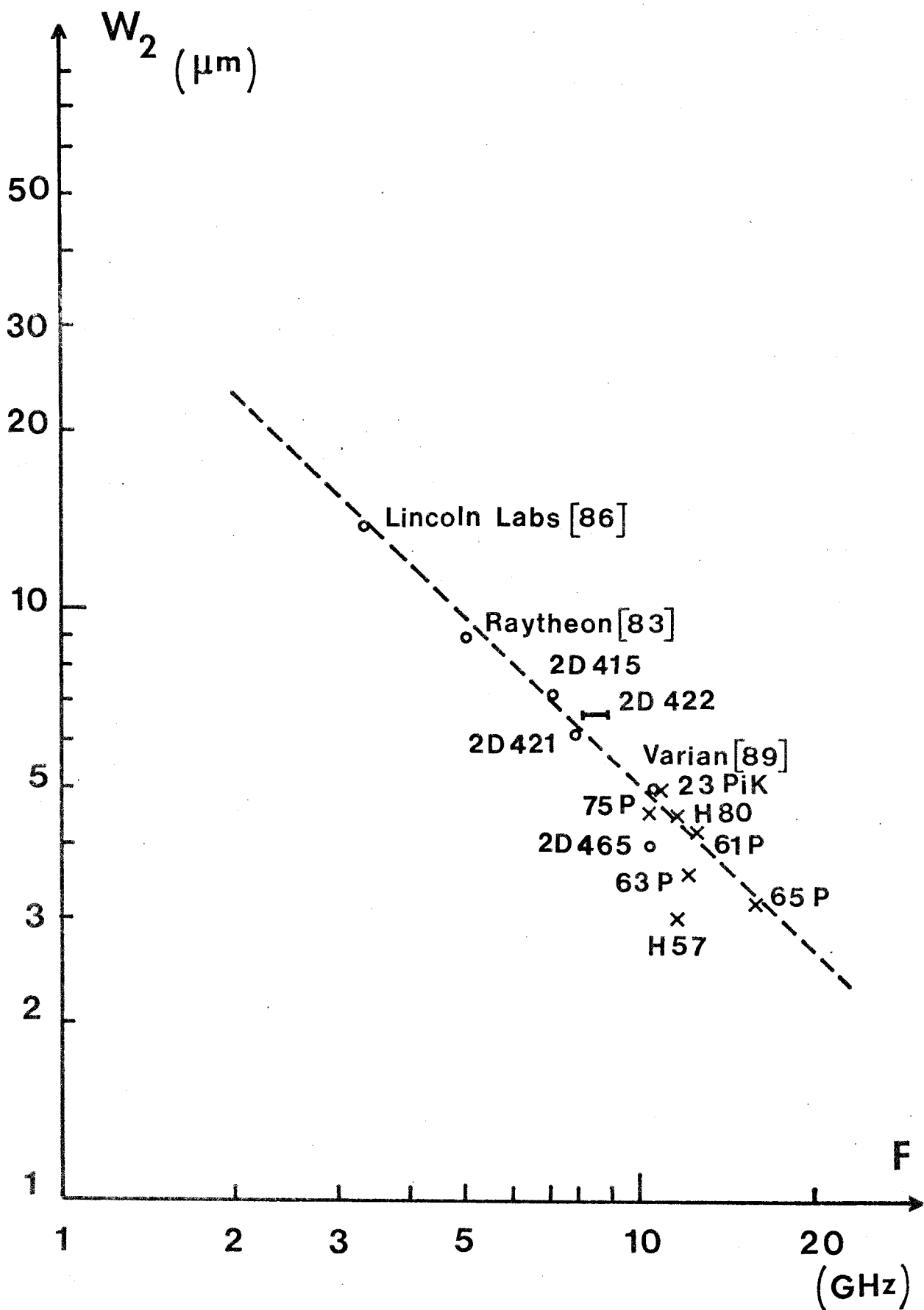


Figure V.2 : Variation de l'épaisseur optimale W_2 de la zone de transit en fonction de la fréquence. Comparaison entre les résultats expérimentaux et la valeur théorique (en pointillé) calculée à partir de la condition $N_2 W_2 \neq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et de la valeur de N_2 (figure IV.15)

BUS
LITÉ

prévisions théoriques concernant les rendements hyperfréquences.

Sur la figure V.2, nous avons reporté en fonction de la fréquence f les variations de l'épaisseur W_2 , optimale obtenue à partir des résultats de l'étude numérique reportés figure IV.15 compte tenu que le produit $N_2 W_2$ reste constant et égal à $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ces résultats théoriques ont alors été comparés à ceux obtenus expérimentalement. Nous remarquons que l'accord entre la théorie et l'expérience est excellent.

Par ailleurs, nous avons tracé les variations de la densité de courant optimal J en fonction de la concentration en impuretés N_2 . La courbe obtenue est comparée aux résultats expérimentaux donnés par HIRACHI [67] (figure V.3) : nous constatons que nos valeurs numériques sont très voisines des résultats d'HIRACHI.

Une dernière remarque peu enfin être effectuée. Lors de l'étude numérique, nous avons signalé l'intérêt que pouvait présenter pour l'obtention des rendements élevés la réalisation de profil de dopage de valeur croissante de la barrière au substrat $N_2(x)$. Or il n'est pas sans intérêt de remarquer que dans d'assez nombreux cas, les meilleurs rendements reportés ont été obtenus avec des structures présentant une pente de ce type dans le profil de concentration en impuretés (L.E.P. [diode 23 PIK], VARIAN [92], MITSUBISHI [88]).

II-2 Comparaison plus précise dans quelques cas particuliers

Après cette première comparaison, il nous a paru intéressant de procéder à une confrontation plus quantitative. Il faut cependant noter que les cas où ce type de confrontation s'avère possible sont assez rares : en effet, il faut connaître parfaitement les caractéristiques (profil de concentration en impuretés, surface) de la diode étudiée et ses conditions de fonctionnement (en particulier la température d'opération). Ces renseignements ne sont malheureusement pas toujours fournis dans les publications. Nous avons donc sélectionné deux cas :

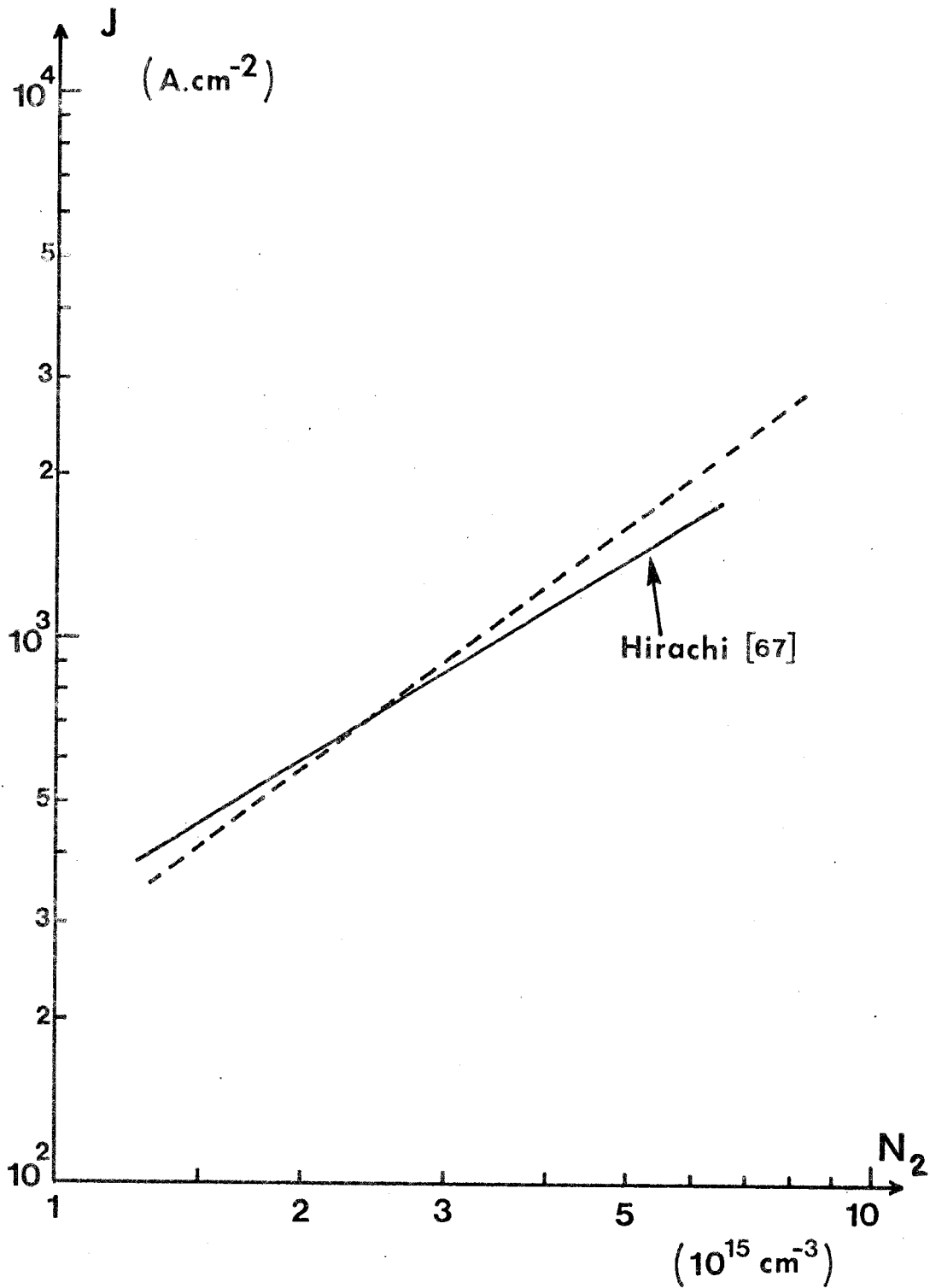


Figure V.3 : Variation de la densité de courant optimale en fonction de la concentration en impuretés N_2 . La courbe en pointillé correspond à nos résultats théoriques.

DIODE		Q_S (CM^{-2})	W_1 (μM)	N_{LOW} (CM^{-3})	W_{SUB} (μM)	S (μ^2)	F (GHz)	I (mA)	V_0 (VOLTS)	η_E (%)	η_U (%)	P_E (mW)	P_U (mW)	T (°C)
L.E.P.	THÉOR.	$3 \cdot 10^{12}$	0,22	\nearrow 2 à $3 \cdot 10^{15}$	5,0	11 850	10,83	95	34,2	34,6	30,2 (1 Ω)	1 125	980 (1 Ω)	37
(23 PIK)	EXP.	$3 \cdot 10^{12}$	0,23	\nearrow 2 à $3 \cdot 10^{15}$	5,0	11 850	10,83	95	34,3		29,7		970	37
LINCOLN	THÉOR.	$3,42 \cdot 10^{12}$	0,18	$1,65 \cdot 10^{15}$	14,0	24 800	3,3	65	140,4	41,0	38,7 (1 Ω)	3 740	3535 (1 Ω)	40
LABS [85]	EXP.	$3,51 \cdot 10^{12}$ sur 0,7 μ		$1,65 \cdot 10^{15}$	14,0	24 800	3,3	65	140		37,0		3500	40

TABEAU XIV : COMPARAISON ENTRE LES RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX



- le premier correspondant à un échantillon du L.E.P (diode de la série 23 PIK qui est une barrière métal - semiconducteur à profil L.H.L.).

le second correspond à des résultats publiés dans la littérature [86] (diode du LINCOLN LABORATORY qui est également une barrière métal - semiconducteur à profil L.H.L.).

La comparaison entre théorie et expérience est illustrée dans le tableau XIV. La température de fonctionnement a été déterminée à partir des résistances thermiques R_{th} (fournies ou mesurées) et la fréquence de fonctionnement, la surface de jonction, le courant et le profil de concentration en impuretés ont été choisis aussi identiques que possible aux grandeurs expérimentales.

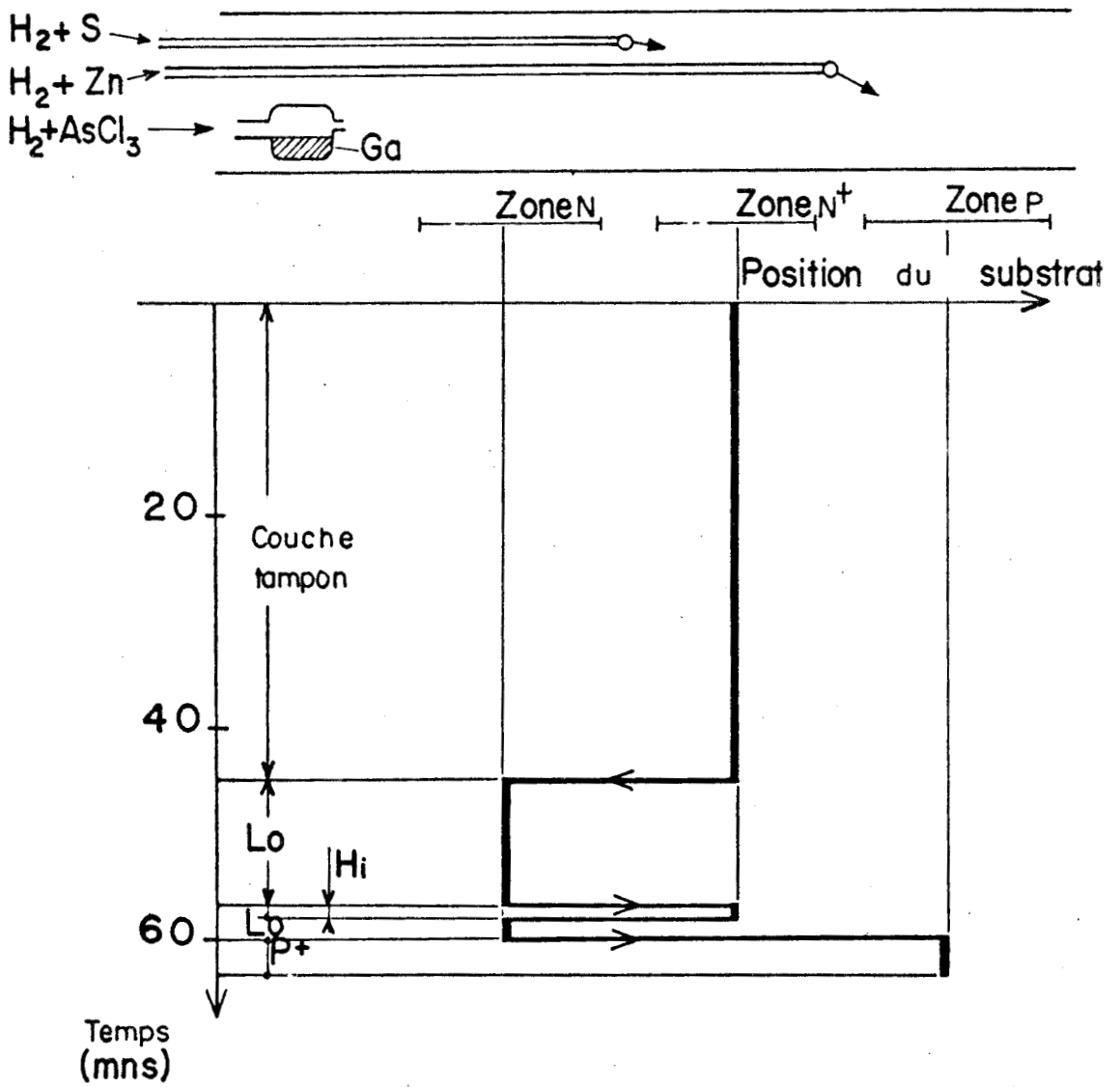
Nous remarquons qu'un très bon accord est obtenu, non seulement en ce qui concerne la puissance et le rendement hyperfréquences, mais aussi au niveau de la tension continue de fonctionnement. Une comparaison encore plus complète entre la théorie et l'expérience a pu être effectuée dans le cas de la diode 23 PIK. En effet, pour cet échantillon, utilisant la méthode mise au point, par CACHIER et VATERKOWSKI, nous avons pu mesurer l'impédance présentée par la diode dans les conditions de fonctionnement à rendement maximal et les pertes présentées par le circuit hyperfréquence. Les résultats obtenus sont confrontés à ceux résultant de la simulation numérique (tableau XV). Nous constatons un accord relativement satisfaisant compte tenu des erreurs de mesure expérimentales.

Il ne nous paraît pas inutile, bien que les échantillons aient été réalisés en dehors du cadre de ce travail au L.E.P., de terminer ce chapitre consacré à la comparaison entre la théorie et l'expérience, par une brève description des méthodes de réalisation des échantillons étudiés.

	EXPÉRIENCE	SIMULATION NUMÉRIQUE
IMPÉDANCE PRÉSENTÉE PAR LA DIODE	$ R = 8,5 \pm 1 \Omega$ $X = 50 + 5 \Omega$	$ R = 7,84 \Omega$ $X = 42,59 \Omega$
RÉSISTANCE DE PERTE DES CIRCUITS	$R_c = 1,6 \pm 0,5 \Omega$	non calculable
η_E	non mesurable	34,6 %
η_U	30 %	$25,3 \% < \eta_u^* < 29,7 \%$

TABLEAU XV : COMPARAISON THÉORIE - EXPÉRIENCE CONCERNANT LES
IMPÉDANCES DE CHARGE EN RÉGIME DE FONCTIONNEMENT
CORRESPONDANT AU RENDEMENT MAXIMUM

* η_u est calculé en utilisant la valeur de la résistance de perte
 R_c obtenue expérimentalement



Croissance d'une structure $P^+L_0HI L_0$

Figure V.4



III - REALISATION DES DIODES A.T.T.

III-1 Elaboration des couches épitaxiales

Quatre méthodes peuvent être utilisées pour la réalisation des profils de concentrations en impuretés :

- l'épithaxie en phase vapeur
- l'épithaxie en phase liquide
- l'épithaxie par jet moléculaire
- l'implantation ionique

La méthode utilisée au L.E.P. est celle du transport en phase vapeur du gallium par le trichlorure d'arsenic (As Cl_3) Pour la réalisation des structures différenciées, cette méthode se caractérise par le déplacement de l'échantillon entre les zones correspondant aux dopages "Low" et "High" : la partie "High" ainsi que la couche tampon sont obtenues par un dopage au soufre alors que la partie "Low" est assurée par le dopage résiduel. Dans le cas d'une jonction PN, la croissance de la partie P^+ nécessite une zone supplémentaire dans laquelle l'évaporation de zinc est utilisée.

Un plan d'exécution de la croissance d'une structure P^+ L.H.L. est résumé sur la figure V.4. La difficulté de réalisation d'une telle structure réside dans le contrôle des temps nécessaires à l'obtention des différentes zones et, en particulier, du pic de concentration en impuretés. En effet, les caractéristiques de ce pic (charge intégrée Q_s et profondeur W_1 par rapport à l'interface métal - semiconducteur ou à la jonction) sont, comme nous l'avons montré dans l'étude théorique, les paramètres importants pour l'obtention des rendements élevés. Aussi il sera important de connaître les temps nécessaire à l'apparition du pic ainsi que les inerties dans la montée et la descente du dopage. La structure étant réalisée, il est nécessaire d'effectuer une caractérisation aussi complète que possible. Celle-ci est obtenue à partir de plusieurs méthodes complémentaires :

- mesure de la capacité en fonction de la tension inverse appliquée (C (V)).

- oxydation anodique [93]

- mesure de la tension d'avalanche V_A .

Ces différentes méthodes nous permettent de connaître les paramètres suivants :

- profondeur W_1 du pic de concentration en impuretés

- charge intégrée Q_s dans ce pic

- épaisseur W_2 de la partie "Low"

- concentration en impuretés N_2 de cette zone.

III-2 Réalisation des diodes

La technologie utilisée est caractérisée par une structure méssa inversé qui présente l'avantage d'améliorer la dissipation thermique.

Après l'amincissement de la plaquette intervient le dépôt du dissipateur intégré. Les prises de contact de part et d'autre de cette plaquette sont obtenues par pulvérisation cathodique de platine suivie du dépôt d'une couche d'or. Il reste alors à réaliser l'attaque méssa après la pose d'un masque photolithographique. Les diodes obtenues sont nettoyées et séparées aux ultra-sons, puis soudées sur les piliers des boîtiers utilisés (Cf. photo). Le contact entre le substrat et la collerette du boîtier est réalisé par thermocompression de fils d'or. Une mesure de la surface de la diode est effectuée avant la fermeture du boîtier par un couvercle soudé électriquement. La figure V.5 donne une vue d'ensemble de la diode montée dans son boîtier.

CONCLUSION

Grâce à la collaboration entreprise avec le L.E.P. depuis plusieurs années, il nous a été possible de disposer d'un grand nombre d'échantillons semiconducteurs de structures très variées et de procéder ainsi à une comparaison théorie - expérience significative. Les résultats obtenus lors de cette confrontation

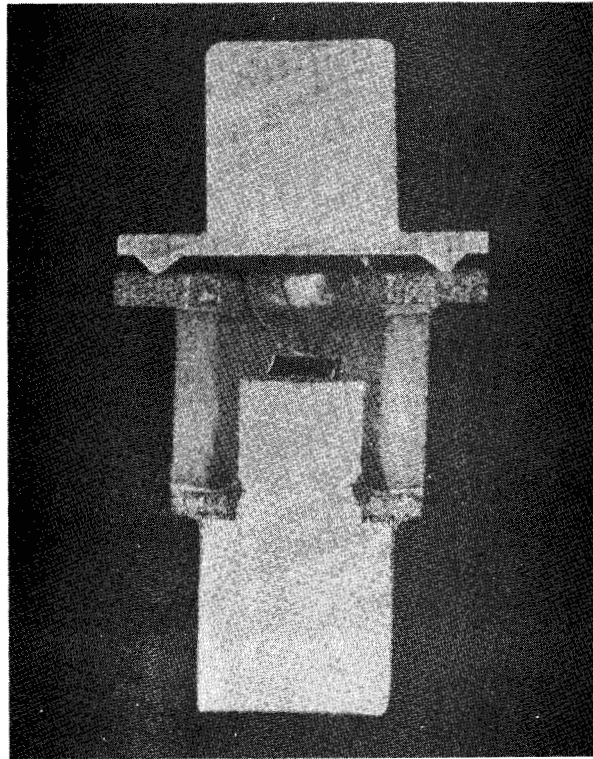


Figure V.5. : Vue d'ensemble de la diode montée sur son boîtier

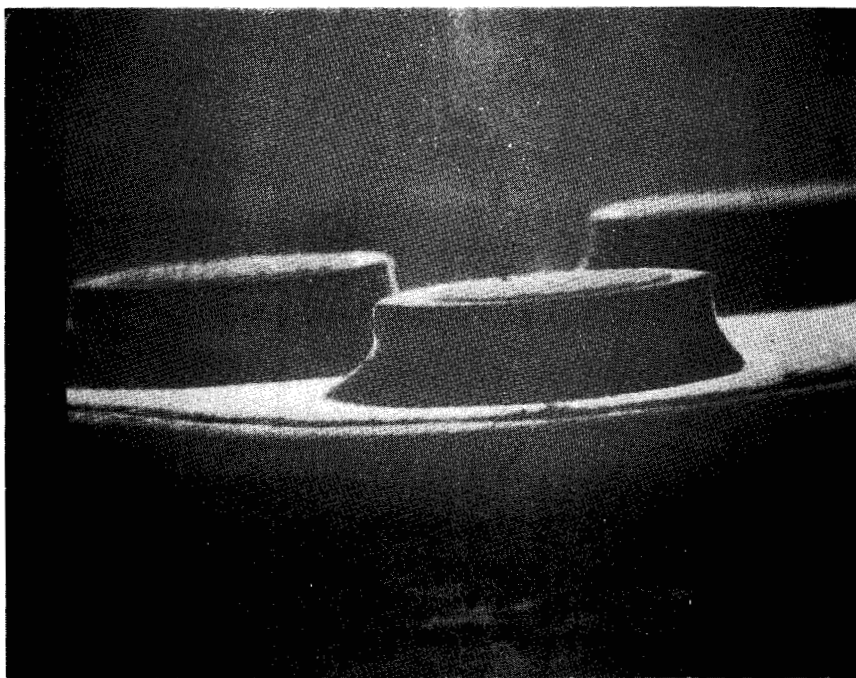


Photo de diodes obtenue au microscope à balayage électronique.

BUS
LILLE

montrent que les méthodes de simulation mises au point au cours de ce travail permettent d'obtenir, avec une bonne précision, les performances susceptibles d'être obtenues en hyperfréquence à partir d'une diode A.T.T. caractérisée par un profil de concentration en impuretés quelconque.

C O N C L U S I O N

La mise au point d'un programme de simulation numérique tenant compte des effets liés au transfert électronique, l'étude critique de nombreux phénomènes physiques qui peuvent influencer les performances des diodes A.T.T., nous a finalement permis de présenter un ensemble de procédés de modélisation numérique d'une diode à avalanche et temps de transit donnant des résultats théoriques qui ont été confirmés par l'expérience. Grâce à cet ensemble, nous avons pu entreprendre l'optimisation de composants à très haut rendement et estimer les performances que l'on pouvait en attendre.

A la lumière des résultats obtenus, il nous paraît possible de dresser les perspectives d'avenir de ce composant par rapport aux dispositifs concurrents tel que le transistor à effet de champ (T.E.C).

Si le T.E.C. doit rapidement remplacer la diode à avalanche dans un grand nombre d'applications concernant le fonctionnement en régime continu en ondes centimétriques, deux domaines restent ouverts à la diode A.T.T. où les perspectives d'application paraissent importantes :

- la génération de puissance élevée en impulsions pour les fréquences supérieures à quelques GHz. Pour ce type de fonctionnement il est nécessaire d'utiliser des composants présentant des rendements élevés et caractérisés par des impédances importantes. Dans ce contexte, nous avons montré que les diodes à avalanche à une zone de transit (S.D.R.) étaient un composant intéressant, mais que la solution de choix était la diode à deux zones de transit (D.D.R.) pour laquelle nous avons précisé l'ordre de grandeur des puissances susceptibles d'être obtenues avec une structure "monomésa."

- le fonctionnement en continu en ondes millimétriques. Bien que nos résultats n'aient pas porté sur cette gamme de fréquences, nous avons montré que l'utilisation de structures D.D.R. peut diminuer l'influence des pertes qui devient un facteur prépondérant au dessus de 20 GHz. Cette structure apparaît donc comme la bonne solution pour une utilisation vers 35 - 40 GHz. Cette constatation est d'ailleurs confirmée par les résultats particulièrement intéressants obtenus très récemment par MASSE [94] (920 mW à 43,65 GHz avec 17,8 % de rendement et 1,08 W avec 13,3 % de rendement à 43,17 GHz).

Ainsi il apparaît finalement que la diode à avalanche reste un composant susceptible de nombreuses applications dans un domaine complémentaire de celui du T.E.C.

Cependant, compte tenu que le domaine d'application en fréquences des diodes A.T.T. se déplace vers les ondes millimétriques il apparaît important de compléter et d'actualiser l'étude entreprise en tenant compte des nouveaux mécanismes physiques qui vont intervenir dans cette gamme de fréquences et qui, en première approximation, pouvaient être négligés dans la bande de fréquences dans laquelle nous avons travaillé.

Ainsi semble-t-il important en vue d'aboutir à une modélisation et à une compréhension aussi complète que possible des diodes A.T.T. millimétriques d'étudier plus particulièrement l'influence du temps de passage intervalle dans les phénomènes de transfert électronique et le caractère non localisé, mais aussi non instantané du phénomène d'ionisation.

Par ailleurs, l'étude théorique des structures D.D.R. nous paraît nécessiter une meilleure connaissance de la dynamique des trous dans l'arséniure de gallium, tant au plan théorique qu'expérimental.

Ce sont donc deux directions de recherche importantes qu'il nous paraît particulièrement intéressant d'entreprendre au laboratoire.

B I B L I O G R A P H I E

- [1] G. SALMER, J. PRIBETICH, A. FARRAYRE et B. KRAMER
"Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillator efficiency"
J. Appl. Phys., Vol. 44, n° 1, Janvier 1973, pp. 314 - 324
- [2] W. T. READ JR.
"A proposed high-efficiency negative resistance diode"
Bell. Syst. Tech. J., Vol. 37, n°2, Mars 1958, pp. 401 - 446
- [3] G. VAESKEN
"Régime transitoire et permanent dans une diode avalanche semiconductrice en hyperfréquence"
Thèse 3ème Cycle, Lille, Juin 1970
- [4] E. ALLAMANDO
"Etude théorique et expérimentale des dispositifs à avalanche et temps de transit"
Thèse d'Etat, Lille, Décembre 1973
- [5] J. PRIBETICH
"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche. Application à l'étude des semiconducteurs en champ électrique élevé"
Thèse 3ème Cycle, Lille, Novembre 1971
- [6] A. S. TAGER
"The avalanche - transit diode and its use in microwaves"
Soviet Physics Uspekhi, Vol. 9, n° 6, Mai - Juin 1967,
pp. 892 - 912

- [7] A. MIRCEA
"Contribution à l'étude de l'instabilité à fort signal et du bruit dans les dispositifs à transfert d'électrons"
Thèse d'Etat, Paris VI, Mai 1976
- [8] CHOLEWSKI
"Mathematical methods for digital computers"
Editeur E.L. WACHSPRESS (J. WILEY), 1967
- [9] R. A. LOGAN, A. G. CHYNOWETH et B. COHEN
"Avalanche breakdown in gallium arsenide p-n junctions"
Phys. Rev., Vol. 128, n° 6, 15 Décembre 1962, pp. 2518-2523
- [10] R. A. LOGAN et S. M. SZE
"Avalanche multiplication in Ge and GaAs p-n junctions"
J. Phys. Soc. Japan, Vol. 21 (supplément), 1966, pp. 434-436
- [11] H. KRESSEL et G. KUPSKY
"The effective ionization rate for hot carriers in GaAs"
Int. J. Electronics, Vol. 20, 1966, p. 535
- [12] R. HALL et J. H. LECK
"Avalanche breakdown of gallium arsenide p-n junctions"
Int. J. Electronics, Vol. 25, n° 6, Décembre 1968,
pp. 529-537
- [13] Y. J. CHANG et S. M. SZE
"Temperature dependence of ionization rates in GaAs"
J. Appl. Phys., Vol. 40, n° 13, Décembre 1969, pp. 5392-5394
- [14] S. N. SHABDE et C. YEH
"Ionization rates in $(Al_x Ga_{1-x}) As$ "
J. Appl. Phys., Vol. 41, n° 11, Octobre 1970, pp. 4743-4744
- [15] H. STATZ, H. A. HAUSS et R. A. PUCCEL
"Large signal dynamic Loss in Gallium Arsenide READ avalanche diodes"
I.E.E.E. Tras. on Elect. Devices, Vol. ED-25, n° 1,
Janvier 1978, pp. 22-23

- [16] G. E. STILLMAN , C. M. WOLFE, J. A. ROSSI et A. G. FOYT
"Unequal electron and hole impact ionization coefficients in GaAs"
Appl. Phys. Lett., Vol. 24, n° 10, 15 Mai 1974,
pp. 471-474
- [17] I. MASANORI, K. SHUZO, K. TAKAO et Y. TOYOSHI
"Ionization rates for electrons and holes in GaAs"
J. Appl. Phys., Vol. n° 49, n° 8, Août 1978, pp. 4607-4608
- [18] T.P. PEARSALL, F. CAPASSO, R. E. NAHORY, M. A. POLLACK et
J. R. CHELIKOWSKY
"The band structure dependence of impact ionization by hot carriers in semiconductors : GaAs"
Solid State Electronics, Vol. 21, n° 1, Janvier 1978
pp. 297-302
- [19] H. D. LAW et C. A. LEE
"Interband scattering effects on secondary ionization coefficients in GaAs"
Solid State Electronics, Vol. 21, n° 2, Février 1978,
pp. 331-340
- [20] Y. OKUTO et C. R. CROWELL
"Energy conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors"
Phys. Rev. B., Vol. 6, n° 8, 15 Octobre 1972, pp. 3076-3081
- [21] P. MARS
"Temperature dependence of avalanche breakdown voltage in p-n junctions"
Int. J. Electronics, Vol. 32, n° 1, Janvier 1971, pp. 23-37
- [22] R. HALL et J. H. LECK
"Temperature dependence of avalanche breakdown in gallium arsenide p-n junctions"
Int. J. Electronics, Vol. 25, n° 6, Décembre 1968,
pp. 539-546

- [23] J. G. RUCH et G. S. KINO
"Transport properties of GaAs"
Phys. Rev., Vol. 174, n°3, 15 Octobre 1968, pp. 921-931
- [24] W. FAWCETT, A. D. BOARDMAN et S. SWAIN
"Monte - Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide"
J. Phys. Chem. Solids, Vol. 31, 1970, pp. 1963-1990
- [25] A. D. BOARDMAN, W. FAWCETT and H. D. REES
"Monte - Carlo Calculation of the velocity - field relationship for gallium arsenide"
Solid State Communications, Vol. 6, 1968, pp. 305-307
- [26] J. G. RUCH and W. FAWCETT
"Temperature dependence of the transport properties of gallium arsenide determined by a Monte - Carlo method"
J. Appl. Phys., Vol. 41, n° 9, Août 1970, pp. 3843-3849
- [27] G. H. GLOVER
"A microwave technique for measurement of the velocity field characteristic of semiconductors"
General Electric Technical Information Series
- [28] V. E. RIGINOS
"Nonsaturating velocity field characteristic of gallium arsenide experimentally determined from domain measurements"
J. of Appl. Physics, Vol. 45, n° 7, Juillet 1974, pp. 2918-2922
- [29] P. A. HOUSTON et A. G. R. EVANS
"Electron drift velocity in n GaAs at high electric fields"
Solid State Electronics, Vol. 20, n°3, Mars 1977, pp. 197-204
- [30] E. M. BASTIDA, G. FABRI, V. SVELTO et F. VAGHI
"Indirect electron drift velocity versus electric field measurement in GaAs"
Appl. Phys. Letters, Vol. 18, n° 1, 1er Janvier 1971, pp. 28-30

- [31] J. POKORNY et F. JELINEK
"Experimental nonsaturating velocity field characteristic of GaAs"
Proc. I.E.E.E., Vol. 60, n° 4, Avril 1972, pp. 457-458
- [32] W. HEINLE
"Displaced Maxwellian calculation of transport in n type GaAs"
Phys. Rev., Vol. 178, n° 3, 15 Février 1969, pp. 1319-1325
- [33] N. BRASLAU et P. S. HAUGE
"Microwave measurement of the velocity field characteristic of GaAs"
I.E.E.E. Trans. Electron Devices, Vol. ED-17, n° 8,
Aout 1970, pp. 616-622
- [34] L. D. COHEN
"A microwave evaluation of the velocity field characteristic in different regions of individual epitaxial GaAs layers"
Proc. I.E.E.E., Vol. 57, n° 7, Juillet 1969, pp.1299-1303
- [35] J. B. GUNN et B. J. ELLIOT
"Measurement of the negative differential mobility of electrons in GaAs"
Phys. Letters, Vol. 22, Septembre 1966, pp. 369-371
- [36] M. A. LITTLEJOHN, J. R. HAUSER et T. H. GLISSON
"Velocity field characteristics of GaAs with $\Gamma_6^C-L_6^C-X_6^C$ conduction band ordering"
J. Appl. Phys., Vol. 48, n° 11, Novembre 1977, pp. 4587-4590
- [37] H. W. THIM
"Computer study of bulk GaAs devices with random one dimensional doping fluctuations"
J. Appl. Phys., Vol. 39, n° 8, Juillet 1968, pp. 3897-3904
- [38] B. KRAMER et A. MIRCEA
"Determination of saturated electron velocity in GaAs"
Appl. Phys. Letters, Vol. 26, n° 11, 1er Juin 1975,
pp. 623-625

- [39] H. OKAMOTO et M. IKEDA
"Measurement of the electron drift velocity in avalanching GaAs diodes"
I.E.E.E. Trans. Electron Devices, Vol. ED-23, n° 3,
Mars 1976, pp. 372-374
- [40] A. CASTELAIN
"Caractérisation hyperfréquence des diodes à avalanche. Applications à l'étude des porteurs chauds dans le GaAs"
Thèse 3ème Cycle, LILLE, Juillet 1975
- [41] P. A. HOUSTON et G. R. EVANS
"Saturation velocity of electron in GaAs"
I.E.E.E. Trans. Electron Devices, Vol. ED-23, Juin 1976
pp. 584-586
- [42] S. M. SZE
"Physics of semiconductor devices"
John Wiley & Sons, New York, 1969
- [43] D. L. RODE
"Electron mobility in direct - gap polar semiconductors"
Phys. Rev. B, Vol. 2, n° 4, 15 Août 1970, pp. 1012-1024
- [44] D. L. RODE et S. KNIGHT
"Electron transport in GaAs"
Phys. Rev. B, Vol. 3, n° 8, 15 Avril 1971, pp. 2534-2541
- [45] P. N. BUTCHER, W. FAWCETT et N. R. OGG
"Effect of field dependent diffusion on stable domain propagation in the Gunn - effect"
Brit. J. Appl. Phys., Vol. 18, Juin 1967, pp. 755-759
- [46] J. A. COPELAND et S. KNIGHT
"Applications utilizing bulk negative resistance"
dans "Semiconductors and Semi-metals", Vol. 7 A,
Academic Press, New York, 1971, pp. 3-72
- [47] B. KALLBACK
"Noise performance of gallium-arsenide and indium - phosphide injection - limited diodes"
Electronics Letters, Vol. 9, n° 1, 11 Janvier 1973,
pp. 11-12

- [48] A. AISHIMA, K. YOKOO et S. ONO
"Monte Carlo calculation of diffusion in n-type GaAs"
Japan. J. Appl. Phys., Vol. 17, n° 5, Mai 1978, pp. 959-960
- [49] M. ABE, S. YANAGISAWA, O. WADA et H. TAKANASHI
"Monte Carlo calculations of diffusion coefficient of hot electrons in N ype GaAs"
Appl. Phys. Lett., Vol. 25, n° 11, 1er Décembre 1974,
pp. 674-675
- [50] A. CASTELAIN, R. PERICHON, E. CONSTANT et A. LE BORGNE
"Value of electron diffusion constant in GaAs for high Electric Field"
Applied Physics Letters, Vol. 25, n° 12, Décembre 1974
pp. 721-723
- [51] W. SHOCKLEY
"Problems related to p-n junction in silicon"
Solid State Electronics, Vol. 2, n° 1, Janvier 1961,
pp. 35-67
- [52] R. GHOSH et S. K. ROY
"Effect of electron - electron interactions on the ionization rate of charge carriers in semiconductors"
Solid State Electronics, Vol. 18, n° 11, Novembre 1975
pp. 945-948
- [53] Y. OKUTO et C. R. CROWELL
"Ionization coefficients in semiconductors : a nonlocalized property"
Phys. Rev. B, Vol. 10, n° 10, 15 Novembre 1974,
pp. 4284-4296
- [54] B. B. VAN IPEREN
- *"Influence of transverse instability on the efficiency of IMPATT diodes"*
3th E.M.C. BRUXELLES, 4-7 Septembre 1973.
- *"Efficiency limitation by transverse instability in Si IMPATT diodes"*
Proc. I.E.E.E., Vol. 62, n° 2, Février 1974, pp.284-285

- [55] R. L. KUVAS et C. A. LEE
"Carrier diffusion in semiconductor avalanches"
J. Appl. Phys., Vol. 41, n° 7, Juin 1970, pp. 3108-3116
- [56] W. E. SCHROEDER et G. I. HADDAD
"Non linear properties of IMPATT devices"
Proc. I.E.E.E., Vol. 61, n° 2, Février 1973, pp. 153-183
- [57] J. J. GOEDBLOED
"Noise in IMPATT diode oscillators"
Thesis, Eindhoven, Novembre 1973.
- [58] R. HULIN et J. J. GOEDBLOED
"Influence of carrier diffusion in the intrinsic response time of semiconductor avalanches"
Appl. Phys. Letters, Vol. 21, n° 2, 15 Juillet 1972, pp. 69-71
- [59] M. CHIVE
"De l'utilisation de l'effet Tunnel dans les structures semiconductrices à temps de transit pour la génération d'ondes hyperfréquences"
Thèse d'Etat, Lille, Décembre 1978.
- [60] P. KENNIS
"Etude de l'influence de l'effet tunnel sur les performances en bande X des oscillateurs à diodes à avalanche à l'AsGa"
Thèse 3ème Cycle, Lille, Mai 1977.
- [61] F. A. PADOVANI, R. STRATTON
"Field and thermoionic field emission in Schottky barriers"
Solid State Electronics, Vol. 9, n°7, Juillet 1966, pp. 695-707
- [62] R. L. KUVAS et W. E. SCHROEDER
"Premature collection mode in IMPATT diodes"
I.E.E.E. Trans. Electron Devices, Vol ED-22, n° 8, Août 1975, pp. 549-558

- [63] B. CULSHAW et R. A. GIBLIN
"Effect of velocity - field characteristics on the operation of avalanche - diode oscillators"
Electronics Letters, Vol. 10, n° 14, 11 Juillet 1974, pp. 285-286
- [64] B. CULSHAW, R. A. GIBLIN et P. A. BLAKEY
"Avalanche diode oscillators - I. Basic concepts"
Int. J. Electronics, Vol. 37, n° 5, Novembre 1974, pp. 577-632
- [65] E. CONSTANT, A. MIRCEA, J. PRIBETICH et A. FARRAYRE
"Effect of transferred-electron velocity modulation in high efficiency GaAs IMPATT diodes"
J. Appl. Phys., Vol. 46, n° 9, Septembre 1975, pp.3934-3940
- [66] J. PRIBETICH, E. CONSTANT, A. FARRAYRE et M. LEFEBVRE
"The effect of transferred-electron velocity modulation in high efficiency GaAs IMPATT diodes"
Proc. 5th, E.M.C., HAMBURG, 1-4 Septembre 1974, pp.246-250
- [67] Y. HIRACHI, K. KOBAYASHI et K. OGASAWARA
"A new operation mode "Surfing Mode" in high low-type GaAs IMPATTs"
International Electron Device Conference 1976 (U.S.A.)
- [68] B. B. VAN IPEREN et H. TJASSENS
"Influence of carrier velocity saturation in the unswept layer on the efficiency of avalanche transit time diodes"
Proc. I.E.E.E., Vol. 59, n° 6, Juin 1971, pp. 1032-1033
- [69] A. FARRAYRE
"Etude bidimensionnelle d'une diode semiconductrice en régime d'avalanche"
Thèse de Docteur Ingénieur, Lille, 1973

- [70] I. P. MOLODYAN, S. I. RADAUTSAN, E. V. RUSSU et
V. SLOBODCHIKOV
"Avalanche multiplication of carrier in InP"
Sov. Phys. Semicond., Vol. 8, n° 7, Janvier 1975,
pp. 879-880
- [71] P. E. BAUBAHN, G. I. HADDAD et N. A. MASNARI
*"Comparison of the hot electrons diffusion rates for
GaAs and InP"*
Electronics Letters, Vol. 9, n° 19, 20 Septembre 1973,
pp. 460-461
- [72] T. MISAWA
*"Minority carrier storage and oscillation efficiency in
Read diodes"*
Solid State Electronics, Vol. 13, n° 10, Octobre 1970
pp. 1369-1374
- [73] A. K. SINKA et J. M. POATE
*"Effect of alloying behavior on the electrical characteris-
tics of N-GaAs Schottky diodes metallized with W, Au and Pt"*
Appl. Phys. Letters, Vol. 23, n° 12, 15 Décembre 1973,
pp. 666-668
- [74] D. J. COLEMAN Jr, W. R. WISSEMAN et D. W. SHAW
"Reaction rates for Pt on GaAs"
Appl. Phys. Letters, Vol. 24, n° 8, 15 Avril 1974,
pp. 355-357
- [75] A. FARRAYRE, D. MEIGNANT et B. TOURATIER
"Fiabilité des diodes à avalanche haut rendement au GaAs"
Symposium sur les composants hyperfréquences au-delà de
6 GHz, OTAN - BRUXELLES, 23 et 24 Janvier 1978
- [76] C. K. KIM
*"A GaAs avalanche diode analysis and an approximate indirect
measurement of hole saturation velocity"*
I.E.E.E. Trans Electron Devices, Vol. ED-16, n° 11,
Novembre 1969, pp. 917-922

- [77] V. L. DALAL
"Hole velocity in P-GaAs"
Appl. Phys. Letters, Vol. 16, n° 12, Juin 1970, pp.489-491
- [78] V. L. DALAL, A. B. DREEBEN et A. TRIANO
"Temperature dependence of hole velocity in P-GaAs"
J. Appl. Physics, Vol. 42, n° 7, Juin 1971, pp.2864-2867
- [79] P. A. BLAKEY
"Large signal effects in the avalanche region of high efficiency IMPATT diodes"
Proc. 6th E.M.C., ROME (Italie), 14-17 Septembre 1976
pp. 331-335
- [80] E. PLAYEZ
"Etude et réalisation d'un calculateur analogique pour le tracé automatique de la carte de champ dans un composant semiconducteur"
Mémoire C.N.A.M., Octobre 1975
- [81] G. CACHIER, J. STEVANCE, J. L. VATERKOWSKI, J. C. DE JAEGER
"Wide band measurement of millimeter circuits for varactor and Impatts"
Proc. 6th E.M.C., ROME (Italie) 14-17 Septembre 1976,
pp.191-194
- [82] R. PERICHON
"Sur le bruit de fond présenté par des oscillateurs et amplificateurs hyperfréquences à diode à avalanche"
Thèse d'Etat, Lille, Juin 1977
- [83] C. K. KIM, W. G. MATTHEI et R. STEELE
"GaAs Read IMPATT diode oscillators"
Proc. 4th Biennial CORNELL Electrical Engineering Conf.,
ITHACA, 14-16 Août 1973, pp. 299-305
- [84] W. C. NIEHAUS, L. C. LUTHER, J. C. IRVIN et D. E. IGLESIAS
Device Research Conference SANTA BARBARA, Californie,
25-27 Juin 1974

- [85] W. R. WISSEMAN, D. W. SHAW, R. L. ADAMS et T. T. HASTY
"High power high-efficiency Read-type GaAs Schottky barrier IMPATT diode"
Device Research Conf., BOULDER (Colorado) 26-28 Juin 1973
- [86] C. O. BOZLER, J; P. DONNELLY, R. A. MURPHY, R. W. LATON
et R. W. SUDBURY
"High- efficiency ion implanted lo-hi-lo GaAs IMPATT diodes"
Appl. Phys. Letters, Vol. 29, n° 2, 15 Juillet 1976,
pp. 123-125
- [87] K. KOBAYASHI, Y. HIRACHI et Y. TOYAMA
"High power IMPATT diodes"
FUJITSU Sci. Techn. J., Vol. 12, n° 3, Septembre 1976,
pp. 107-119
- [88] K. NISHITANI, H. SAWANO, T. ISHII, S. MITSUI et
K. SHIRAHATA
"First achieved 30 % P.N. junction GaAs Hi-Lo IMPATT diodes having M.T.T.T.F. of 10¹¹ hours"
Proc. 7th E.M.C. COPENHAGUE, 5-8 Septembre 1977,
pp. 477-481
- [89] R. E. GOLDWASSER et F. E ROSZTOCZY
"High-efficiency GaAs Lo-Hi-Lo IMPATT devices by liquid phase epitaxy for X band"
Appl. Phys. Letters., Vol. 25, n° 1, Juillet 1974, pp.92-94
- [90] J. C. IRVIN et R. M. RYDER
"High efficiency IMPATT diodes"
Applied Solid State Sciences, U.S.A., 1975, Tome 5,
pp. 1-67 (voir réf. 28)
- [91] D. E. IGLESIAS, J. C. IRVIN et W. C. NIEHAUS
"10-W and 12-W GaAs IMPATT'S"
I.E.E.E. Trans. Electron Devices, Vol. 22, n° 4, Avril 1975
p. 200

- [92] T. L. HIERL, J. J. BERENTZ, J. KINOSHITA et I. V. ZUBECK
"High efficiency pulsed GaAs READ IMPATT diodes"
Electronics Letters, Vol. 14, n° 5, 2 Mars 1978,
pp. 155-157
- [93] A. FARRAYRE, L. HOLLAN et D. MEIGNANT
*"Réalisation de diodes à avalanche haut rendement à
structures complexes"*
Rapport final de contrat D.R.M.E., 1977
- [94] D. J. MASSE, S. G. CHU, K. K. JOHNSON et P. WHITTIER
*"High-efficiency, high power, gallium arsenide double
drift E.H.F. IMPATT diodes"*
8th E.M.C., PARIS, 4-7 Septembre 1978

ANNEXES

ANNEXE I

L'équation (15) après discrétisation sur le temps et l'espace s'écrit sous la forme donnée par l'équation (19) du chapitre I :

$$\begin{aligned}
 J_T^k = & q \cdot v (E_i^k) \left[N_{Di} + \frac{\epsilon}{q} \left(\frac{E_{i+1}^k - E_{i-1}^k}{2\Delta x} \right) \right] + \epsilon \left(\frac{E_i^k - E_i^{k-1}}{\Delta t} \right) \\
 & - q \cdot D (E_i^k) \left[\frac{N_{Di} - N_{Di-1}}{\Delta x} + \frac{\epsilon}{q} \left(\frac{E_{i+1}^k - 2 E_i^k + E_{i-1}^k}{\Delta x^2} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

En posant :

$$\begin{cases} v = (E_i^k) \neq v (E_i^{k-1}) \\ D = (E_i^k) \neq D (E_i^{k-1}) \end{cases}$$

Nous obtenons, après réarrangement de l'équation (A.1) :

$$\begin{aligned}
 E_{i+1}^k & \left[\frac{\epsilon v (E_i^{k-1})}{2\Delta x} - \frac{\epsilon D (E_i^{k-1})}{\Delta x^2} \right] + E_i^k \left[\frac{2 \epsilon D (E_i^{k-1})}{\Delta x^2} + \frac{\epsilon}{\Delta t} \right] \\
 & + E_{i+1}^k \left[- \frac{\epsilon v (E_i^{k-1})}{2\Delta x} - \frac{\epsilon D (E_i^{k-1})}{\Delta x^2} \right] =
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

$$J_T^k + \frac{\epsilon E_i^{k-1}}{\Delta t} - q v (E_i^{k-1}) N_{Di} + q D (E_i^{k-1}) \left[\frac{N_{Di} - N_{Di-1}}{\Delta x} \right]$$

Multiplications les deux membres de l'équation (A.2) par $\frac{\Delta t}{\epsilon E_0}$ (avec E_0 champ électrique de normalisation).

$$\begin{aligned} & \frac{E_{i+1}^k}{E_0} \left[\frac{v (E_i^{k-1}) \Delta t}{2 \Delta x} - \frac{D (E_i^{k-1}) \Delta t}{\Delta x^2} \right] + \frac{E_i^k}{E_0} \left[\frac{2 D (E_i^{k-1}) \Delta t}{\Delta x^2} + 1 \right] \\ & + \frac{E_{i-1}^k}{E_0} \left[\frac{-v (E_i^{k-1}) \Delta t}{2 \Delta x} - \frac{D (E_i^{k-1}) \Delta t}{\Delta x^2} \right] = \frac{J_T^k \Delta t}{\epsilon E_0} + \frac{E_i^{k-1}}{E_0} \\ & - \frac{q}{\epsilon E_0} v (E_i^{k-1}) \cdot N_{Di} \cdot \Delta t + q \frac{D (E_i^{k-1})}{\epsilon E_0} \left[\frac{N_{Di} - N_{Di-1}}{\Delta x} \right] \Delta t \end{aligned} \quad (A.3)$$

Posons :

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{v}_i^{k-1} &= \frac{v (E_i^{k-1}) \Delta t}{2 \Delta x} \\ \bar{D}_i^{k-1} &= \frac{D (E_i^{k-1}) \Delta t}{\Delta x^2} \\ \xi_i^k &= \frac{E_i^k}{E_0} \end{aligned} \right.$$

Nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} & \xi_{i+1}^k \left[\bar{v}_i^{k-1} - \bar{D}_i^{k-1} \right] + \xi_i^k \left[1 + 2 \bar{D}_i^{k-1} \right] + \xi_{i-1}^k \left[-\bar{v}_i^{k-1} - \bar{D}_i^{k-1} \right] \\ & = \frac{J_T^k \Delta t}{\epsilon E_0} + \xi_i^{k-1} - \frac{2q}{\epsilon E_0} N_{Di} \Delta x \bar{v}_i^{k-1} + \frac{q}{\epsilon E_0} \Delta x^2 \left(\frac{N_{Di} - N_{Di-1}}{\Delta x} \right) \bar{D}_i^{k-1} \end{aligned} \quad (A.4)$$

Nous posons :

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha_i^{k-1} &= -\frac{1}{v_i^{k-1}} - \bar{D}_i^{k-1} \\ \beta_i^{k-1} &= 1 + 2 \bar{D}_i^{k-1} \\ \gamma_i^{k-1} &= \frac{1}{v_i^{k-1}} - \bar{D}_i^{k-1} \\ \delta_i^{k-1} &= \frac{J_T^k \Delta t}{\epsilon E_0} + \xi_i^{k-1} - \frac{2q}{\epsilon E_0} N_{Di} \Delta x \frac{1}{v_i^{k-1}} + \frac{q}{\epsilon E_0} \Delta x^2 \bar{D}_i^{k-1} \left(\frac{N_{Di} - N_{Di-1}}{\Delta x} \right)^* \end{aligned} \right.$$

Nous obtenons alors :

$$\xi_{i+1}^k \gamma_i^{k-1} + \xi_i^k \beta_i^{k-1} + \xi_{i-1}^k \alpha_i^{k-1} = \delta_i^{k-1} \quad (A.5)$$

qui s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$[T_{ij}^{k-1}] [\xi_i^k] = [\delta_i^{k-1}]$$

La matrice $[T_{ij}^{k-1}]$ est une matrice tridiagonale ce qui permet une résolution rapide par la méthode dite du "double balayage".

A l'instant $t = k \Delta t$, écrivons les équations pour $i = 1, 2, 3, \dots, n$ (nous ne tiendrons plus compte des indices k et $k-1$).

$$.i = 1$$

$$\alpha_1 E_0 + \beta_1 E_1 + \gamma_1 E_2 = \delta_1$$

* dans le terme δ_i^{k-1} apparaît le champ électrique ξ_i^{k-1} à l'instant antérieur. A l'instant $t = 0$, il faut introduire une valeur approchée $E(x,0)$ que l'on déduit de l'équation de POISSON. Ceci nous obligera à itérer sur plusieurs périodes pour obtenir la bonne valeur du champ électrique.

d'où

$$E_1 = \frac{\delta_1 - \alpha_1 E_0}{\beta_1} - \frac{\gamma_1}{\beta_1} E_2 \quad (\text{A.6})$$

$$E_1 = A_1 + B_1 E_2$$

avec

$$A_1 = \frac{\delta_1 - \alpha_1 E_0}{\beta_1}$$

$$B_1 = - \frac{\gamma_1}{\beta_1}$$

. i = 2

$$\alpha_2 E_1 + \beta_2 E_2 + \gamma_2 E_3 = \delta_2$$

$$\alpha_2 (A_1 + B_1 E_2) + \beta_2 E_2 + \gamma_2 E_3 = \delta_2$$

$$\alpha_2 A_1 + (\alpha_2 B_1 + \beta_2) E_2 + \gamma_2 E_3 = \delta_2$$

$$E_2 = \frac{\delta_2 - \alpha_2 A_1}{\alpha_2 B_1 + \beta_2} - \frac{\gamma_2}{\alpha_2 B_1 + \beta_2} E_3$$

$$E_2 = A_2 + B_2 E_3 \quad (\text{A.7})$$

avec :

$$A_2 = \frac{\delta_2 - \alpha_2 A_1}{\alpha_2 B_1 + \beta_2}$$

$$B_2 = - \frac{\gamma_2}{\alpha_2 B_1 + \beta_2}$$

. i = 3

$$E_3 = \frac{\delta_3 - \alpha_3 A_2}{\alpha_3 B_2 + \beta_3} - \frac{\gamma_3}{\beta_3 + \alpha_3 B_2} E_4$$

. $i = n - 1$

$$E_{n-1} = A_{n-1} + B_{n-1} E_n$$

. $i = n$

$$\alpha_n E_{n-1} + \beta_n E_n + \gamma_n E_{n+1} = \delta_n$$

$$\alpha_n (A_{n-1} + B_{n-1} E_n) + \beta_n E_n + \gamma_n E_{n+1} = \delta_n$$

d'où

$$E_n = \frac{\delta_n - \alpha_n A_{n-1}}{\alpha_n B_{n-1} + \beta_n} - \frac{\gamma_n}{\beta_n + \alpha_n B_{n-1}} E_{n+1}$$

(A.8)

$$E_n = A_n + B_n E_{n+1}$$

avec

$$A_n = \frac{\delta_n - \alpha_n A_{n-1}}{\alpha_n B_{n-1} + \beta_n}$$

$$B_n = - \frac{\gamma_n}{\alpha_n B_{n-1} + \beta_n}$$

Nous obtenons ainsi des relations reliant les champs E_i et E_{i+1} pour toutes les valeurs de i comprises entre 0 et m . Il s'agit maintenant à partir des conditions aux limites de déterminer les valeurs du champ électrique pour toutes les valeurs de i :

- condition initiale : $i = 0$

$$\begin{cases} A_0 = E_0 \\ B_0 = 0 \end{cases}$$

- condition finale : $i = m + 1$

Nous allons considérer plusieurs possibilités :

a) $E_{m+1} = E_m$ (c'est à dire $\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = 0$) nous avons
alors :

$$\gamma_m E_{m+1} + \beta_m E_m + \alpha_m E_{m-1} = \delta_m$$

$$(\gamma_m + \beta_m) E_m + \alpha_m E_{m+1} = \delta_m$$

Or :

$$E_{m-1} = A_{m-1} + B_{m-1} E_m$$

$$(\gamma_m + \beta_m + \alpha_m B_{m-1}) E_m = \delta_m - \alpha_m A_{m+1}$$

d'où :

$$E_m = \frac{\delta_m - \alpha_m A_{m-1}}{\beta_m + \gamma_m + \alpha_m B_{m-1}} \quad (\text{A.9})$$

$$\text{b) } E_{m+1} = E_s = \frac{I_T}{q N_D \mu_n S}$$

$$\gamma_m E_s + \beta_m E_m + \alpha_m E_{m-1} = \delta_m$$

Or :

$$E_{m-1} = A_{m-1} + B_{m-1} E_m$$

$$\gamma_m E_s + (\beta_m + \alpha_m B_{m-1}) E_m = \delta_m - \alpha_m A_{m-1}$$

d'où :

$$E_m = \frac{\delta_m - \alpha_m A_{m-1}}{\beta_m + \alpha_m B_{m-1}} - \frac{\gamma_m}{\beta_m + \alpha_m B_{m-1}} E_s \quad (\text{A.10})$$

Nous voyons que dans les deux cas envisagés, nous pouvons connaître E_m à partir de la valeur E_{m+1} et ainsi de suite en remontant de $i = m$ jusque $i = 1$. L'algorithme que nous venons de détailler pour $t = k\Delta t$ est appliqué à tous les instants t .

ANNEXE I I

Nous présentons dans cet annexe les variations en fonction de la concentration en impuretés N pour une diode à profil de dopage uniforme, des grandeurs suivantes :

- A₁) tension d'avalanche V_A
- A₂) - épaisseur de la zone d'avalanche δ_A
- longueur de la zone désertée à l'avalanche W_A
- A₃) champ électrique maximum E_{MAX} à l'interface métal semiconducteur ou au niveau de la jonction PN (on suppose alors que $N_A \gg \gg N_D$ avec N_A concentration en impuretés de la partie P et N_D celle de la partie N).
- A₄) Résistance de charge d'espace R_C (on considère que le diamètre de la diode est $\phi = 100 \mu$).

Ces grandeurs sont données pour deux températures :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = 300^\circ K \\ T = 473^\circ K \end{array} \right.$$

Les valeurs des taux d'ionisation et des vitesses sont celles données au chapitre I.

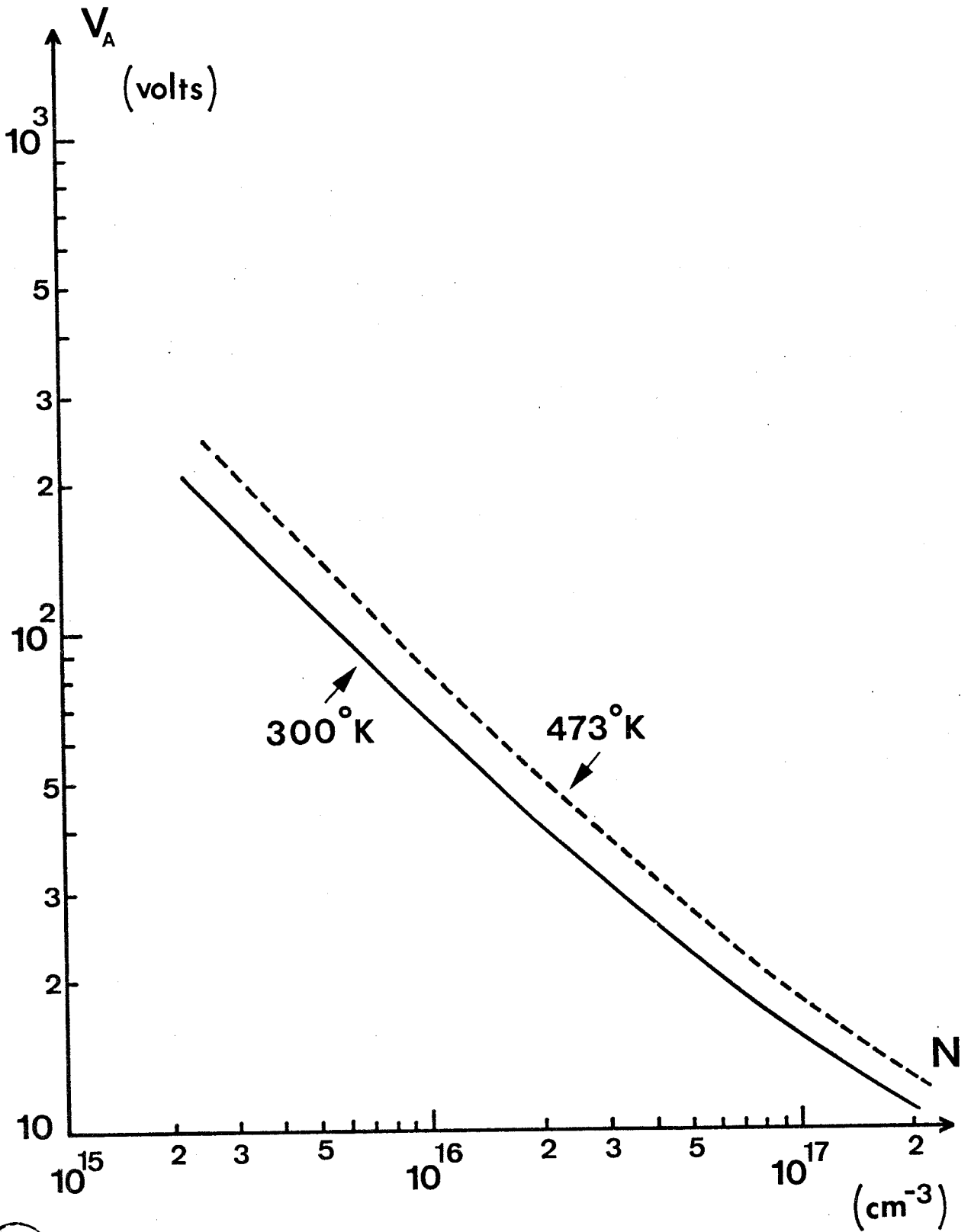


Figure A.1

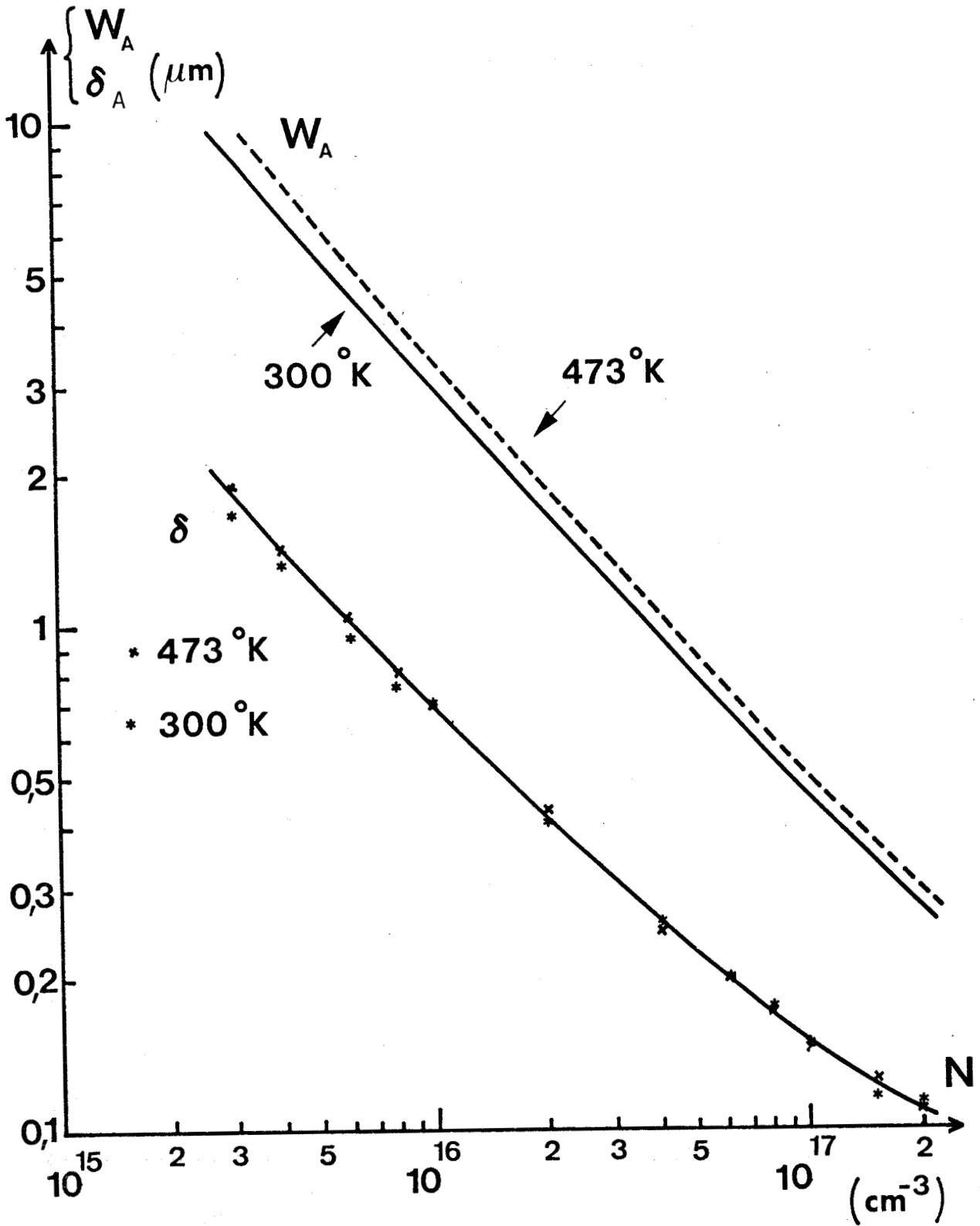


Figure A.2



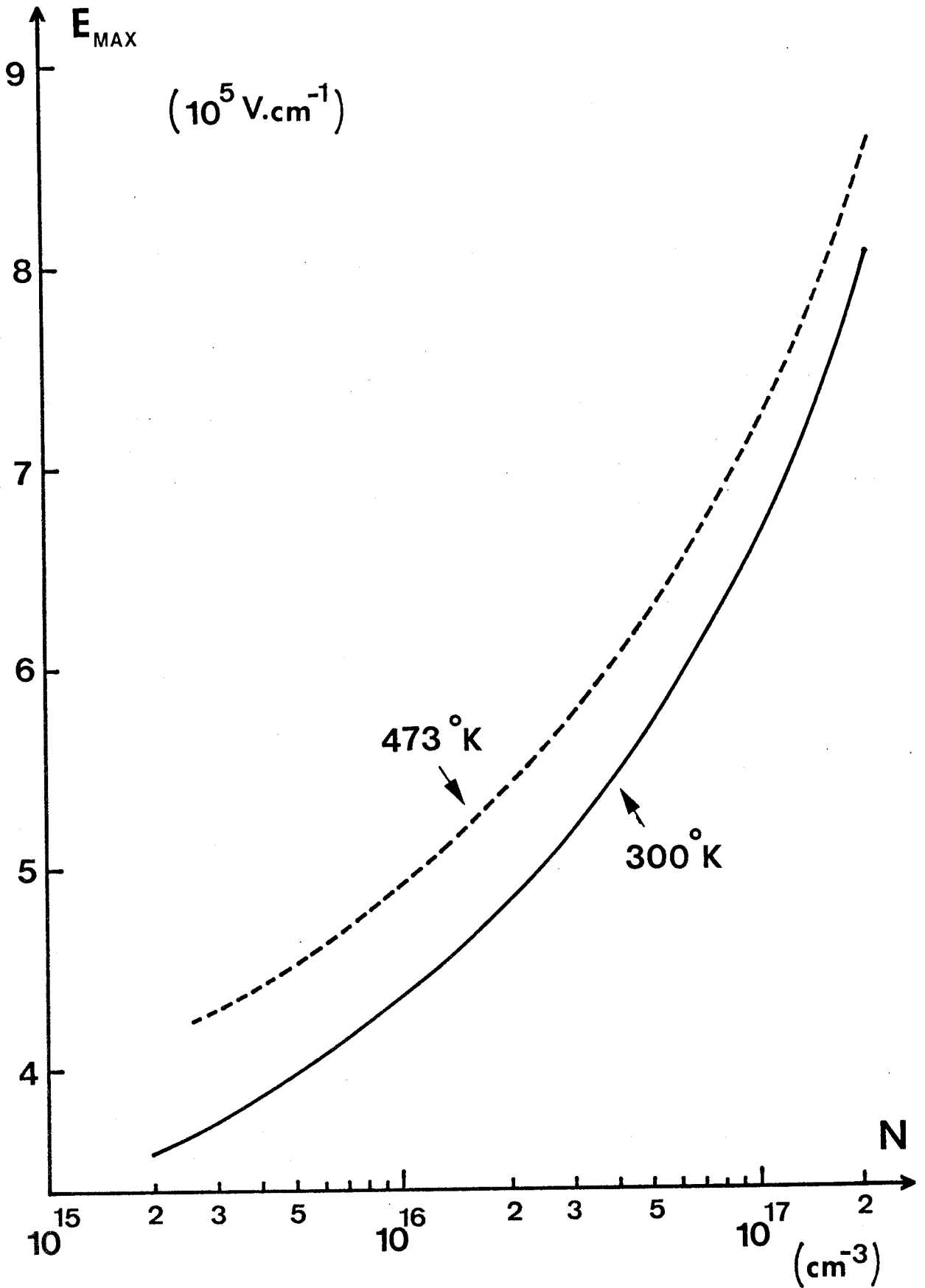


Figure A.3



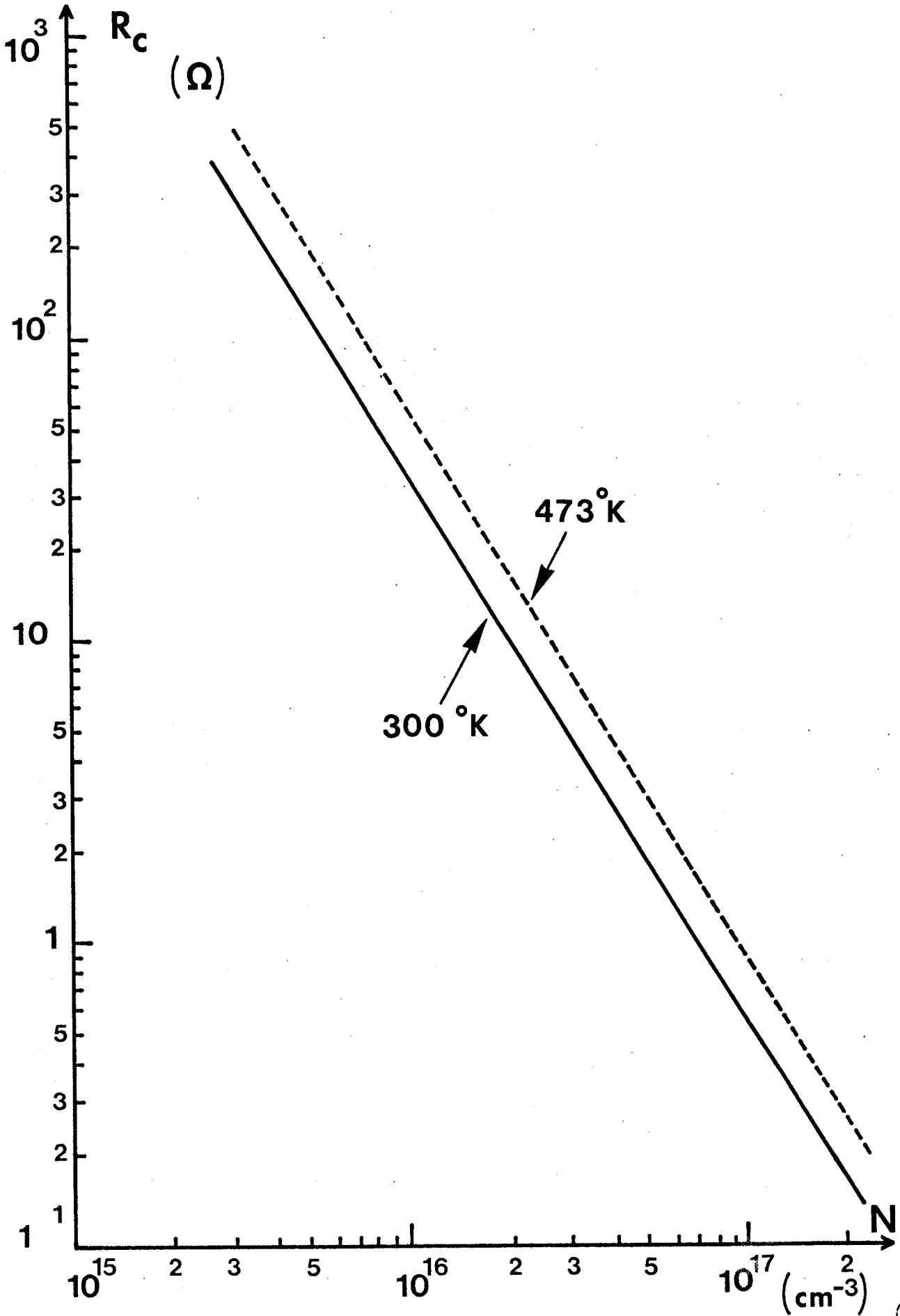


Figure A.4

