

50376
1985
57

50376
1985
57

N° d'ordre : 1290

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR 3ème CYCLE

par

Romain KOZLOWSKI



UN NOUVEAU DISPOSITIF SEMICONDUCTEUR A AVALANCHE ET TEMPS DE TRANSIT : L'HETEROSTRUCTURE GaInAs/InP

Soutenue le 3 juillet 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

E. CONSTANT,
G. SALMER,
J.C. DE JAEGER,
E. BRIDOUX,
J.P. NOUGIER
L. RACZY,

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur



A DOM'S S

A

Marco
La comtesse
Catherine
Stéphane, Hélène
Mustapha, Alice, Eric
Hugues, Nounou, Jérémie
Ponpon, Marcel, Faber, Golé
Monique, Pod, Martine, Dorothée
Dodo, Alain, Monique, Danoucha, Néra
César, Didier, Geneviève, Maryse, Rémy
Solange, Clément, Casimir, Babcha, Jacqueline
Laurent, Adèle, Armelle, Paulo

Ca vaut la peine.



Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille I dirigé par Monsieur le Professeur CONSTANT.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur CONSTANT d'avoir accepté de présider la commission d'examen et de juger mon travail.

Je tiens à remercier Jean Claude DE JAEGER pour la sympathie qu'il m'a témoignée depuis mon entrée dans le groupe "Composants Actifs" Hyperfréquences". J'ai eu avec lui de nombreuses et fructueuses discussions qui m'ont permis de mener ce travail à terme. Qu'il trouve ici tout ma reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur SALMER qui m'a dirigé tout au long de ce travail.

Monsieur BRIDOUX, professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Monsieur NOUGIER, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc et Monsieur RACZY, Professeur à l'Université de Lille I qui me font l'honneur de participer à ce jury.

Je suis très reconnaissant à Y. DRUELLE, Y. CROSNIER, H. GERARD, G. HALKIAS, J. WYRVINSKI, C. VERSNAEYEN, A. VANOVERSCHELDE, J. PRIBETICH, M. LEFEBVRE, F. HELIODORE, Y. LEROY, M. CHIVE, R. LÉDÉE, A. MAMOUNI, A. BOLCZAK, J.C. VANDEVELDE, A. CASTELAIN, B. DUJARDIN, J.J. FABRE, L. ENEL, M. HOCHEDÉZ, M.R. FRISCOURT, pour leur sympathie et les nombreuses discussions que nous avons eues.

L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide d'épitaxies mises à notre disposition par le Laboratoire Centrale de Recherche de la Thomson CSF et par le soutien de la Direction des Recherches Etudes et Techniques (D.R.E.T.).

Je suis également reconnaissant à :

- E. DELOS et E. PLAYEZ pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée dans l'étude expérimentale.
- L'ensemble du personnel de la centrale de Technologie qui a permis la réalisation des composants.
- B. DAVID pour l'efficacité avec laquelle ce mémoire a été dactylographié.
- J.L. LORRIAUX et THAO BOUN pour les nombreuses discussions que nous avons eues
- Messieurs A. VANOVERSCHELDE et C. VERSNAEYEN pour les très fructueuses discussions que nous avons eues.
- Le personnel du CITI pour son aimable coopération.
- Messieurs DEHORTER, PLUQUET, VANOOSTEN, FAUQUEMBERGUE qui ont assuré la polycopie de ce mémoire.
- Mesdames Martine, Danièle et Nathalie pour leur sympathie.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I</u> - ETUDE PRELIMINAIRE DE L'HETEROSTRUCTURE	
<i>Introduction</i>	4
<i>I.1. Principe du dispositif</i>	5
<i>I.2. Choix des matériaux</i>	7
<i>I.3. Caractéristiques physiques des matériaux</i>	9
I.3.1. Coefficients d'ionisation	9
I.3.2. Caractéristiques V(E) des matériaux	10
I.3.3. Coefficients de diffusion	13
I.3.4. Détermination de la hauteur de bande interdite	13
I.3.5. Affinité électronique	15
<i>I.4. Diagramme de bande d'une hétérostructure</i>	16
<i>I.5. Modélisation théorique</i>	21
- Modèle utilisé - aspect général	22
. Etude de la zone d'avalanche	22
. Etude de la zone de transit	23
. Détermination de la longueur de la zone d'avalanche	24
<i>I.6. Prédiction des performances dans le cas idéal P - η - z</i> ..	26
. Comparaison avec la structure GaInAsP/InP	27
<i>Conclusion</i>	28

CHAPITRE II - EFFETS PHYSIQUES PARTICULIERS LIES AUX HETEROJONCTIONS

<i>Introduction</i>	30
<i>II.1. Diagramme de bandes du dispositif</i>	31
<i>II.2. Zone d'inversion liée à l'hétérojonction InP-P⁺/GaInAs-N..</i>	32
<i>II.3. Nouvelle structure</i>	40
<i>II.4. Etude du courant inverse</i>	42
II.4.1. Courant de dérivation diffusion	43
II.4.2. Courant génération - recombinaison	44
II.4.3. Courant tunnel	53
1) Structure GaInAs-P ⁺ /GaInAs-N/InP-N	54
2) Structure InP-P ⁺ /InP-N/GaInAs-N/InP-N	56
<i>II.5. Confrontation théorie-expérience. Influence des paramètres</i>	57
a) Validation du modèle théorique	58
b) Caractéristiques relevées sur des échantillons à homo ou hétérojonction	58
c) Caractéristique I(v) théoriques - Etude paramétrique...	60
<i>II.6. Autres mécanismes d'émission de courant</i>	62
<i>Conclusion</i>	63
<i>Références du τ_{eff} GaInAs</i>	65
<i>Références du τ_{eff} du GaInAsP</i>	67

CHAPITRE III - PERFORMANCES DES HETEROSTRUCTURES IMPATT

<i>Introduction</i>	69
III.1. <i>Structure GaInAsP⁺-N/InP-N</i>	70
<i>Résultats</i>	71
III.2. <i>Structure InP P⁺-N/GaInAs-N/InP-N</i>	71
<i>Résultats</i>	71
<i>Comparaison des deux études</i>	73
III.3. <i>Structure GaInAsP P⁺-N/InP-N</i>	74
III.4. <i>Structure InP P⁺-N/GaInAsP-N/InP-N</i>	75
III.5. <i>Etude de la structure GaInAs/InP en fonction de la</i> <i>fréquence</i>	76
III.5.1. <i>Zone d'avalanche</i>	76
III.5.2. <i>Zone de transit</i>	77
III.5.3. <i>Zone additionnelle InP-N</i>	78
III.5.4. <i>Section du composant et densité de courant</i>	79
III.5.5. <i>Rendement optimisé</i>	79
III.5.6. <i>Puissance en millimétrique</i>	81
<i>Conclusion</i>	82

CHAPITRE IV - REALISATION DES COMPOSANTS

<i>Introduction</i>	83
<i>IV.I. Aspect technologique</i>	84
<i>IV.I.1. Contacts ohmiques</i>	85
a) Méthode employée	85
- face arrière (côté substrat N^{++})	85
- face avant (côté P^+)	85
b) résultats obtenus	86
c) discussion	87
<i>IV.I.2. Nature et problèmes liés à l'attaque mēsa</i>	88
1) Attaque par voie chimique	89
2) Attaque par voie sèche	92
<i>IV.I.3. Encapsulation</i>	92
<i>IV.II. Réalisation et caractérisation des épitaxies</i>	93
<i>IV.II.1. Epitaxie n° 1</i>	94
a) Structure et process technologique	94
b) caractérisation $C(v)$ - $N(x)$ - $E(x)$ - $I(v)$	95
. Caractéristiques $C(v)$ - $N(x)$ - $E(x)$	95
. Caractéristiques $I(v)$	96
c) détermination de la résistance thermique	100
d) comparaison théorie expérience	100
Commentaires	101

IV.II.2. Epitaxie n° 2	102
a) Structure et process technologique	102
b) caractérisation $C(v) - N(x) - E(x) - I(v)$	103
. Caractéristiques $C(v) - N(x) - E(x)$	103
. Caractéristiques $I(v)$	104
Commentaires	104
IV.II.3. Epitaxie n° 3	105
a) Structure et process technologique	105
b) Caractérisation $C(v) - N(x) - E(x) - I(v)$	108
. Caractéristiques $C(v) - N(x) - E(x)$	108
. Caractéristiques $I(v)$	109
Commentaires	110
Conclusion	111
CONCLUSION	112
<i>Bibliographie</i>	114
<i>Annexes</i>	120

INTRODUCTION

Les composants microondes à l'état solide font depuis plusieurs années déjà l'objet d'études nombreuses et approfondies tant en ce qui concerne la recherche de dispositifs nouveaux générant des fortes puissances, que pour l'obtention de rendements élevés.

Parmi les dispositifs utilisés en hyperfréquence et particulièrement en ondes millimétrique, ce sont principalement les diodes à effet GUNN ou les diodes à avalanche et temps de transit qui ont remplacé les tubes à vide tant que la puissance à générer ne dépasse pas quelques watts. Si les transistors à effet de champ constituent les composants de choix en ondes centimétriques, leur utilisation au-delà de 60 GHz notamment dans la bande des 94 GHz n'est encore qu'hypothétique.

Dans ce travail, nous nous sommes principalement attachés à l'étude d'un nouveau type de diode à avalanche et temps de transit susceptible d'émettre des ondes hyperfréquences avec un rendement de conversion plus élevé que celui obtenu jusqu'à présent avec les diodes au Silicium ou à l'Arseniure de Gallium.

Pour cela, nous avons mis à profit les progrès réalisés en technologie des semi-conducteurs en particulier en ce qui concerne la réalisation des épitaxies qui peuvent associer des couches alternées de matériaux de nature différente. Pour augmenter le rendement du dispositif à avalanche et temps de transit (ATT), il faut pouvoir créer une zone d'avalanche où l'ionisation est telle que la puissance continue qui n'est pas transformée en puissance hyperfréquence soit la plus faible possible et au contraire trouver un matériau très faiblement ionisant pour constituer la zone où les porteurs vont transiter.

Ces propriétés peuvent être obtenues si on associe un matériau où la largeur de la bande interdite est faible, ce qui correspond à un taux d'ionisation élevé, à un matériau de bande interdite plus élevée où l'ionisation sera très faible. Une des premières solutions permettant de réaliser le dispositif IMPATT à hétérostructure a été basée sur l'association Germanium/Arseniure de Gallium [1.1], qui pour des raisons d'ordre technologique, n'a pas abouti.

Cependant la liste des matériaux semi-conducteurs de composition multiple ne faisant que s'accroître, en plus des semi-conducteurs monoatomiques (Si, Ge) ou diatomiques (AsGa, InP,...) il est possible à l'heure actuelle d'élaborer des matériaux à partir des composés ternaires (GaInAs, GaAlAs, InAlAs, GaAsP,...) au quaternaires (GaInAsP, GaAlAsb,...). Parmi les couples de matériaux qui sont en bon accord cristallographique, nous avons choisi l'association des matériaux GaInAs et InP qui remplissent parfaitement les conditions citées précédemment. Grâce à une étude théorique exhaustive et une première approche expérimentale, nous nous sommes fixés pour objectif de définir les structures optimales, d'en déterminer les performances potentielles et d'en préciser la faisabilité.

Dans le premier chapitre, nous nous proposons de définir les paramètres physiques relatifs à chaque matériau ainsi que le modèle théorique utilisé pour la détermination des performances potentielles dans le cas idéal où l'on ne tient pas compte des courants parasites.

Un second chapitre est consacré aux problèmes physiques qui sont liés à l'hétérojonction ainsi qu'à la prise en compte des courants parasites, qui compte tenu de l'utilisation du GaInAs, matériau de faible largeur de bande interdite peuvent prendre des valeurs importantes. Nous proposons des solutions afin de résoudre ces problèmes, ce qui nécessite une évolution significative de la structure de base. A l'appui de cette approche théorique nous proposons une confrontation théorie expérience en particulier en ce qui concerne la caractéristique courant-tension.

Le chapitre suivant est consacré à l'analyse des résultats de l'approche théorique. Nous déterminons les performances potentielles lorsque l'on prend en compte les principaux phénomènes physiques définis au chapitre précédent. Nous établissons le rendement de conversion optimal pour différentes fréquences et effectuons des comparaisons systématiques

Enfin le quatrième chapitre est consacré à l'ensemble des premiers résultats expérimentaux qui ont été obtenus sur des échantillons réalisés au laboratoire. L'élaboration des composants a pu être effectuée sur des épitaxies fournies par le laboratoire Central de Recherche de la Thomson CSF. Les principales étapes technologiques et les problèmes rencontrés sont résumés et des conclusions touchant à la faisabilité du dispositif sont tirées.

[I.1] J.C. DE JAEGER et G. SALMER, "Characteristics of isotype N-Ge/N-GaAs heterojunctions", I.E.E. Proc. Vol. 127, Aout 1980, pp. 207-211

CHAPITRE I

ÉTUDE PRÉLIMINAIRE DE L'HÉTÉROSTRUCTURE IMPATT

INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, nous allons définir les conditions que doivent satisfaire les hétérostructures de type avalanche et temps de transit afin d'obtenir des performances optimales. Nous utiliserons indifféremment les terminologies ATT (Avalanche et Temps de Transit en français) ou IMPATT (Impact Avalanche and Transit Time en anglais). Nous préciserons les particularités des différentes zones de la structure proposée. Dans ce but, nous rappelons comment elles sont définies dans le cas des homojonctions AsGa, type Lo-hi-Lo, et les conditions à remplir pour augmenter le rendement hyperfréquence. Nous nous attacherons dans ce chapitre à définir les critères relatifs aux choix des matériaux constituant les zones principales de l'hétérostructures ATT. Nous définirons les différents paramètres physiques des matériaux que nous utiliserons ainsi que les principales caractéristiques de la modélisation théorique. Nous donnerons les premières estimations des performances : rendement et puissance émis dans le cas d'une hétérostructure IMPATT supposée idéale.

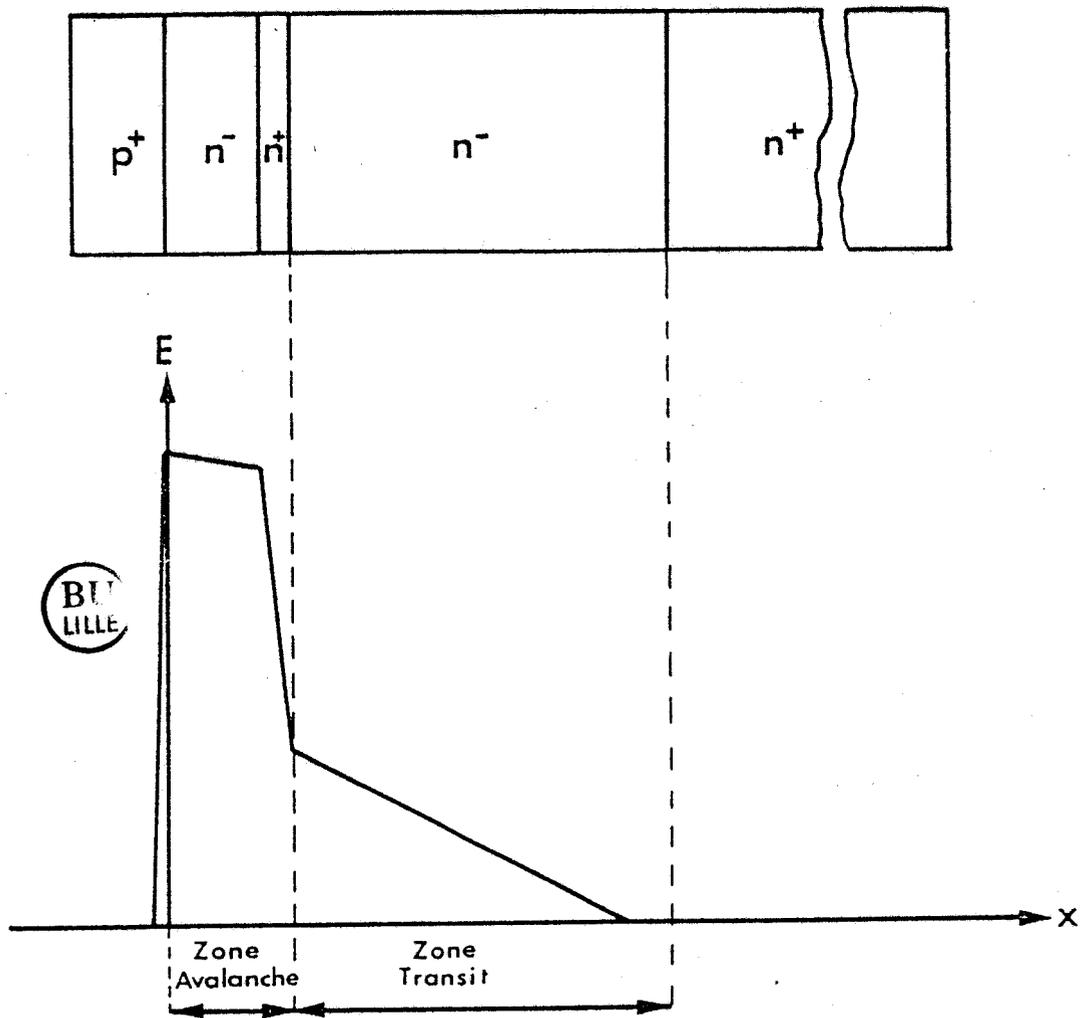


FIG. 1

Structure d'une homojonction Lo-hi-Lo et carte de champ électrique

I.1. PRINCIPE DU DISPOSITIF

Rappelons tout d'abord brièvement la structure typique d'une diode IMPATT dans le cas d'une homojonction et ceci pour un profil Lo-hi-Lo qui permet de minimiser au mieux la tension dans la zone d'avalanche

[1] Fig(1)

Le rendement d'une diode IMPATT peut s'écrire en première approximation de la façon suivante :

$$\eta = K \frac{1}{1 + \frac{V_a}{V_t}}$$

où V_a est la tension continue aux bornes de la zone d'avalanche et V_t la tension continue aux bornes de la zone de transit. Or, pour une telle structure en AsGa, ce rapport V_a/V_t ne peut être réduit de façon appréciable compte tenu que la condition d'avalanche doit être satisfaite dans la zone d'avalanche et que l'ionisation doit être réduite dans la zone de transit [1]. Dans le cas d'une diode IMPATT homogène, une optimisation de la tension de la zone d'avalanche a été rendue possible en différenciant le profil de dopage [1].

Dans cette étude, afin de minimiser davantage le rapport V_a/V_t , l'idée de base réside dans l'association de différents matériaux [2] qui ont chacun des caractéristiques favorables pour la réalisation de chaque zone du dispositif ATT. En effet, les progrès de la technologie ont permis d'élaborer ces dernières années des composants nouveaux par association de matériaux de nature différente. Nous reviendrons par la suite sur les conditions d'adaptation de ces matériaux. L'idée mise à profit pour améliorer les performances

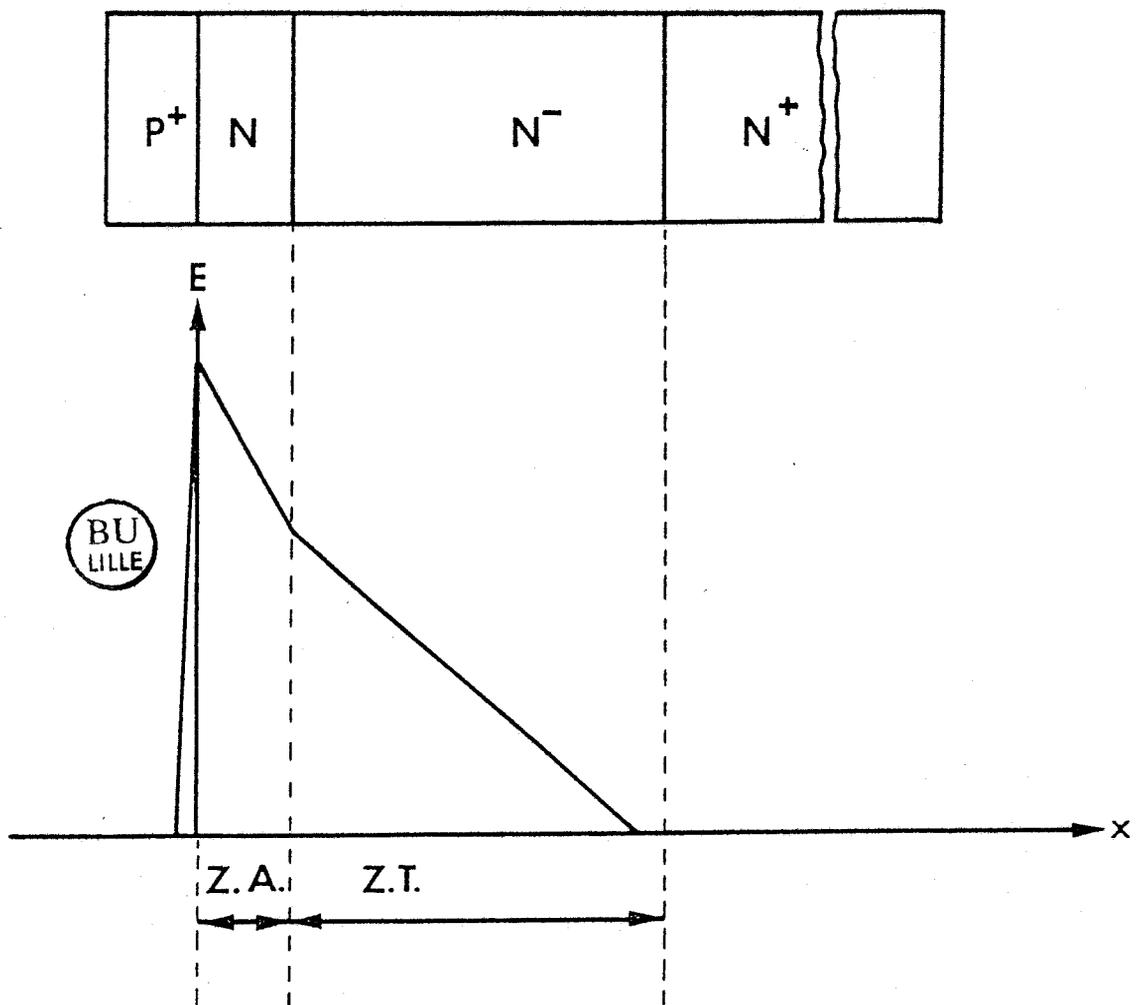


FIG. 2

Structure typique d'une diode ATT et carte de champ

des dispositifs ATT, nous amène donc à considérer la structure représentée sur la figure (2)

Pour augmenter le rendement hyperfréquence, nous avons vu qu'il fallait minimiser le rapport V_a/V_t . Minimiser la tension continue V_a , c'est avoir un matériau où l'ionisation est très forte, afin de réaliser la condition d'avalanche ($\int \alpha dx = 1$), pour une longueur δ et un champ électrique dans la zone d'avalanche les plus faibles possibles. Il faut donc choisir un matériau à faible bande interdite. Augmenter la tension continue V_t dans la zone de transit, cela consiste à accroître le champ électrique E_{0max} à l'entrée de cette zone. En effet, il est à noter que la largeur de la zone de transit a également une influence sur la valeur de la tension V_t . Cependant, cette longueur ne peut varier dans de grandes proportions car elle fixe l'angle de transit de la structure pour une fréquence d'oscillation donnée.

Une limitation importante de l'augmentation du champ est l'ionisation parasite dans la zone de transit qu'il faudra éviter car elle est une cause de réduction des performances hyperfréquences [1]. Pour obtenir un champ élevé dans la zone de transit, il est donc nécessaire, à l'opposé de la zone d'avalanche, de disposer d'un matériau faiblement ionisant, c'est à dire de bande interdite élevée.

Dans un premier temps, nous sommes donc amenés à choisir les matériaux constituant chaque zone de l'hétérostructure compte tenu essentiellement des critères liés à l'ionisation des porteurs.

1.2. CHOIX DES MATERIAUX

Nous venons de voir comment il fallait choisir les matériaux afin de minimiser le rapport V_a/V_t . Compte tenu des réalisations technologiques, notre attention s'est principalement portée sur les matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et InP , qui offrent au premier abord, les conditions requises pour optimiser respectivement les zones d'avalanche et de transit. Rappelons toutefois que le composé III-V ternaire $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ est un cas particulier du quaternaire $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ qui, compte tenu des variations possibles des fractions molaires x et y laisse présager d'une multitude de composés III-V possibles. Dans la suite de ce travail, nous allons principalement considérer l'association des matériaux $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et InP (nous noterons par la suite cette association GaInAs/InP ou dans certains cas T/B (Ternaire/Binaire), respectivement et cela pour des commodités d'écriture). Nous serons amenés à faire des comparaisons avec l'association $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y/\text{InP}$ (quaternaire/Binaire (Q/B)) et nous préciserons au moment voulu, les fractions molaires x et y qui caractérisent le composé quaternaire.

Mais l'association de deux matériaux de nature différente, pour réaliser une hétérojonction, nécessite un bon accord de maille cristalline pour la croissance épitaxiale. En effet, une désadaptation du réseau cristallin au niveau de la transition peut entraîner l'apparition d'une charge d'interface. Celle-ci peut amener un comportement particulier au niveau des hétérojonctions, notamment dans le cas d'une isotype ce qui entraîne des effets nuisibles au bon fonctionnement du dispositif [3].

Nous allons préciser dans la suite de cette étude, quelques éléments d'ordre technologique sur la croissance des hétéroépitaxies utilisant le matériau GaInAs en accord de maille avec InP.

Aspects de technologie sur l'élaboration de la croissance épitaxiale

GaInAs/InP

L'élaboration d'une hétérostructure $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}$ accordée sur InP a pu mettre en évidence que le désaccord de maille entre les deux matériaux était minimum pour $x = 0,47$ [4]. Des mesures ont montré que l'on pouvait obtenir un taux de dislocation expérimentale $\Delta a/a$ inférieur à 0,06 % à la température ambiante (Δa représente la différence des largeurs de maille de chaque matériau et a le paramètre de réseau). D'autre part, des études d'ordre technologique sur ce type d'hétéroépitaxie ont permis de comparer les différentes techniques de croissances épitaxiales [4] [5] afin d'en retirer celle qui présentait les meilleures qualités tant d'un point de vue contrôle des couches que de reproductibilité. Nous ne détaillerons pas ici toutes les techniques utilisées [VPE (Epitaxie en phase vapeur), LPE (Epitaxie phase-liquide), MBE (epitaxie par jet moléculaire) MOCVD (Dépot chimique par les organométalliques en phase vapeur)]

Des études effectuées par ailleurs ont permis de faire des comparaisons et de retenir la méthode technologique la mieux adaptée pour la réalisation de nos structures [5]

Parmi ces méthodes, celle retenue le plus couramment est la MOCVD. En effet, bien que les propriétés électroniques soient pratiquement identiques, cette méthode permet d'obtenir :

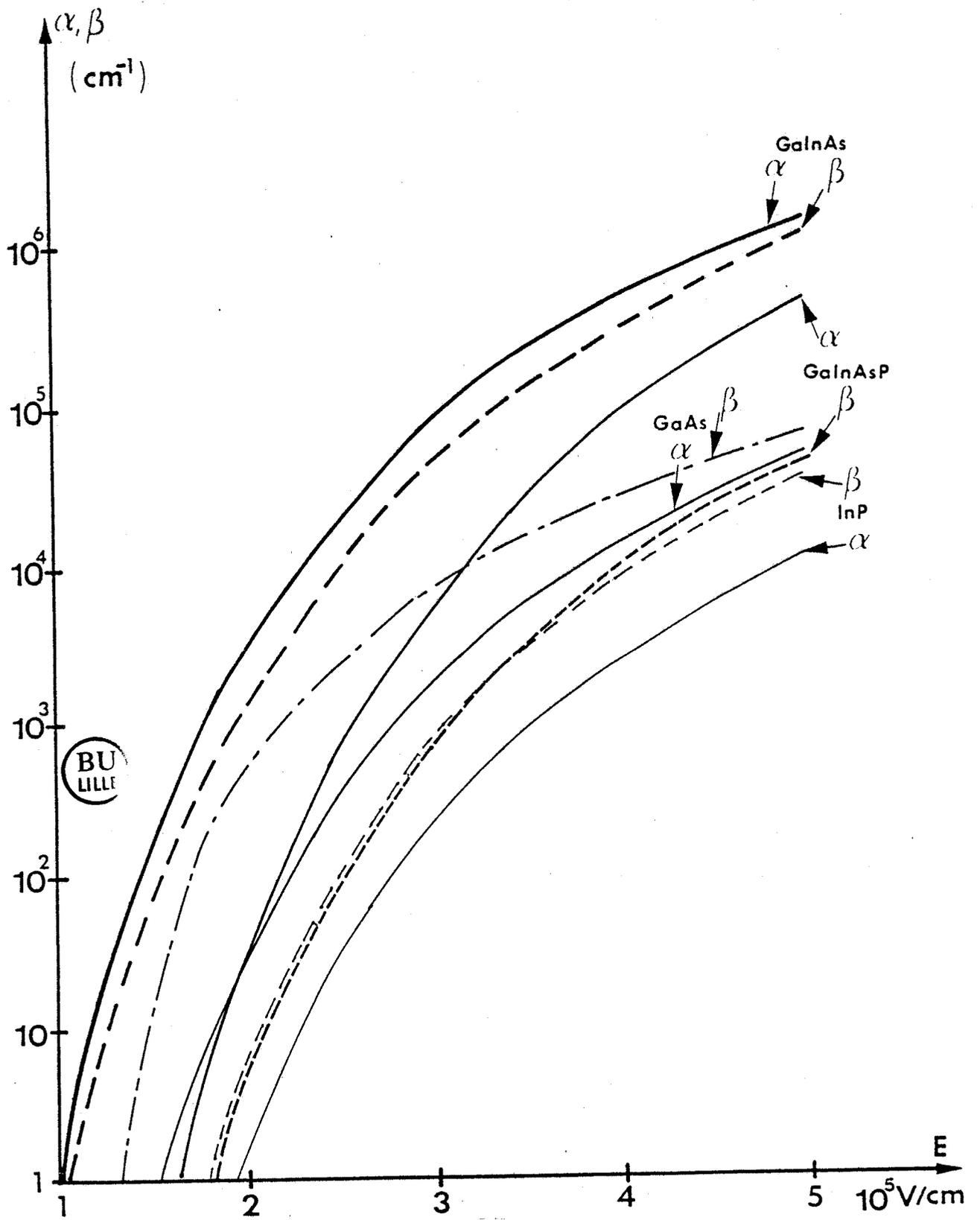


FIG. 3

Evolution des taux d'ionisation des électrons et des trous en
 fonction du champ électrique

- des surfaces épitaxiées plus importantes
- une meilleure uniformité d'épaisseur des couches.
- une bonne uniformité de composition
- des états de surface satisfaisants.

C'est donc cette méthode qui a été retenue pour l'élaboration des hétérostructures IMPATT GaInAs/InP que nous étudierons en détail par la suite.

Nous allons, dans la suite de cette étude, donner l'ensemble des caractéristiques physiques des matériaux nécessaires pour l'étude des composants. L'étude théorique de l'hétérostructure ATT nécessite la connaissance des propriétés physiques des semiconducteurs qui la composent. Parmi ces différentes caractéristiques, nous allons d'abord définir celles relatives à l'étude d'une diode type IMPATT, puis nous préciserons les paramètres particuliers spécifiques à l'étude des hétérojonctions.

1.3. CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES MATERIAUX

1.3.1. Coefficients d'ionisation

Comme nous l'avons déjà indiqué en décrivant le principe du dispositif, les paramètres fondamentaux sont ceux liés à l'ionisation des porteurs de chaque matériau. Nous avons reporté sur la figure (3), l'évolution des coefficients d'ionisation des électrons et des trous pour différents matériaux (GaInAsP, GaInAs, InP et GaAs). Les lois qui caractérisent l'ionisation sont issues de la littérature. Elles sont de la forme :

	AsGa	InP	GaInAs	GaInAsP
a_n cm	$1.2 \cdot 10^7$	$4.03 \cdot 10^6$	$6.6 \cdot 10^7$	$2.46 \cdot 10^8$
b_n v/cm	$2.3 \cdot 10^6$	$2.95 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$3.2 \cdot 10^6$
a_p cm	$3.6 \cdot 10^3$	$1.39 \cdot 10^7$	$9.24 \cdot 10^7$	$2.15 \cdot 10^7$
b_p v/cm	$2.9 \cdot 10^6$	$2.93 \cdot 10^6$	$2.26 \cdot 10^6$	$3.07 \cdot 10^6$

BU
LHE

$$\alpha = a_n \exp(-b_n / E) \text{ electrons}$$

$$\beta = a_p \exp(-b_p / E) \text{ trous}$$

Tableau 1

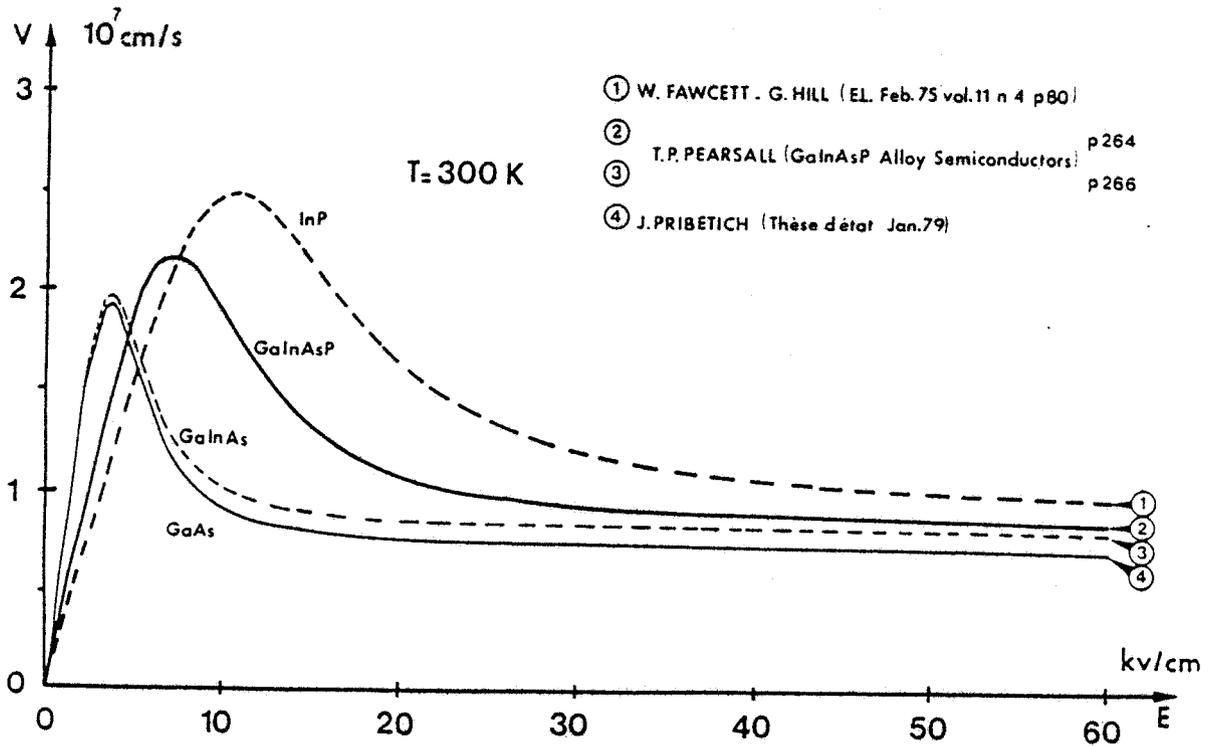
$$\alpha = a_n \cdot \exp\left(-\frac{b_n}{E}\right)$$

$$\beta = a_p \cdot \exp\left(-\frac{b_p}{E}\right)$$

Nous résumons dans le tableau (1) les valeurs de a_n , b_n , a_p et b_p les plus certaines correspondant à chaque matériau. Comme nous le voyons sur la figure (3), le choix des matériaux se révèle parfaitement justifié en ce qui concerne les taux d'ionisation. En effet, le taux d'ionisation du GaInAs est plus fort que celui du GaAs, ce qui est un élément très favorable pour la réalisation de la zone d'avalanche, alors que l'ionisation dans l'InP y est plus difficile, ce qui constitue une donnée favorable pour la réalisation de la zone de transit. On peut constater que le composé quaternaire $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y$ avec $y = 0,5$ se situe entre le GaInAs et le GaAs, ce qui laisse présumer qu'il peut être également utilisé au même titre que le GaInAs pour la réalisation de la zone d'avalanche.

1.3.2. Caractéristique $v(E)$ des matériaux

Une autre donnée physique importante des matériaux est la caractéristique vitesse des porteurs en fonction du champ électrique, notamment pour celui choisi au niveau de la zone de transit. En effet, les études réalisées sur les structures ATT [1], ont montré que les



BU
LILLE

FIG. 4

Evolution de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique à la température ambiante

	V_s cm/s	E_0 KV/cm	μ_0 cm ² /Vs
InP	0.9	12	3000
GaInAs	0.85	4	7500
GaInAsP	0.8	8	4200
GaAs	0.75	4	7500

TABLEAU 2

performances dépendaient en partie de la relation vitesse des porteurs-champ électrique. Les performances obtenues avec des structures AsGa sont supérieures à celles des diodes Silicium. L'amélioration est due à la possibilité d'utiliser des structures non confinées où la largeur de la zone de transit évolue avec le signal hyperfréquence : ceci ne peut être réalisé avec des performances intéressantes que pour des semiconducteurs dont la caractéristique $V(E)$ présente un maximum puis une mobilité différentielle négative [1]. C'est le cas du GaAs mais également de l'InP, matériau que nous avons choisi pour la zone de transit de la structure. Nous avons représenté sur la figure (4) l'évolution $V(E)$ pour les matériaux GaAs, InP, GaInAs et GaInAsP. Une bonne approximation de la caractéristique $V(E)$ est représentée par l'expression suivante :

$$V(E) = \frac{\mu_0 \cdot E + V_s \left(\frac{E}{E_0} \right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^4}$$



où les principaux coefficients V_s , E_0 et μ_0 sont donnés dans le tableau 2. D'autre part, l'évolution de la vitesse en fonction de la température pour l'InP est reportée sur la figure (5). Il est à noter que la vitesse de saturation pour ce même matériau, possède des valeurs plus élevées que le GaAs (pour lequel $V_s(300\text{ K}) = 6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, $V_s(500\text{ K}) = 4,6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$) [6]. Nous avons résumé les principales caractéristiques : vitesse de saturation, mobilité en fonction de la température dans le tableau 3 [7]. Le rapport vitesse pic (E critique)/Vitesse de saturation est important pour l'InP, ce qui rend ce matériau particulièrement intéressant pour son utilisation

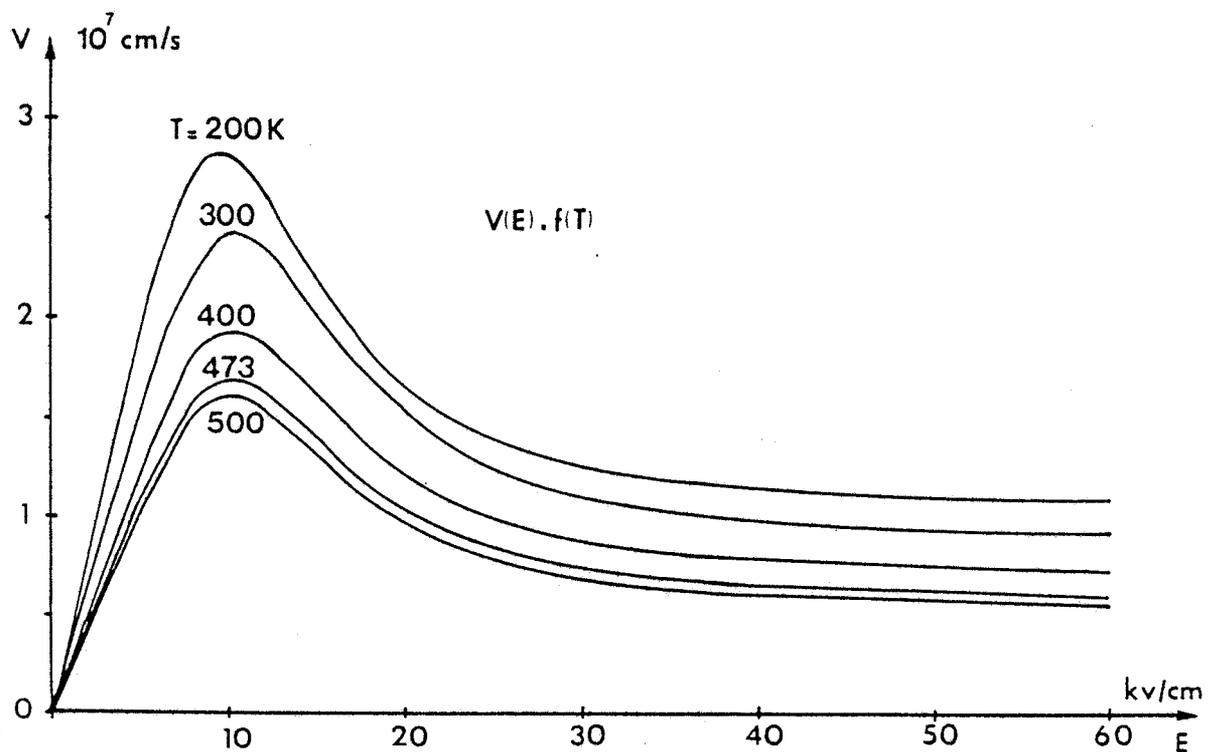


FIG. 5

Evolution de la vitesse des porteurs $v(E)$ de l'Inp en fonction du champ électrique pour différentes températures

T K	μ_0 cm ² /V.s	E_0 KV/cm	V_{ns} 10 ⁷ cm/s
200	4000	11	1.07
300	3150	12	0.9
400	2500	12	0.72
473	2200	12	0.6
500	2100	12	0.55



TABLEAU 3

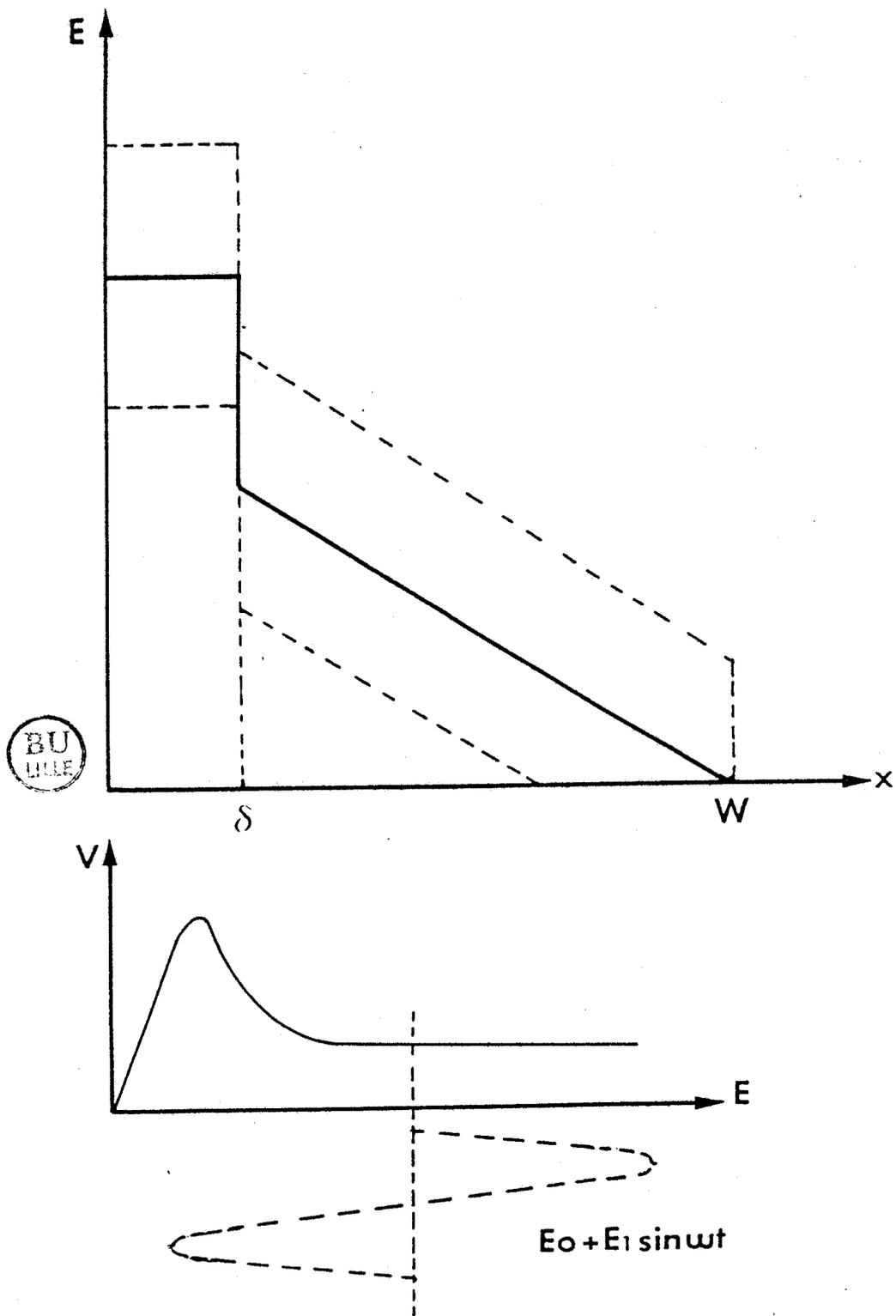


FIG. 6

Influence de l'amplitude du champ électrique sur la vitesse des porteurs

dans la zone de transit. En effet, nous avons représenté sur la figure (6) la carte de champ d'une structure ATT ; nous voyons qu'en présence d'un signal hyperfréquence, le champ électrique varie dans ce type de structure dite "juste confinée au repos", de façon à faire parcourir aux porteurs toute la caractéristique $V(E)$. Dans le cas de l'InP pour les faibles valeurs de champ électrique, la valeur de la vitesse des porteurs pourra être importante et ainsi provoquer l'exaltation du courant induit dans la zone de transit.

Par contre, dans la zone d'avalanche, où nous utilisons le GaInAs (ou GaInAsP), les porteurs se déplacent toujours à leur vitesse de saturation. En effet, le champ électrique dans cette zone est de loin toujours supérieur au champ critique qui correspond à la vitesse maximale de la caractéristique $V(E)$.

Il convient également de remarquer à ce niveau, l'intérêt particulier des deux matériaux aux fréquences supérieures à 100 GHz. D'autres études ont montré [8] que le temps de relaxation de l'énergie τ_E pouvait amener un déphasage supplémentaire dans la zone d'avalanche et ainsi augmenter le rendement. Pour cela, il faut que le paramètre τ_E soit le plus grand possible afin que le déphasage $\omega\tau_E$ résultant le soit aussi, ce qui est le cas du matériau GaInAs. Par contre, dans la zone de transit, un temps de relaxation de l'énergie faible est favorable afin de pouvoir bénéficier de la partie de la caractéristique ($V(E)$) qui présente une mobilité différentielle négative. Dans cette optique l'InP possède un τ_E plus favorable que celui des autres matériaux. L'association des matériaux GaInAs s'avère donc être un choix judicieux pour une utilisation dans une large gamme de fréquences dans les dispositifs IMPATT.

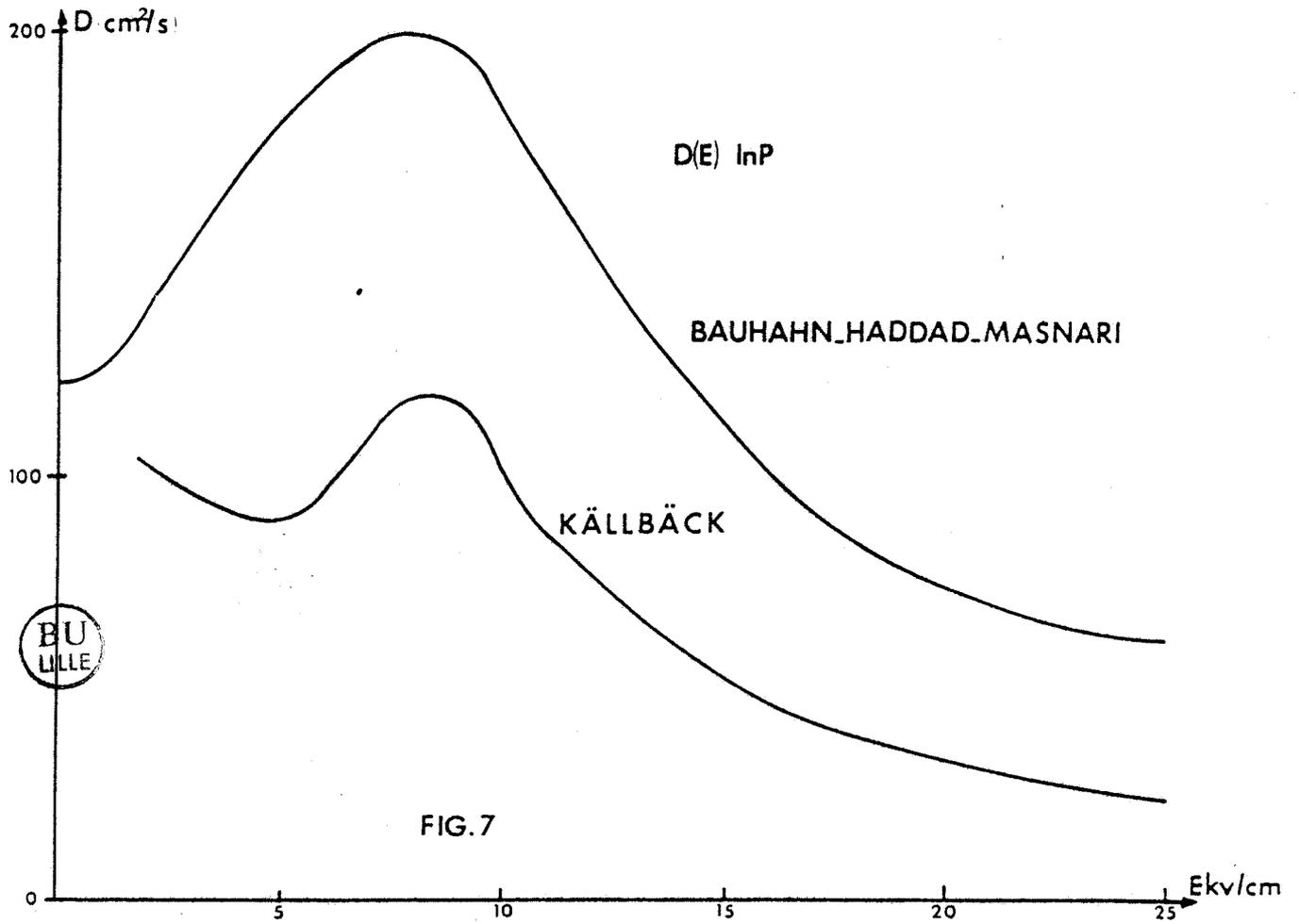


FIG. 7

FIG. 7

Evolution du coefficient de diffusion $D(E)$ en fonction
du champ électrique

1.3.3. Coefficients de diffusion D(E)

Il est nécessaire de tenir compte du phénomène de diffusion notamment dans la zone de transit. C'est en effet dans cette zone que le paquet de porteurs, générés dans la zone d'émission, va transiter sous l'effet du champ électrique à la vitesse $V(E)$. Dans l'évolution des caractéristiques $D(E)$ qui sont représentées sur la figure (7), on peut constater une relative dispersion suivant les auteurs [9] [10]. Ceci a entraîné quelques difficultés pour utiliser une forme analytique simple $D(E)$ pour le matériau InP. Nous avons choisi une caractéristique du même type que celle utilisée sous l'AsGa :

$$D(E) = \frac{D_0 + D_{ns} \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}$$



$$D_0 = \mu_n \frac{kT}{q}$$

$$D_{ns} = 20$$

1.3.4. Détermination de la hauteur de bande interdite (gap)

La connaissance de la bande interdite et de l'affinité électronique des matériaux utilisés est nécessaire pour étudier le comportement des hétérojonctions.

La valeur du gap de l'InP ne pose pas de problème ; il s'agit d'un matériau de composition diatomique où la concentration d'Indium égale celle du Phosphore. La valeur que nous avons prise pour notre étude est de 1,34 eV à 0 K, ce qui, compte tenu du coefficient d'expansion en température $\sigma = 1,67 \cdot 10^{-4}$ eV/K, nous donne l'expression suivante :

$$E_g(T) = E_g(0) - \sigma x T$$

pour $T = 293$ K $E_g = 1,28$ eV

Par contre, pour un matériau ternaire du type $Ga_x In_{1-x} As$, la détermination du gap dépend de la composition du Gallium et d'Indium. Beaucoup d'auteurs ont déterminé une loi d'évolution analytique et fonction de x , paramètre déterminant de ce composé. Nous avons résumé ci-dessous les quelques relations explicitant l'évolution $E_g(x)$:

$$E_g = 0,53 x^2 + 0,56 x + 0,34 \quad [11] \quad E_g = 0,72 \text{ eV}$$

$$E_g = 0,436 x^2 + 0,629 x + 0,36 \quad [12] \quad E_g = 0,75 \text{ eV}$$

$$E_g = 0,54 x^2 + 0,534 x + 0,35 \quad [13] \quad E_g = 0,72 \text{ eV} \quad (\text{pour } x = 0,47)$$

$$E_g = 0,46 x^2 + 0,61 x + 0,35 \quad [14] \quad E_g = 0,74 \text{ eV}$$

$$E_g = 0,48 x^2 + 0,61 x + 0,42 \quad [15] \quad E_g = 0,81 \text{ eV}$$

$$E_g = 0,565 x^2 + 0,505 x + 0,36 \quad [16] \quad E_g = 0,72 \text{ eV}$$

Toutefois, l'évolution de ces courbes est similaire pour $0 < x < 1$. Dans nos calculs nous avons utilisé la loi qui donne un gap de 0,72 eV à la température de 293 K. Cette valeur a été utilisée par beaucoup d'auteurs avec un coefficient d'expansion en température correspondant qui est $\sigma = 3,1 \cdot 10^{-4}$ eV/K [17].

1.3.5. Affinité électronique

Une autre caractéristique importante des matériaux est l'affinité électronique. Rappelons que c'est l'énergie nécessaire pour extraire un électron de la bande de conduction et l'amener au niveau du vide, qui est le niveau de référence des énergies dans le diagramme de bandes. La connaissance de cette énergie est une caractéristique importante, comme nous le verrons par la suite, pour l'étude détaillée du diagramme des bandes des hétérostructures.

Dans le cas des matériaux à structure monoatomique (Si, Ge) ou diatomique (AsGa, InP), l'affinité électronique est une constante. Par contre, pour les matériaux ternaires ou quaternaires ($\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}$, $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y$), l'affinité sera une fonction des fractions molaires de chaque composé ; aussi il s'avère nécessaire d'évaluer une loi reliant ces grandeurs. Plusieurs déterminations semi-empiriques ont été effectuées. Nous donnons dans la suite celles que nous avons utilisées.

- a) On tient compte des affinités des matériaux GaAs et InAs par une approximation linéaire [19] :

$$\begin{aligned} \text{soit } \chi_{\text{GaAs}} &= 4,07 \text{ eV} & \chi_{\text{InAs}} &= 4,9 \text{ eV} \\ \chi_{\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}} &= 4,07 + (4,9 - 4,07) x \\ & \text{pour } x = 0,47 \\ \chi_{\text{GaInAs}} &= 4,46 \text{ eV} \end{aligned}$$

- b) On tient compte de l'évolution de la bande interdite [19] en fonction de la composition :

BU
LILLE

	InP	GaInAs	GaInAsP
$E_g(0)$ (eV)	1.43	0.82	1.06
σ (eV/K)	$4.55 \cdot 10^{-4}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
$E_g(293)$ (eV)	1.29	0.73	1
m_e^*/m_0	0.07	0.041	0.043
m_i^*/m_0	0.4	0.45	0.4
χ (eV)	4.38	4.61	4.58
E_r	12.1	12	12
n_i (cm^{-3}) (300K)	$2.56 \cdot 10^7$	$9.9 \cdot 10^{11}$	$4.85 \cdot 10^9$

Tableau 4

$$\Delta\chi = \chi_{\text{GaInAs}} - \chi_{\text{GaAs}} = 0,77 (E_{g\text{GaAs}} - E_{g\text{GaInAs}})$$

soit en tenant compte de l'évolution de $E_{g\text{GaInAs}}$

$$E_{gT} = 0,54 x^2 + 0,534 x + 0,35$$

$$x = 0,47$$

$$\chi_{\text{GaInAs}} = 4,61 \text{ eV}$$

Pour l'InP, nous avons

$$\chi_{\text{InP}} = 4,38 \text{ eV}$$

Nous avons rappelé dans ce paragraphe, l'ensemble des paramètres physiques nécessaires à l'étude d'une hétérostructure IMPATT GaInAs/InP. Nous résumons dans le tableau 4 l'ensemble des valeurs que nous avons utilisées où nous précisons également les valeurs du matériau quaternaire $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_y \text{P}_{1-y}$ avec $y \neq 0,5$ qui constitue un des multiples composés possibles.

Compte tenu des paramètres ainsi définis, nous sommes en mesure de définir dans un premier temps, une des principales caractéristiques d'un dispositif à hétérojonction, c'est-à-dire son diagramme de bandes d'énergies.

I.4. DIAGRAMME DE BANDES D'UNE HETEROJONCTION

L'analyse de ce type de structure a été réalisée pour la première fois par ANDERSON (1960) pour une hétérojonction anisotype, et cela de façon quantitative. On caractérise d'abord les niveaux d'énergie dans chaque matériau semi-conducteur à l'équilibre (fig. ⑧).

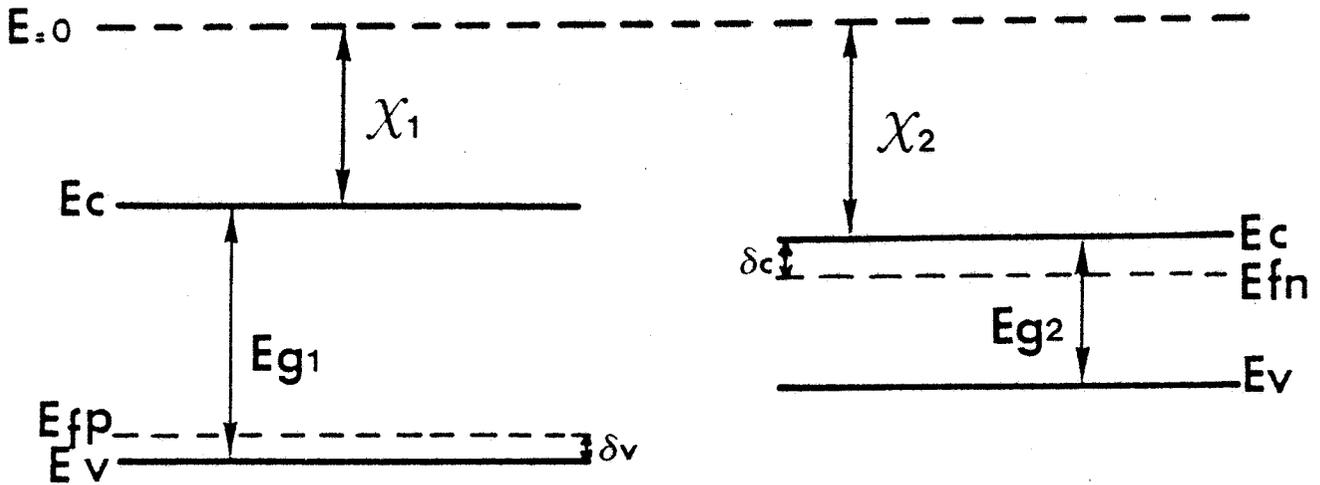


FIG. 8



Diagramme des bandes d'énergie pour les matériaux avant formation de la jonction

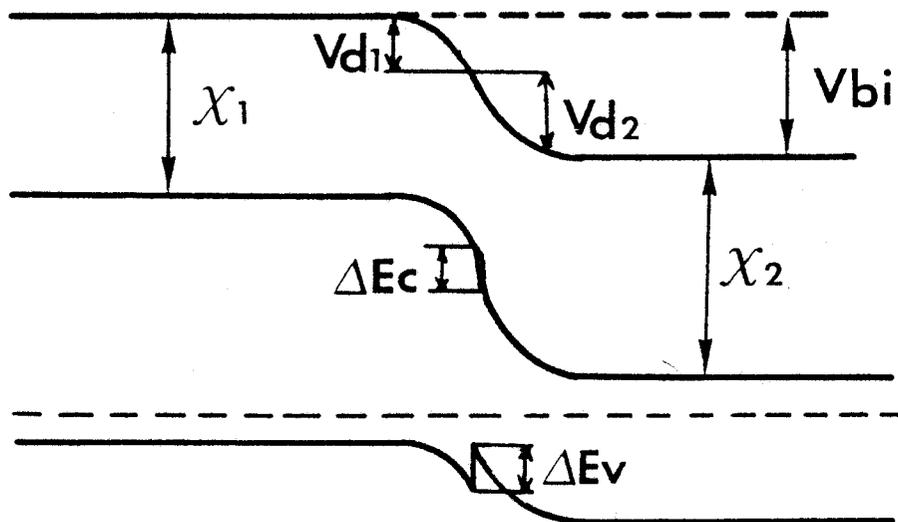


FIG. 9

Diagramme de bandes d'une hétérojonction après formation de la jonction

Pour construire le diagramme, Anderson a repris les principales hypothèses de Schockley relatives à une homojonction :

- continuité du niveau de référence (niveau du vide)
- alignement des niveaux de Fermi extrinsèques des semi-conducteurs caractérisant la jonction PN.

Examinons par la pensée les niveaux d'énergie de chaque matériau après création de la jonction, en supposant que les niveaux de références sont alignés. Il apparaît des discontinuités des bandes de conduction (ΔE_c et de valence ΔE_v) comme il est indiqué sur la figure (9).

Mais les niveaux de Fermi étant alignés à l'équilibre thermodynamique, il existe une zone de déplétion et des courbures des bandes d'énergie dans chaque partie de la jonction, correspondant aux potentiels partiels dans chaque partie de la zone déplétée (Fig. 9). La somme de ces deux potentiels partiels est la tension de diffusion :

$$V_b = V_{d1} + V_{d2} \text{ à l'équilibre}$$

La conservation des hauteurs de bandes interdites et de l'affinité électronique entraîne une discontinuité des niveaux d'énergie à l'interface de la jonction PN, supposée abrupte pour simplifier l'étude. Nous pouvons déduire les relations :

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= \chi_2 - \chi_1 \\ \Delta E_v &= E_{g2} - E_{g1} - \chi_2 + \chi_1 = \Delta E_g - \Delta \chi \end{aligned}$$

relations qui sont indépendantes des dopages car elles dépendent uniquement des affinités électroniques et des gaps. Pour décrire complètement le dispositif, il faut tenir compte de la différence entre les permittivités de chaque matériau. La continuité du vecteur déplacement électrique à la transition implique que la relation suivante soit satisfaite :

$$\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$$

E_1 et E_2 sont les champs électriques à la jonction dans les matériaux 1 et 2 respectivement. Cela veut dire que nous obtiendrons une discontinuité du champ électrique au passage des semi-conducteurs. Cette différence étant proportionnelle au rapport des permittivités, elle ne sera pas d'amplitude notable pour les matériaux qui font l'objet de notre étude.

Les longueurs de zone désertée dans chaque semi-conducteur sont déterminées par application de l'équation de Poisson :

$$\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon_i}$$

i = indice du matériau considéré.

$$\rho = q(N_A - N_D - n + p)$$

D'où on tire :

$$X_n = \left[\frac{2 N_{D2} \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot (V_{bi} - V_a)}{q N_{A1} (\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2})} \right]^{1/2}$$

$$X_p = \left[\frac{2 N_{A1} \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot (V_{bi} - V_a)}{q N_{D2} (\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2})} \right]^{1/2}$$

finalement W la longueur de la zone déplétée :

$$W = \left[\frac{2 \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot (N_{A1} + N_{D2})^2 (V_{bi} - V_a)}{q N_{A1} \cdot N_{D2} (\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2})} \right]^{1/2} \text{ (BU LILLE)}$$

V_a = tension extérieure appliquée à la diode

V_{bi} = tension de diffusion (built in)

N_{A1} = concentration d'accepteurs dans la région 1

N_{D2} = concentration en donneurs dans la région 2

Soient V_1 et V_2 , les fractions du potentiel extérieur appliqué correspondant à chaque région de la jonction PN :

$$V_a = V_1 + V_2$$

en tenant compte de la conservation de la charge $Q_p = Q_n$, il vient l'expression :

$$\frac{V_{d1} - V_1}{V_{d2} - V_2} = \frac{\epsilon_2 N_{A2}}{\epsilon_1 N_{D1}}$$

On peut alors déduire la capacité de transition par unité de surface de la même manière que dans le cas de l'homojonction :

$$\frac{C}{S} = \left[\frac{q \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot N_{A1} \cdot N_{D2}}{2(\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2})(V_{bi} - V_a)} \right]^{1/2}$$

S : section plane de la jonction

Nous venons donc de définir les caractéristiques de la zone désertée d'une hétérojonction en tenant compte de la nature différente des matériaux suivant les hypothèses d'Anderson. Nous avons fait l'hypothèse d'une jonction abrupte, ce qui traduit en terme de technologie, laisse supposer une transition abrupte lors du passage d'un matériau à l'autre. Compte tenu des progrès des technologies employées pour la réalisation des couches, cette hypothèse s'avère être relativement réaliste. Il est en effet possible à l'heure actuelle, d'avoir un contrôle quasi-rigoureux des plans de transitions des matériaux sur des longueurs de quelques dizaines d'Angstroëms.

Nous avons dans cette première partie, traité le cas d'une hétérojonction PN qui est dite anisotype (2 types de dopants différents). Nous avons vu que le traitement analytique de cette hétérojonction est

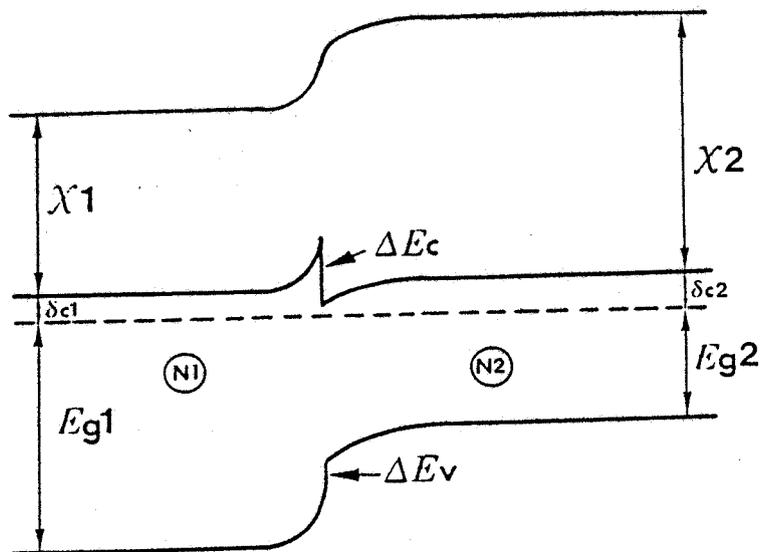


FIG. 10

Diagramme de bandes d'une hétérojonction isotype

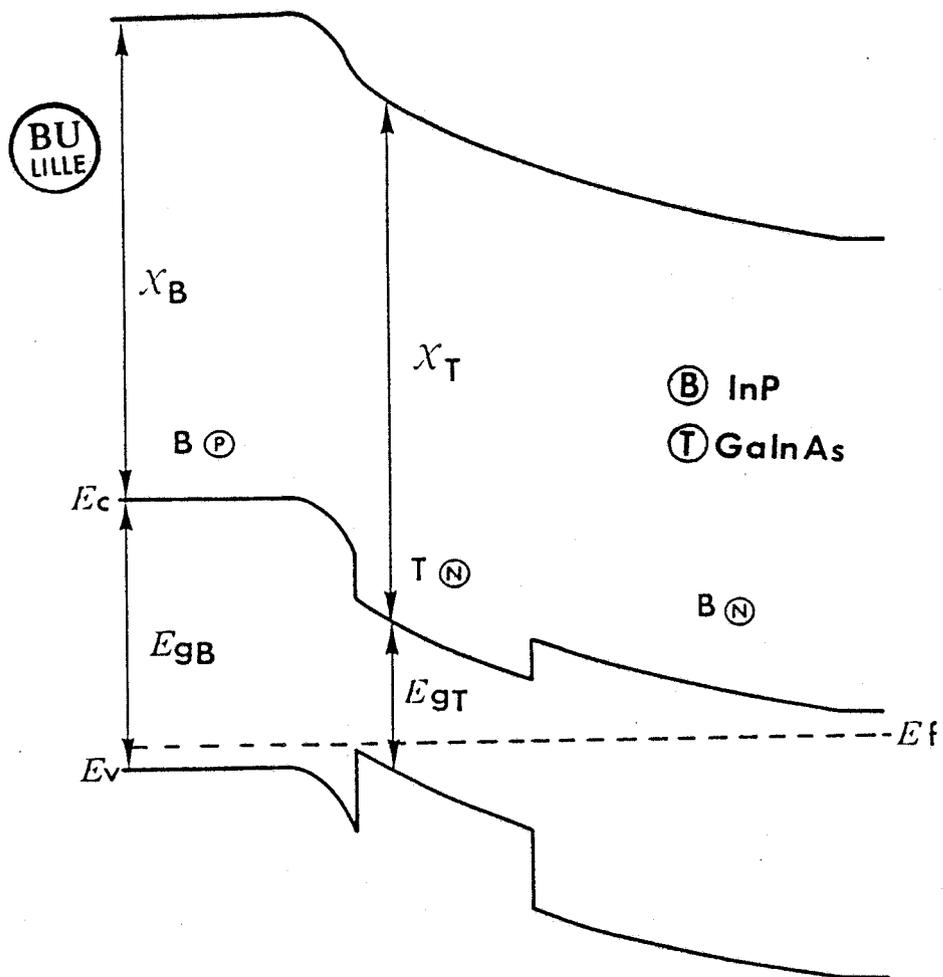


FIG. 11

Diagramme de bande de l'hétérostructure IMPATT GaInAs/InP

identique à celui des homojonctions PN. Cependant, la structure IMPATT définie précédemment (Fig. 2) fait apparaître un autre type d'hétérostructure qui est dite isotype (dopants du même type), au niveau de l'interface zone d'avalanche - zone de transit. Le diagramme de bandes correspondant qui se traite de la même manière est donnée sur la figure (10) et celui d'une des réalisations possible du dispositif qui tient compte des deux types d'hétérostructures est représenté sur la figure (11).

Nous étudierons dans le chapitre suivant les particularités mises en évidence pour de tels dispositifs. On peut cependant noter l'interdépendance des hétérojonctions séparées uniquement par la longueur δ de la zone d'avalanche.

Nous venons de définir, dans cette première partie, les principaux paramètres des zones d'avalanche et de transit. Il est maintenant possible d'évaluer les performances hyperfréquences dans le cas d'une structure IMPATT idéale. Pour cela, nous allons définir dans un premier temps, le modèle numérique dynamique que nous avons utilisé.

1.5. MODELISATION THEORIQUE

Au laboratoire, les diodes IMPATT ont été l'objet, depuis plusieurs années, d'études approfondies sur des homostructures. Les résultats théoriques obtenus ont permis de très bonnes approches des valeurs effectivement obtenues par l'expérimentation [1] [6]. C'est à partir des modèles réalisés pour des structures Si ou GaAs que nous avons élaboré celui utilisé pour traiter l'hétérostructure IMPATT qui, rappelons-le, possède une zone d'avalanche localisée, et une zone de transit composée de matériaux de nature différente.

* Modèle utilisé - aspect général

Le modèle numérique utilisé est un modèle unidimensionnel dans lequel la zone d'avalanche et la zone de transit sont traitées séparément [1]. Alors que dans le cas général, il faut tenir compte des effets de transit dans la zone d'avalanche et de l'ionisation dans la zone de transit, ici, du fait de la différence des taux d'ionisation, ce modèle est beaucoup plus justifié.

Etude de la zone d'avalanche

La zone d'avalanche peut être traitée à partir des équations de Lee ou Read [20]. Dans notre étude, dans le but de simplifier et de réduire les temps calculs, nous avons essentiellement utilisé la résolution de l'équation de Read [1] avec $\alpha_n = \alpha_p$, ce qui, à priori, paraît justifié pour le matériau GaInAs où les valeurs α_n et α_p sont très voisines.

L'équation de Read est alors la suivante :

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

- où - τ_i : temps de montée intrinsèque de l'avalanche
 - δ : longueur de la zone d'avalanche
 - $I_s(t)$: courant inverse de saturation
 - $E_a(t) = E_0 + E_1 \sin(\omega t + \varphi)$: champ électrique de pulsation centré sur le champ statique E_0 . Cette valeur $E_a(t)$ constitue la grandeur d'entrée pour la résolution de l'équation.

- $I_{ca}(t)$: représente les courants de conduction et de diffusion. Ce courant ainsi que le courant de déplacement sont des valeurs déduites de la procédure numérique. Elles constituent les grandeurs de sortie.

Rappelons que cette équation est résolue numériquement après sa mise sous la forme d'une équation aux différences finies, que nous ne détaillerons pas ici car elle a déjà fait l'objet d'un travail très complet sur les diodes IMPATT [1].

* Etude de la zone de transit

Connaissant l'évolution de $I_{ca}(t)$ et $E_a(t)$ au niveau de la zone de transit, le traitement de cette zone est effectué à partir de la résolution des équations fondamentales de l'électrocinétique.

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = -\frac{q}{\epsilon} (Nd(x) - n(x,t)) \quad (2) \text{ Equation de POISSON}$$

$$J_T(t) = J_n(x,t) + \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (3) \text{ Conservation de la densité de courant total}$$

$J_n(x,t)$: densité de courant de conduction et diffusion

$\epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}$: densité de courant de déplacement

Par élimination de $n(x,t)$ et $J_n(x,t)$, on obtient l'expression :

$$J_T(t) = qV(E(x,t)) \left[Nd(x) + \frac{\epsilon \partial E(x,t)}{\partial x} \right] - qD(E(x,t)) \left[\frac{\partial Nd(x)}{\partial x} + \frac{\epsilon}{q} \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} \right] + \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (4)$$

Cette équation est mise sous la forme d'une équation aux différences finies qui est résolue par la méthode du double balayage (méthode du Cholewski) [1]. Ce modèle tient compte du phénomène de diffusion du paquet de porteurs dans la zone de transit et de la forme réelle de la caractéristique $V(E)$. On ne fait, d'autre part, aucune approximation sur le caractère non stationnaire de $V(E)$ qui ne se manifeste dans l'InP qu'au-delà de 100 GHz. A partir de ces données, le modèle permet de déterminer à chaque instant :

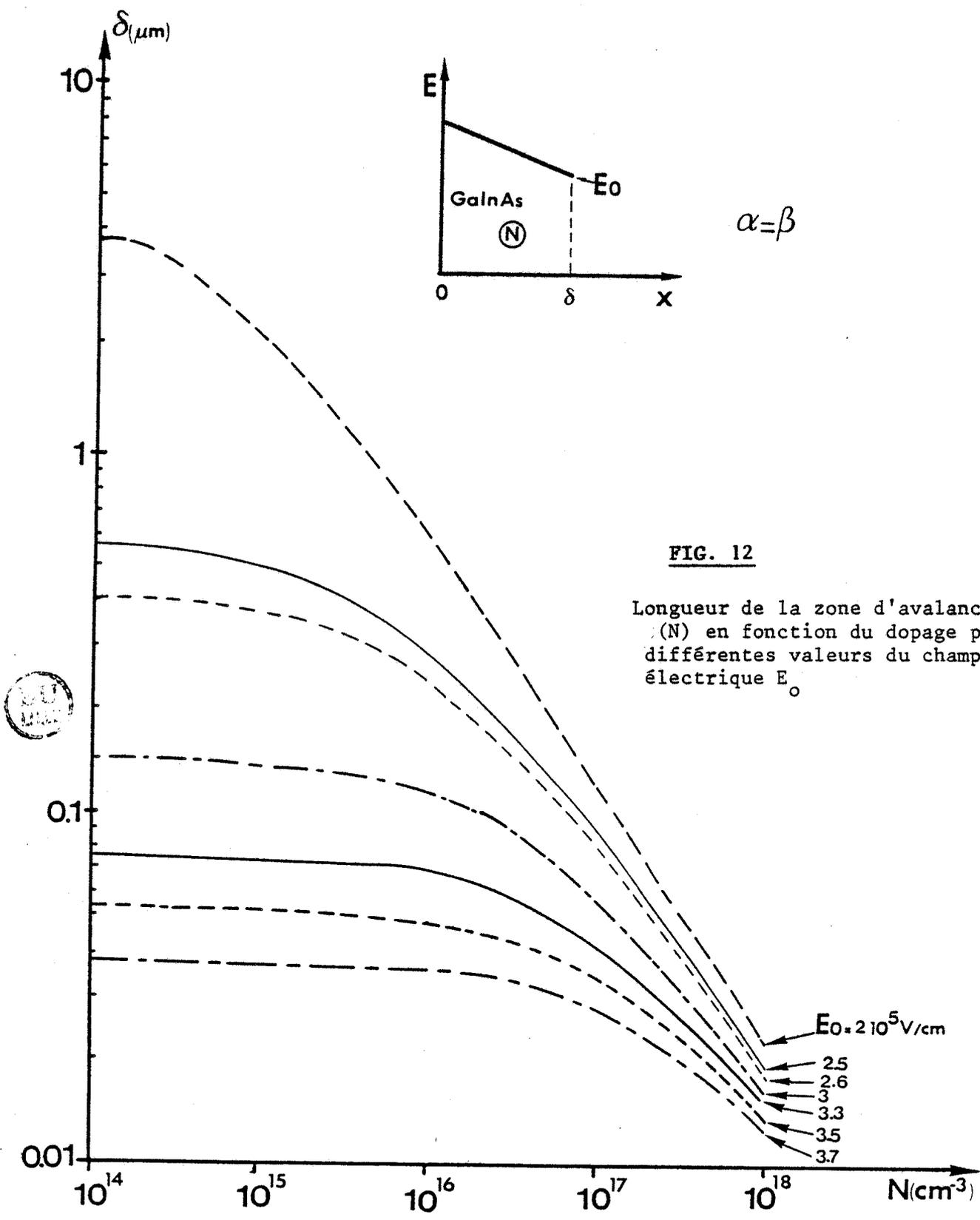
- la carte du champ électrique
- la répartition des porteurs
- la tension $V(t)$ aux bornes de la diode.

Après transformation de Fourier sur les courant et tension, nous pouvons déduire pour chaque fréquence, la puissance, le rendement et l'impédance présentés par la diode.

Détermination de la longueur de la zone d'avalanche

Dans le cas des homostructures, il faut dans un premier temps déterminer la longueur δ de la zone d'avalanche afin de résoudre l'équation de Read. Cette détermination est effectuée à l'aide de la caractéristique $I(v)$ statique à partir de laquelle on accède à la résistance de charge d'espace dont l'expression est donné par :

$$R_C = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon V} = \left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1} \quad (5)$$



Connaissant les différentes valeurs W , ϵ , V_s , il est aisé d'avoir la longueur δ de la zone d'avalanche, telle qu'elle puisse garantir la tension continue V_a dans cette région la plus faible possible.

D'autre part, le critère de départ qui nous a guidé vers le choix de l'hétérostructure, peut nous permettre la détermination de la longueur de la zone d'avalanche de manière plus simple. En effet, nous avons déjà montré que la forte ionisation du GaInAs pouvait permettre de considérer que la multiplication des porteurs n'était effective que dans ce matériau. Ainsi, connaissant le dopage de GaInAs et le champ électrique E_0 à l'abscisse δ , il suffit de réaliser la condition d'avalanche :

$$\int_0^{\delta} \alpha(E) dx = 1$$

Nous représentons sur la figure (12) l'évolution $\delta(N)$ pour différentes valeurs du champ électrique E_0 .

D'autre part, afin d'assurer la continuité du champ électrique à l'hétérojonction, nous avons choisi $\epsilon_{r\text{GaInAs}} = \epsilon_{r\text{InP}} = 12$, cette valeur étant parfaitement justifiée pour les matériaux utilisés.

Nous allons dans la suite de ce travail établir les premiers résultats hyperfréquences pour une structure optimale bande X.

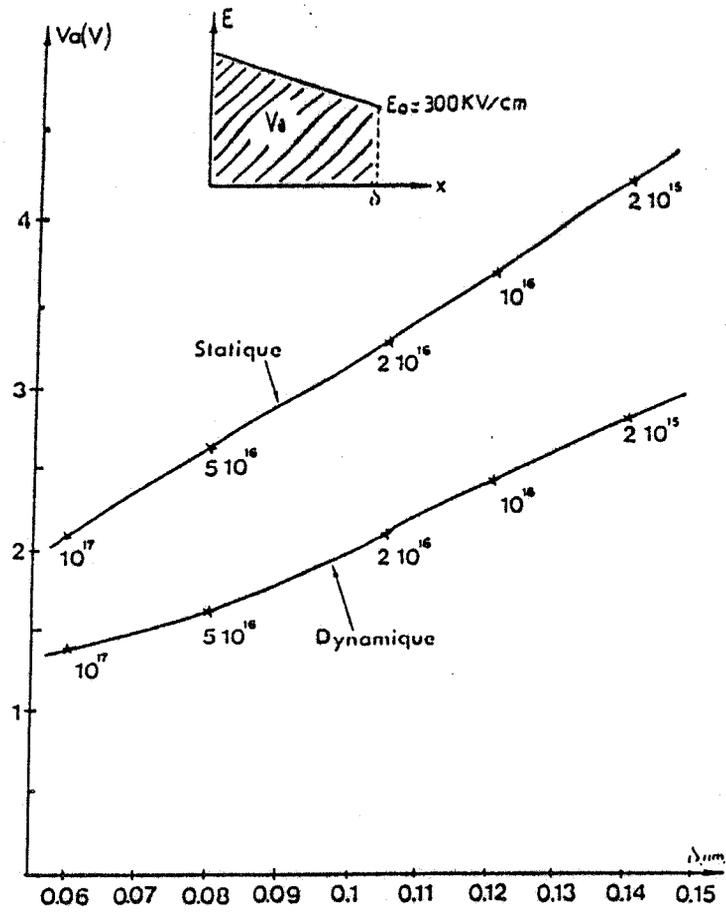


FIG. 13

Evolution de la tension continue dans la zone d'avalanche en région statique et en dynamique

	Diode AsGa	hétérojonction GaInAs/InP
F (GHz)	10	10
I_{dc} (mA)	125	125
S (cm^2)	10^{-4}	10^{-4}
δ (μm)	0,2	0,12
W (μm)	3,5	4,5
N_{dt} (cm^{-3})	$5 \cdot 10^{15}$	$2,9 \cdot 10^{15}$
V_0 (V)	40	73
m (%)	75	85
P_{HF} (mW)	1800	3900
η (%)	35	45
R_D (Ω)	-8,8	-9,5
X_D (Ω)	-43	-70

TABLEAU 5

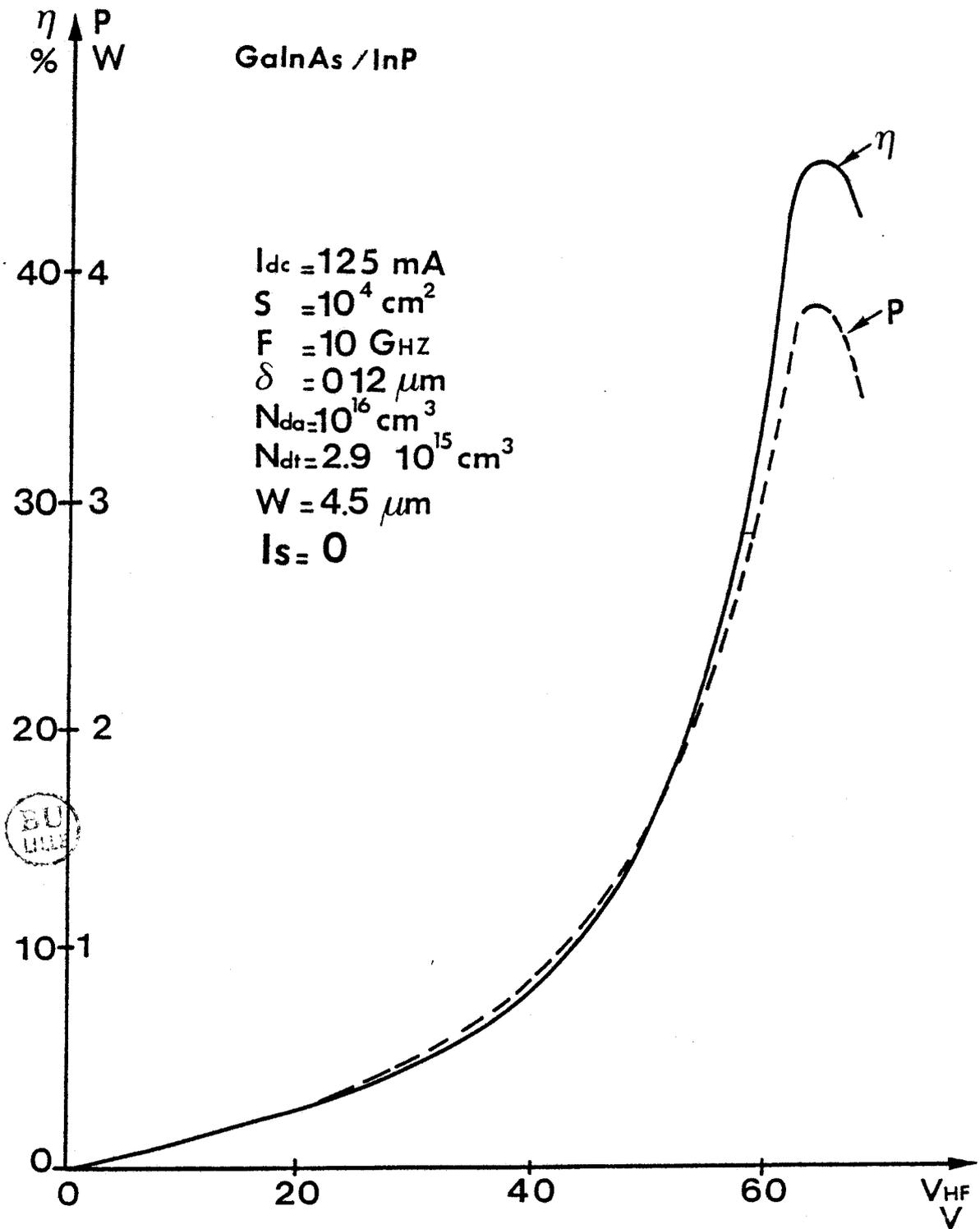
I.6. PREDICTION DES PERFORMANCES DANS LE CAS IDEAL

PUISSANCE - RENDEMENT - IMPEDANCE

Dans cette première approche des performances potentielles, nous allons faire l'étude dans le cas idéal où le courant de saturation est négligeable, c'est-à-dire d'une injection de type IMPATT pure, en tenant compte uniquement des différents paramètres de matériaux caractéristiques de chaque zone.

Le taux d'ionisation très élevé du GaInAs permet d'obtenir des tensions très faibles dans la zone d'avalanche, comme on peut le constater sur la figure (13) où nous avons représenté la tension continue dans cette zone en régime statique et en régime dynamique. En statique, nous obtenons cette tension pour une valeur raisonnable du champ électrique E_0 , nous avons choisi $E_0 = 300$ kV/cm, les triplets ainsi définis E_0 , δ , N garantissant la condition d'avalanche. De plus, en régime d'oscillation, on peut constater une baisse importante, de la valeur de cette tension, due à l'effet de redressement important caractéristique du matériau GaInAs (lié à l'importance de la dérivée seconde du taux d'ionisation).

Pour des valeurs usuelles du dopage, la tension d'avalanche reste inférieure à 3V, à comparer avec une tension de 10 V pour les diodes AsGa. Une simulation numérique en régime dynamique nous a permis de définir une structure optimale liée uniquement au comportement du GaInAs et de l'InP dans les deux zones. Nous avons effectué cette simulation à 10 GHz et résumons la valeur des différents paramètres dans le tableau (5) que nous avons comparé à ceux d'une diode AsGa, optimale à cette fréquence.



Evolution des rendement et puissance de l'hétérostructure IMPATT
GaInAs/InP dans le cas idéal où on néglige le courant inverse

Une telle structure permettrait d'obtenir un rendement de l'ordre de 45 % en bande X (fig. (14)). Ce rendement est à comparer avec celui des diodes AsGa qui, pour le même type de modèle, a donné une valeur de 35 % qui est en accord avec l'expérience. Signalons que le dopage de la zone d'avalanche GaInAs peut être diminué, il en résultera alors une augmentation raisonnable de l'épaisseur de cette zone, et de la tension continue.

D'autre part, le dopage de la zone de transit semble également critique comme le montre la figure (15) où nous avons représenté l'évolution du rendement et la puissance en fonction de ce dopage. Il semble qu'une valeur de l'ordre de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ soit optimale pour la structure proposée. Sur la figure (16), nous avons représenté l'évolution de la résistance et de la réactance en fonction de la tension. L'exaltation de la résistance s'explique par le fait qu'en régime optimal de fonctionnement la diode est juste confinée et donc par suite, le champ électrique présente des valeurs de l'ordre du champ critique pour lequel la vitesse du paquet de porteurs dans la zone de transit est voisine de la vitesse pic, bien supérieure à la vitesse de saturation à laquelle évoluent les porteurs dans la zone de transit durant une grande partie de la période du signal. Le niveau maximum de la résistance présenté par l'hétérostructure est dans ce cas supérieur à celui d'une diode AsGa dans les mêmes conditions de fonctionnement en bande X.

* Comparaison avec la structure GaInAsP/InP

Nous avons représenté sur la figure (17), l'évolution des rendements et puissance d'une structure IMPATT GaInAsP/InP dont les paramètres sont résumés sur la figure, cela toujours dans le cas idéal ($I_s=0$)

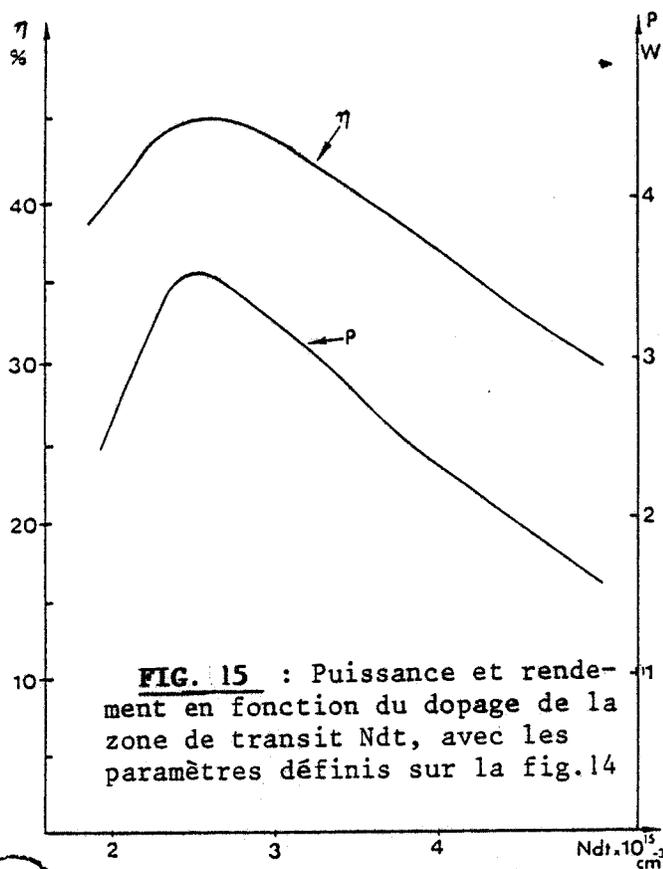


FIG. 15 : Puissance et rendement en fonction du dopage de la zone de transit N_{dt} , avec les paramètres définis sur la fig.14

BU
LILLE

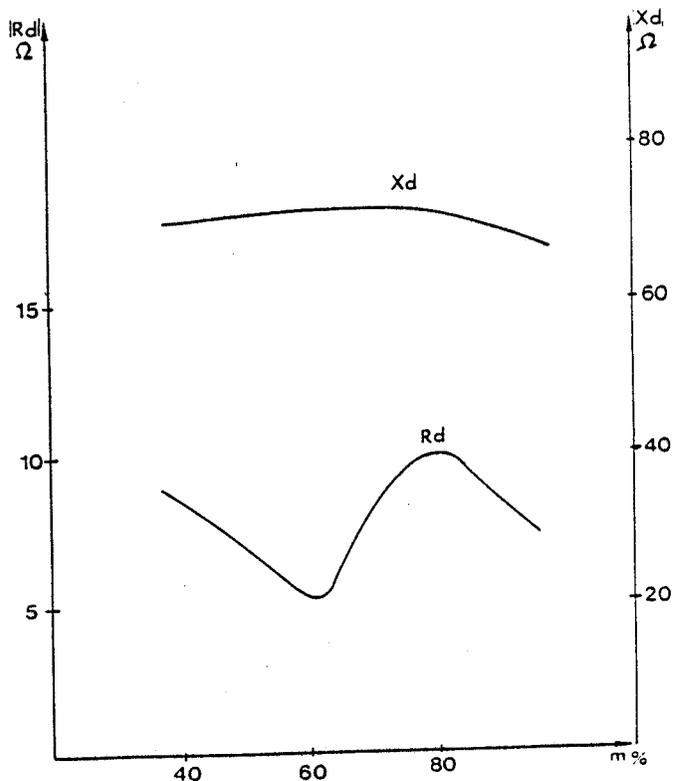


FIG. 16

Evolution des parties réelle et imaginaire de l'impédance présentée par la diode.

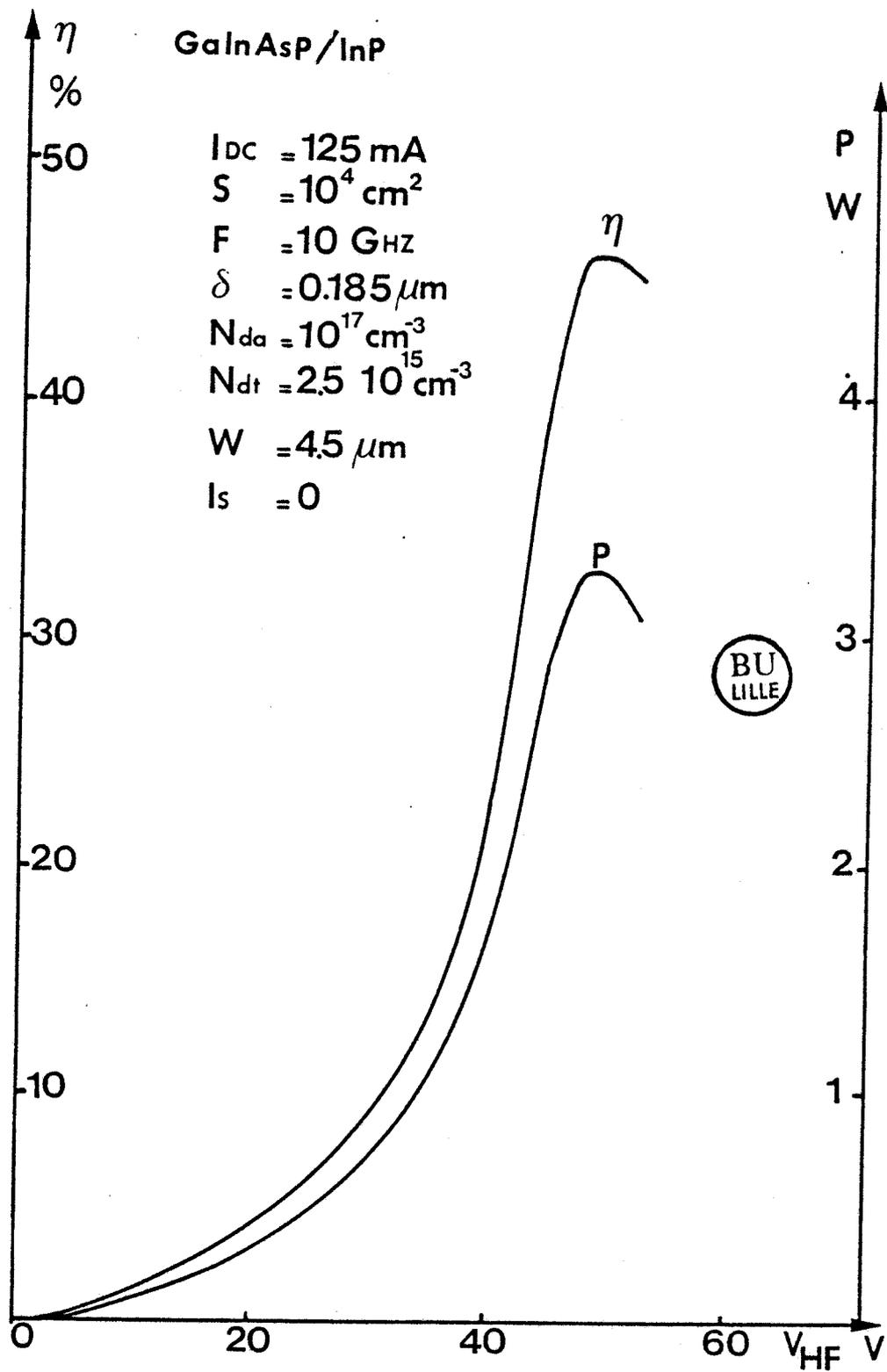


FIG. 17

Evolution du rendement et de la puissance hyperfréquence d'une hétérostructure IMPATT GaInAs/InP dans le cas idéal

Nous constatons que l'on peut obtenir un rendement du même ordre de grandeur qu'avec le GaInAs bien que l'ionisation des porteurs y soit moins favorable. Cela laisse supposer que l'on peut également employer le matériau quaternaire en vue d'obtenir des hauts rendements, toutefois il ne présente pas d'avantage significatif dans le cas idéal par rapport au ternaire GaInAs.

CONCLUSION

L'étude que nous venons de développer considère un cas idéal, toutefois, dans l'ensemble des travaux antérieurs sur les dispositifs IMPATT, il a été montré, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, qu'une limitation importante pour l'obtention de hauts rendements était l'existence d'un courant inverse qui réduit considérablement les performances, ce qui est notamment le cas lorsque le matériau est à faible hauteur de bande interdite.

Une analyse de ce courant et de son influence sur les performances potentielles s'avère donc nécessaire. D'autre part, il nous est apparu intéressant d'étudier différentes solutions possibles pour la réalisation de l'hétérostructure IMPATT, celle-ci pouvant être envisagée en considérant plusieurs solutions :

- La première qui apparaît comme étant la plus naturelle et la plus simple, est la structure GaInAs-P⁺/GaInAs-N/InP-N car elle ne possède qu'une seule hétérojonction. Toutefois cette solution présente l'inconvénient de posséder une jonction P⁺N en GaInAs, matériau à faible hauteur de bande interdite, ce qui favorise le courant tunnel.

- Pour éviter la jonction P^+N dans le semi-conducteur à faible bande interdite, il peut apparaître intéressant de remplacer le $GaInAs-P^+$ par l' $InP-P^+$, ce qui a pour conséquence l'existence d'une hétérojonction anisotype $InP-P^+/GaInAs-N$
- Une troisième solution consiste à créer une jonction P^+N en InP juxtaposée au $GaInAs-N$, moyen qui a été utilisé dans des dispositifs similaires, notamment les photodiodes à avalanche.

L'étude détaillée des performances de ces différentes variantes de l'hétérostructure IMPATT nécessite une bonne compréhension de l'influence des hétérojonctions et des mécanismes d'injection qui sont liés à chaque structure afin d'établir celle qui est la mieux adaptée.

CHAPITRE II

EFFETS PHYSIQUES PARTICULIERS LIÉS AUX HÉTÉROJONCTIONS

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que les performances potentielles d'une hétérostructure IMPATT GaInAs/InP pouvaient être particulièrement intéressantes dans le cas d'une structure idéale. Cependant, des phénomènes particuliers propres aux hétérojonctions et aux matériaux utilisés doivent être pris en compte afin de réaliser une modélisation réaliste.

Nous avons déjà mis en évidence les particularités liées à la structure de bandes d'une hétérojonction qui fait notamment apparaître des discontinuités des bandes de conduction et de valence, au niveau de l'interface. Dans ce chapitre nous nous proposons d'étudier l'influence de la présence des hétérojonctions sur le fonctionnement de la structure. D'autre part, les matériaux utilisés entraînent l'existence de courants parasites importants qui peuvent être la cause de limitations des performances ; aussi, nous nous proposons de les étudier en détail et de déterminer les modifications qu'il faut éventuellement envisager pour établir une structure susceptible de fournir des performances intéressantes.

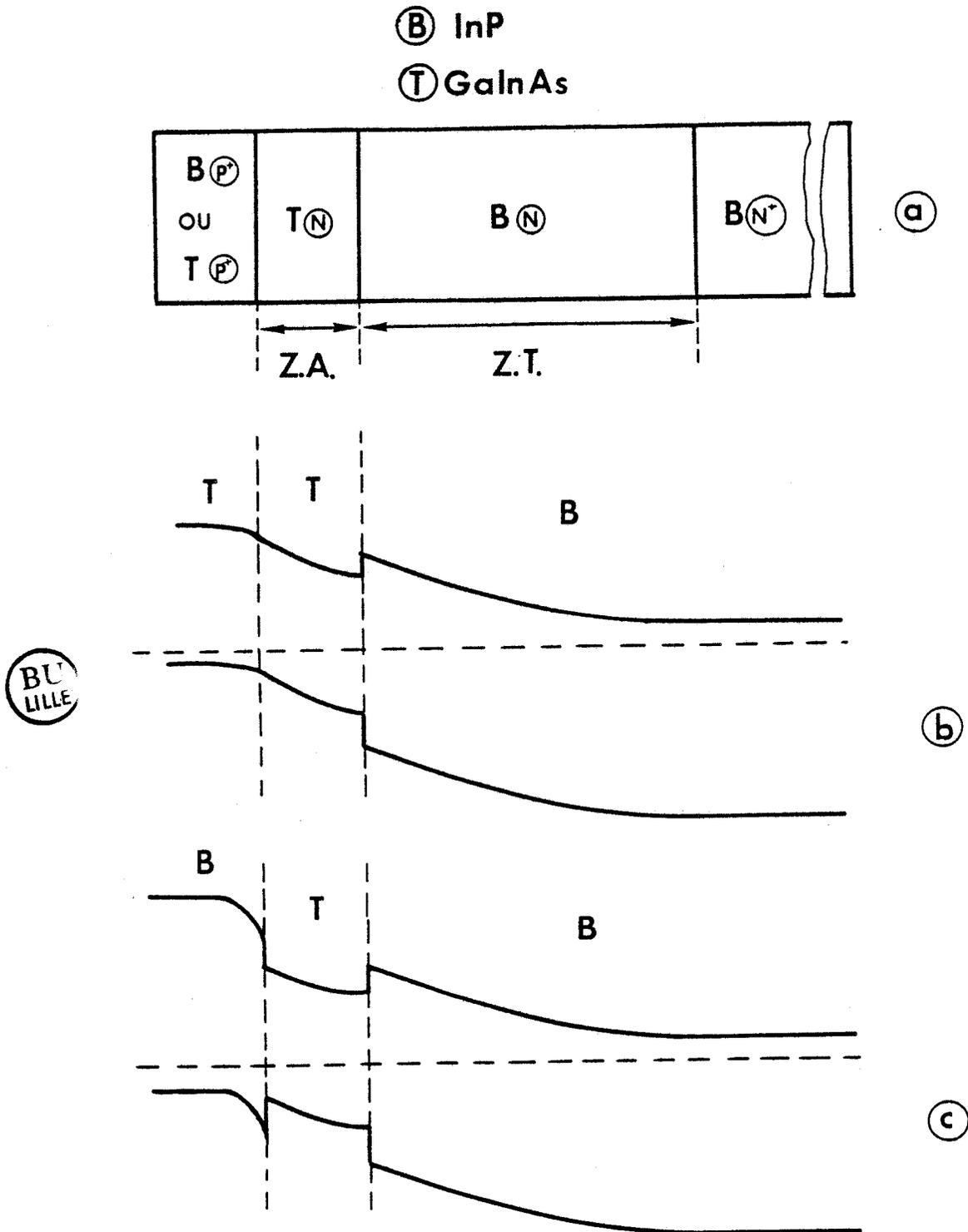


FIG. 18

Hétérostructure IMPATT (a) et diagramme de bandes en considérant une
 homojonction GaInAsP⁺-N (b) ou une hétérojonction unisotype
 InP-P⁺/GaInAs-N (c).

II.1. DIAGRAMME DE BANDE DU DISPOSITIF

Rappelons d'abord la structure de base de l'hétérostructure IMPATT (fig. 18 a). Quelle que soit la nature de la zone P^+ , nous aurons en série une homo ou hétérojonction anisotype P^+N (GaInAs- P^+ ou InP- P^+ /GaInAs-N) et une hétérojonction isotype (GaInAs-N/InP-N). Ceci nous donne pour le diagramme de bandes les deux configurations représentées sur les figures 18 b et 18 c.

La solution qui paraît la plus naturelle est celle de la figure 18.b où la jonction P^+N est du type homojonction, mais comme nous le détaillerons par la suite, l'existence de courants type génération - recombinaison et tunnel constitue une cause importante de limitation des performances, dans ce cas, pour tenter d'éviter ces limitations, une autre structure peut être proposée (fig. 18.c) : dans ce cas, la jonction P^+N est du type hétéro-anisotype et nous verrons que dans certains cas, il peut se produire un phénomène d'inversion de charges dans le GaInAs-N. Dans un premier temps, nous allons analyser de manière quantitative ce phénomène d'inversion qui pourrait à priori être à l'origine de perturbations dans :

- le comportement de la zone d'avalanche
- la carte du champ électrique dans la structure et l'extension de la zone désertée.
- l'apparition de courants supplémentaires qui pourraient s'ajouter aux contributions dont nous avons déjà fait mention précédemment.

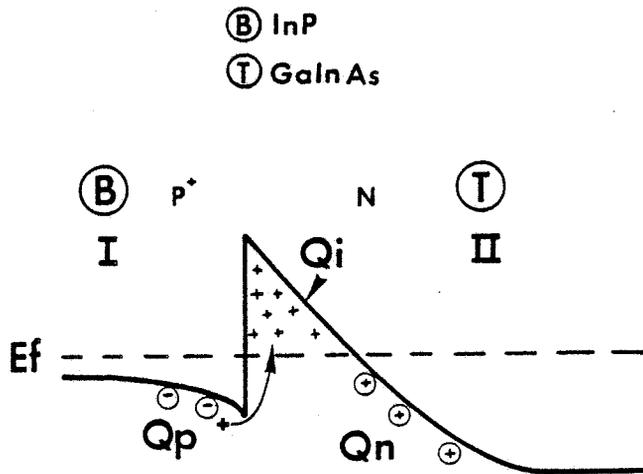


FIG. 19

Situation des charges libres et ionisées à l'hétérojonction
anisotype InP-P⁺/GaInAs-N

BU
LILLE

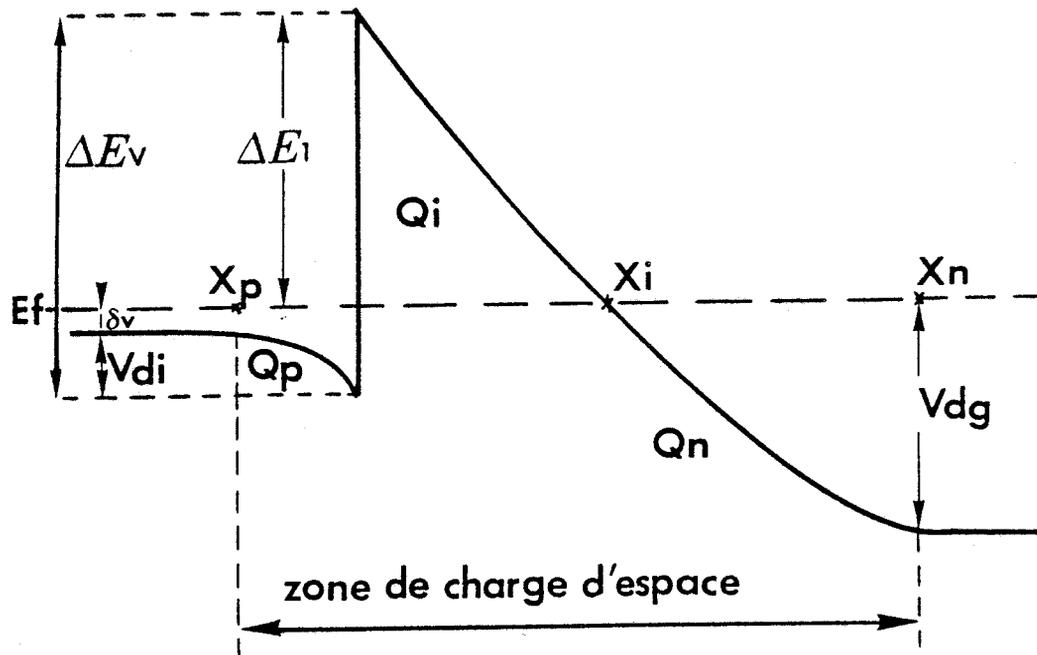


FIG. 20

Diagramme de bande de l'hétérojonction pour le calcul de
la charge de la zone d'inversion

Il nous est donc apparu nécessaire de développer au maximum l'aspect quantitatif lié à l'évolution de cette charge d'inversion.

II.2. ZONE D'INVERSION LIEE A L'HETEROJONCTION InP-P⁺/GaInAs-N

C'est un phénomène qui intervient dans le cas où la zone P⁺ est en InP et où le dopage de cette zone est grand devant celui du matériau GaInAs dopé N qui lui est adjacent. C'est effectivement le cas dans le composant qui nous intéresse, où le fort dopage de la zone P⁺ limite la tension dans cette zone et le faible dopage de la zone N est nécessaire pour limiter le courant inverse.

Considérons alors le cas de la figure (19), où les dopages sont de l'ordre de 10^{18}cm^{-3} pour la zone P⁺ et de quelques 10^{15}cm^{-3} pour la zone N. Les trous de la bande de valence du semi-conducteur I vont diffuser vers le semi-conducteur II qui est de type N. Dans la zone où le niveau de Fermi traverse la bande de valence, le semi-conducteur se comporte comme un matériau dégénéré de type P alors que le matériau est de type N, d'où l'appellation de "zone d'inversion". En conséquence, une charge d'inversion positive Q_I apparaît, ce qui amène des perturbations dans le diagramme de bandes de l'hétérojonction.

Pour toute jonction à l'équilibre, on doit aboutir à la condition de neutralité électrique qui va se traduire dans le cas de la structure (figure 19) par :

$$Q_p^\ominus = Q_I^+ + Q_N^\oplus \quad (6) \quad \text{avec } Q_I^+ \gg Q_N^\oplus$$

<<

- Q_p^\ominus : charge des impuretés acceptrices ionisées de l'InP-P⁺
 Q_I^+ : charge d'inversion de trous dans GaInAs-N
 Q_N^\oplus : charge des impuretés donnatrices ionisées du GaInAs-N

Pour résoudre l'équation (6), il faut déterminer la charge Q_I . La densité d'états disponibles dans la zone d'inversion s'écrit [21] :

$$N(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar} \right)^{3/2} (E - E_v)^{1/2} \quad (7)$$

Représentons sur la figure (20), le diagramme de la zone où se confine la charge d'inversion. Le niveau de Fermi coupe la bande de valence aux abscisses 0 et xi. On peut dire alors que dans cette région le semi-conducteur est dégénéré et qu'on peut appliquer la statistique de FERMI-DIRAC pour les trous :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_f - E}{kT}\right)} \quad (8)$$

Par intégration de la densité $N(E)$, on obtient la densité de trous p_i dans la zone d'inversion qui correspond au nombre d'états effectivement occupés :

$$P_i = \int_{E_v}^{\infty} N(E).F(E) dE \quad (9)$$

On fait les hypothèses suivantes :

- on néglige les effets quantiques
- on considère que la température est suffisamment basse pour que tous les états soient occupés jusqu'au niveau de FERMI

($F_p(E) = 1$ pour $E \geq E_F$, $F_p(E) = 0$ pour $E < E_F$)

D'où

$$P_i \neq \int_{E_v}^{E_f} \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_v)^{1/2} dE \quad (10)$$

$$P_i = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_f - E_v)^{3/2} \quad (11)$$

avec $E_F - E_v = qV$ (V potentiel électrostatique)

Par application de l'équation locale de POISSON dans la zone désertée, il vient :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{q P_i}{\epsilon} \quad (12)$$



Si on multiplie les deux membres de l'égalité précédente par $\frac{dV}{dx}$, on obtient :

$$\frac{dV}{dx} \cdot \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon} P_i \frac{dV}{dx} \quad (13)$$

$$\text{or } \frac{dV}{dx} \times \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 \right) \quad (14)$$

Si nous intégrons les deux membres de l'équation de POISSON par rapport à la variable x , nous avons

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \int \frac{q}{\epsilon} p_i(V) dV \quad (15)$$

où p_i est une fonction du potentiel V

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = \frac{4}{15} \frac{q^{5/2}}{\pi^2 \epsilon} \frac{(2m^*)^{3/2}}{\hbar^3} V^{5/2} + C \quad (16)$$



La détermination de la constante C se fera par la condition limite en $x = x_j$:

$$V = 0$$

$$\xi = -\frac{dV}{dx} = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon} N_d V_{dg}}$$

$$\xi = \frac{Q_N}{\epsilon}$$

$$\text{d'où } C = \left(\frac{Q_n}{\epsilon}\right)^2$$

$$\frac{dV}{dx} = -\sqrt{\frac{4}{15} \frac{q^{5/2}}{\pi^2 \epsilon} \frac{(2m^*)^{3/2}}{\hbar^3} V^{5/2} + \left(\frac{Q_N}{\epsilon}\right)^2} \quad (17)$$

L'expression de la charge d'inversion [20] sera donnée par



$$Q_i = q \int_{x=0}^{x=x_i} \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (qV)^{3/2} dx \quad (18)$$

$$Q_i = q \int_{V=\Delta E_1}^{V=0} \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{(qV)^{3/2}}{\frac{dV}{dx}} dV \quad (19)$$

en remplaçant l'expression de $\frac{dV}{dx}$ calculée précédemment on obtient :

$$Q_i = q \int_0^{\Delta E_1} \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{(qV)^{3/2} dV}{\sqrt{\frac{4}{15} \frac{q^{5/2}}{\pi^2 \epsilon} \left(\frac{2m^*}{\hbar} \right)^3 V^{5/2} + \left(\frac{Q_n}{\epsilon} \right)^2}} \quad (20)$$

en posant $u = V^{5/2}$

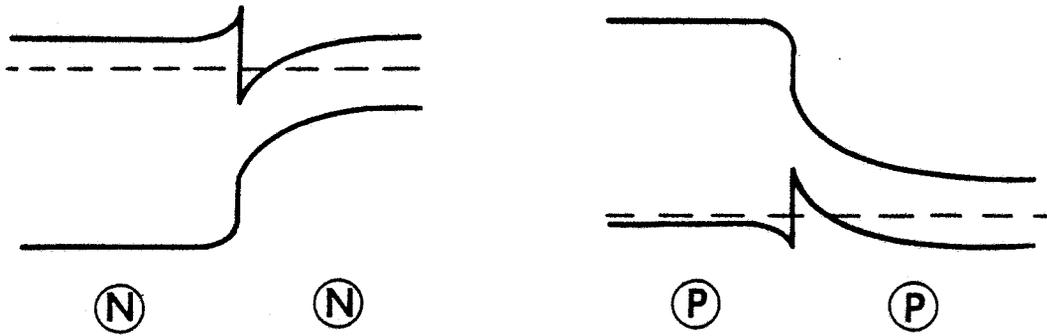
$$Q_i = \frac{q^{5/2}}{3\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{\Delta E_1} \frac{2}{5} \frac{dU}{\sqrt{\frac{4}{15} \frac{q^{5/2}}{\pi^2 \epsilon} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} U + \left(\frac{Q_n}{\epsilon} \right)^2}} \quad (21)$$

intégrale du type $\frac{du}{\sqrt{Au+B}}$ qui se calcule facilement



$$Q_i = \sqrt{\frac{4}{15} \cdot \frac{\epsilon q}{\pi^2} \cdot \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \Delta E_1^{5/2} + Q_n^2} - Q_n \quad (22)$$

ACCUMULATION



BU
LILLE

INVERSION

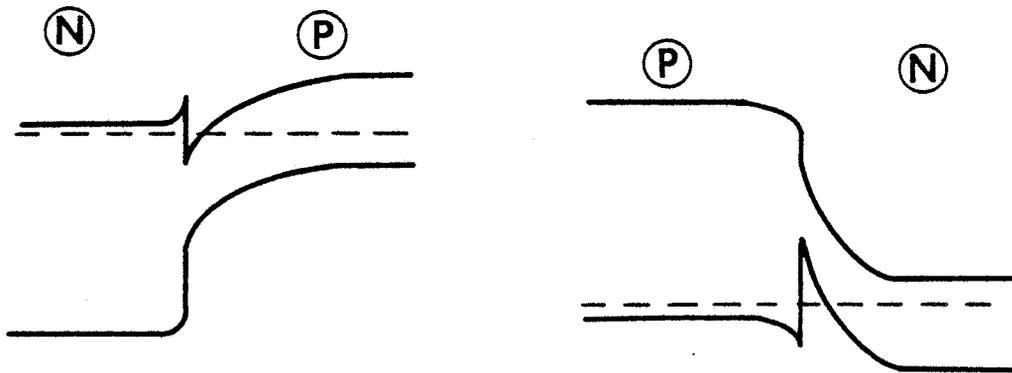


FIG. 21

Structures où se manifestent les phénomènes d'accumulations
ou d'inversions de charge

Dans cette expression :

- Q_n représente la charge intégrée de x_i à x_n (fig. 20)

- ΔE_1 est obtenue sur le diagramme de bande par l'expression

$\Delta E_1 = \Delta E_V - V_{di} - \delta v$, il est à noter que cette valeur ΔE_1 renseigne sur l'existence de la zone d'inversion, en effet si $\Delta E_V - \Delta E_1 < V_{di} + \delta v$ alors dans ce cas il n'y a pas de zone d'inversion, d'où la nécessité de tracer au préalable le diagramme de bandes. Le système d'équations à résoudre est donc le suivant :

$$\Delta V + \frac{\rho}{\epsilon} = 0$$

$$Q_p^\ominus = Q_N^\oplus + Q_I^+$$

$$\frac{dV}{dx} = - \sqrt{\frac{4}{15} \frac{q^{5/2}}{\pi^2 \epsilon} \frac{(2m^*)^{3/2}}{\hbar^3} V^{5/2} + \left(\frac{Q_N}{\epsilon}\right)^2}$$

L'organigramme relatif à la résolution numérique de ces équations est donné dans l'annexe I.

Nous venons d'effectuer le calcul sur une structure anisotype mais il existe d'autres configurations où peuvent se manifester des phénomènes d'inversion ou d'accumulation de charges du même type. Nous avons résumé les différents cas possibles sur la figure (21) où la charge d'inversion ou d'accumulation suivant les cas, peut se calculer de la même manière.

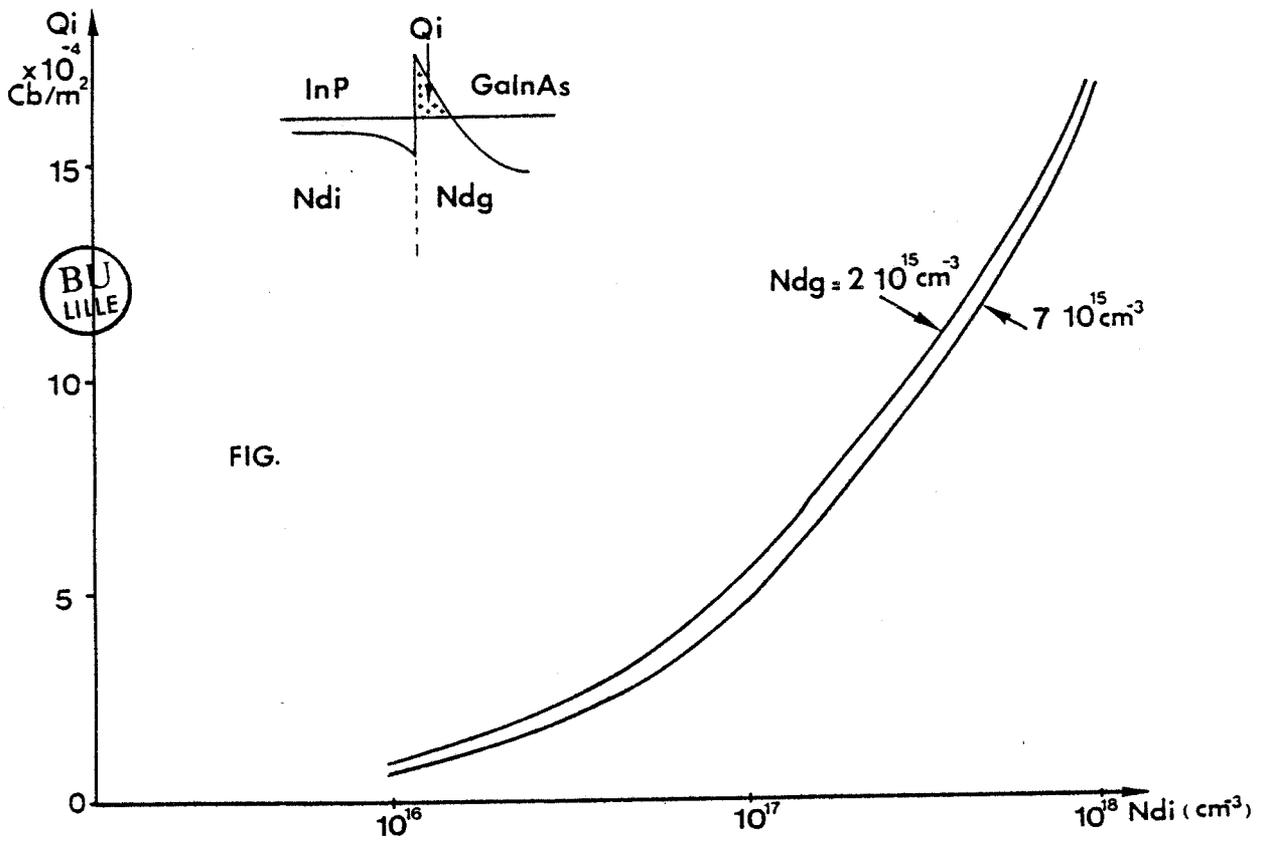


FIG.

FIG 22

Evolution de la charge d'inversion dans le matériau GaInAs-N en fonction du dopage de la zone InP-P

La charge d'inversion Q_i peut être obtenue à partir du diagramme de bandes et elle dépend des valeurs des dopages de chaque zone comme nous l'avons montré sur la figure (22). Lorsque les valeurs des dopages des zones InP-P et GaInAs-N sont du même ordre de grandeur, cette charge d'inversion tend à disparaître. Au contraire, lorsque la dissymétrie est grande, cette charge va prendre une importance primordiale par rapport aux charges de même signe, ce qui laisse présager, pour ce type de structure, un fonctionnement perturbé quant à l'évolution de la zone désertée et par suite de la carte de champ électrique.

Il est à noter que de telles zones peuvent être rencontrées dans d'autres dispositifs, notamment dans le cas des TEGFET à hétérojonction [22]. A partir de la résolution de l'équation de POISSON, nous donnons sur la figure (23), le diagramme de bandes et la carte de champ électrique à l'équilibre pour une structure où la charge d'inversion existe dans le cas de valeurs classiques des dopages. Nous remarquons que le champ électrique à la jonction peut alors prendre des valeurs très élevées et ainsi favoriser le passage du courant par effet tunnel.

L'étude en présence de polarisation extérieure s'avère être délicate car il n'y a plus alignement du niveau de FERMI. Il faudrait utiliser un formalisme du genre pseudo niveau FERMI. De plus, il n'est pas évident que les hypothèses simplificatrices qui sont à la base du calcul précédent restent valides. Sans pouvoir connaître explicitement son évolution, nous sommes certains que la charge Q_i peut prendre des valeurs très élevées comme à l'équilibre. Il peut en résulter un certain nombre de conséquences néfastes quant au comportement de la structure. :

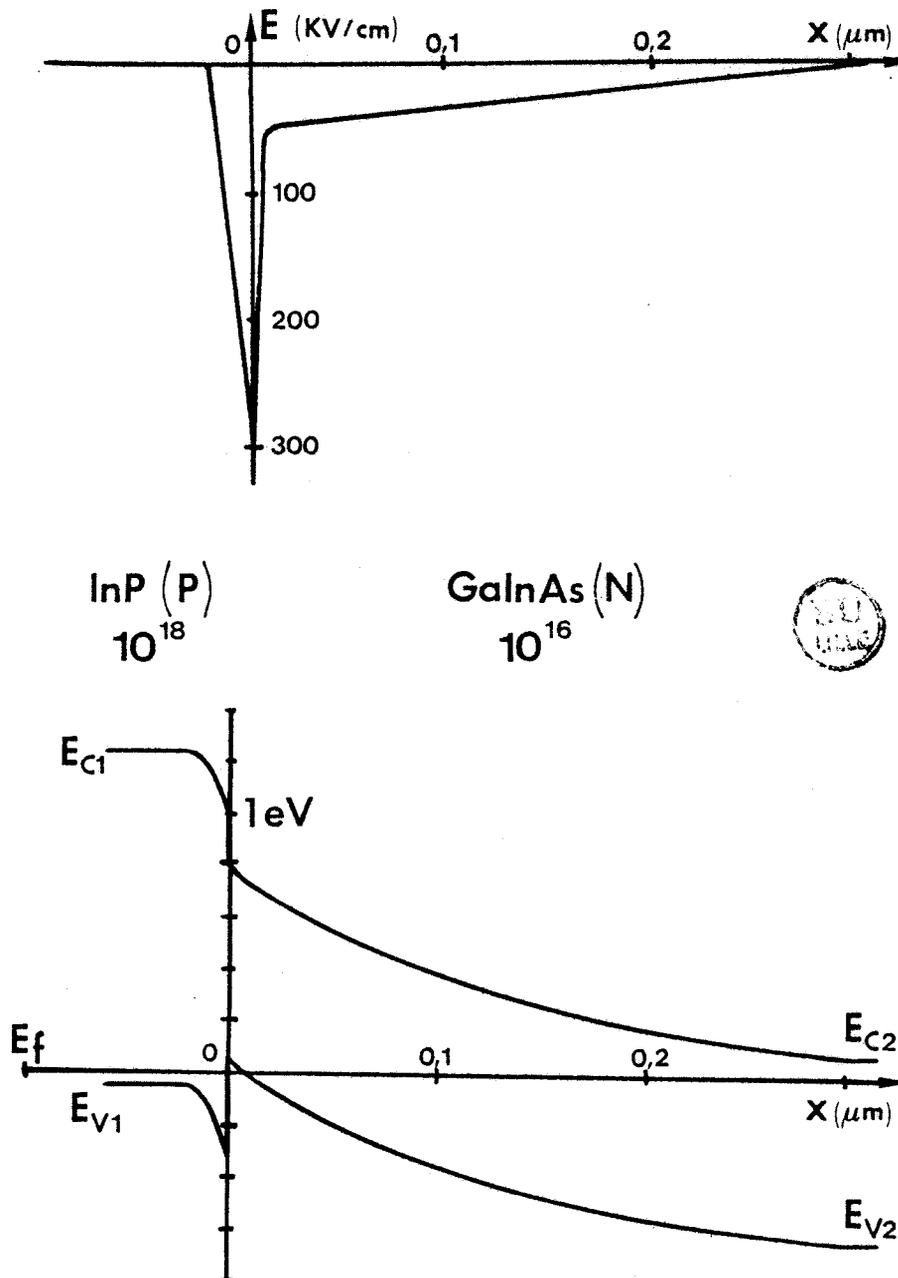


FIG. 23

Carte de champ électrique et diagramme de bande dans une
hétérojonction où se manifeste une zone
d'inversion

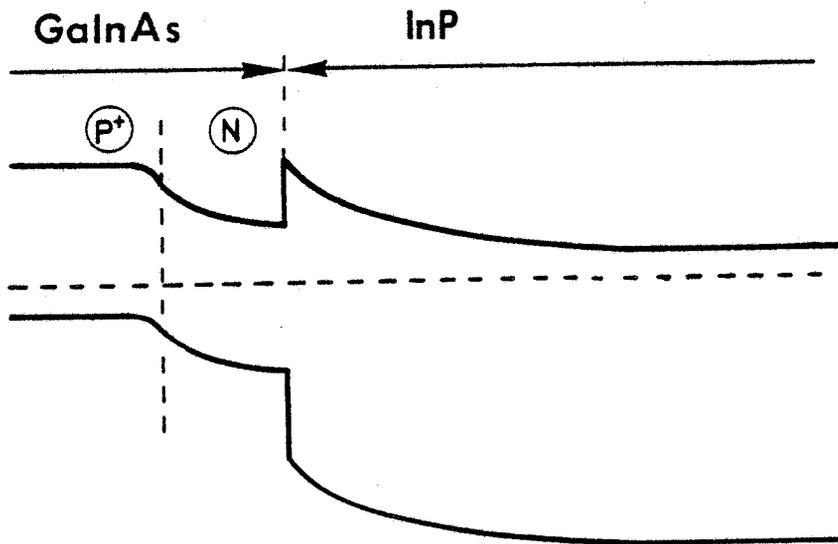


FIG. 24

Dispositif à jonction P^+N en GaInAs

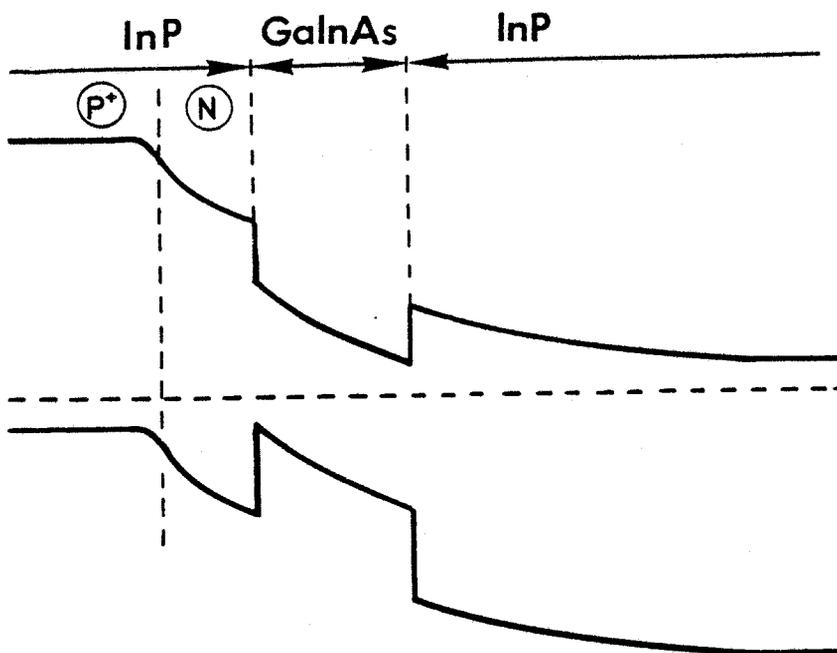


FIG. 25

Dispositif à jonction P^+N en InP. La zone InP-N permet de supprimer la zone d'inversion de charges.

- effet d'écran qui pourrait entraîner un non développement de la zone désertée du côté N en régime de polarisation inverse.
- Existence d'une zone de champ électrique élevé pouvant amener l'apparition d'importants courants parasites.

Compte tenu de ces éléments, l'existence d'une telle zone d'inversion ne nous semble pas souhaitable pour la réalisation du dispositif pratique.

En tenant compte de ces différents problèmes que constitue l'utilisation d'une jonction P^+N dans un matériau à faible bande interdite pour la solution $GaInAs-P^+/GaInAs-N/InP-N$, où la charge d'inversion pour la structure $InP-P^+/GaInAs-N/InP-N$, nous avons envisagé une autre solution qui permettrait de limiter les effets cités.

II.3. NOUVELLE STRUCTURE

Sur les figures (24) et (25) et afin d'établir des comparaisons, nous avons représenté d'une part la structure à jonction P^+N en $GaInAs$ dans laquelle, il n'apparaît pas, à priori de zone d'inversion et d'autre part le dispositif constitué d'une jonction P^+N en InP , suivie de la zone d'avalanche en $GaInAs-N$. Cette dernière structure permet, si on choisit une longueur convenable de la couche $InP-N$, de supprimer la zone d'inversion et de limiter le courant tunnel, puisque la jonction se trouve ainsi dans un matériau de hauteur de bande interdite plus élevée.

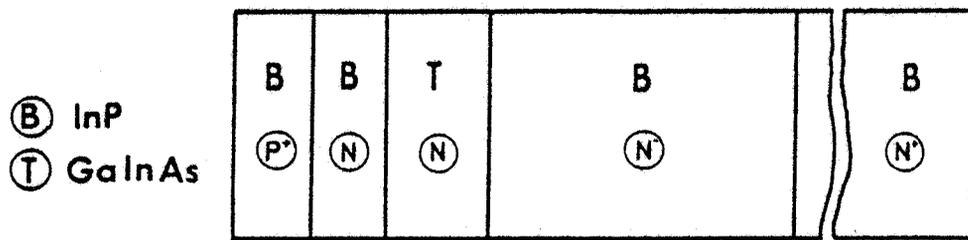


FIG.26.a

Hétérostructure à zone d'avalanche mixte INP-N/GaInAs-N

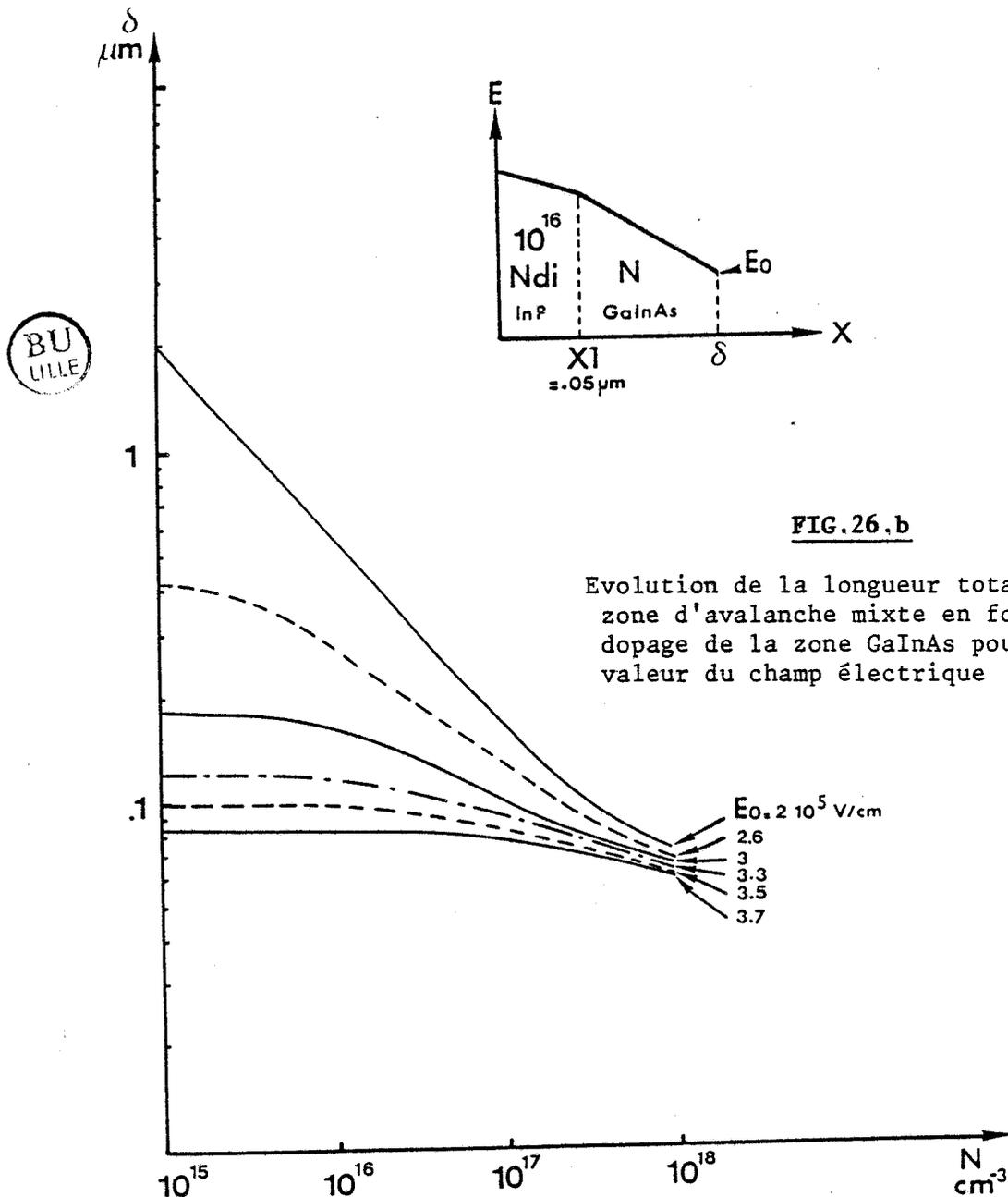


FIG.26.b

Toutefois, l'adjonction d'une couche supplémentaire dans la zone d'avalanche va augmenter la longueur δ de celle-ci et, par conséquent, provoquer l'augmentation de la tension dans cette zone d'où diminution du rendement. Pour la structure représentée sur la figure (26).a, nous avons dû reprendre l'optimisation. Dans ce but, nous avons cherché les valeurs de la longueur de la zone d'avalanche mixte InP-N/GaInAs-N en fonction du dopage qui permettent de réaliser la condition d'avalanche pour des valeurs habituelles du champ électrique (fig. (26).b)

A la différence de la structure qui ne comportait que la seule zone GaInAs-N, dans ce cas, nous avons deux couples de paramètres inconnus, la longueur et le dopage de chaque zone N. Nous avons fixé le couple de la zone InP-N comme il est indiqué sur la figure (26).b : ces valeurs paraissent tout à fait réalistes, en particulier la longueur $X_1 = 0,05 \mu\text{m}$ a été choisie suffisante pour limiter la tension et supprimer la possibilité d'existence d'une couche d'inversion.

Si le critère utilisé pour augmenter le rendement reste la minimisation du rapport $\frac{V_a}{V_t}$ défini dans le premier chapitre, le fait d'ajouter une zone InP-N va nécessairement avoir pour conséquence une augmentation de la tension V_a . L'évolution de la longueur totale de la zone d'avalanche qui comprend, en plus de la couche GaInAs-N, la zone additionnelle InP-N représentée sur la figure (26).b montre que la tension V_a aux bornes de la zone d'avalanche augmente compte tenu de la faible ionisation dans InP. Nous avons donc cherché à déterminer la longueur minimale de la zone additionnelle InP-N qui permet d'obtenir d'une part une diminution notable du courant tunnel et d'autre part une augmentation de la tension aux bornes de la zone d'avalanche acceptable.

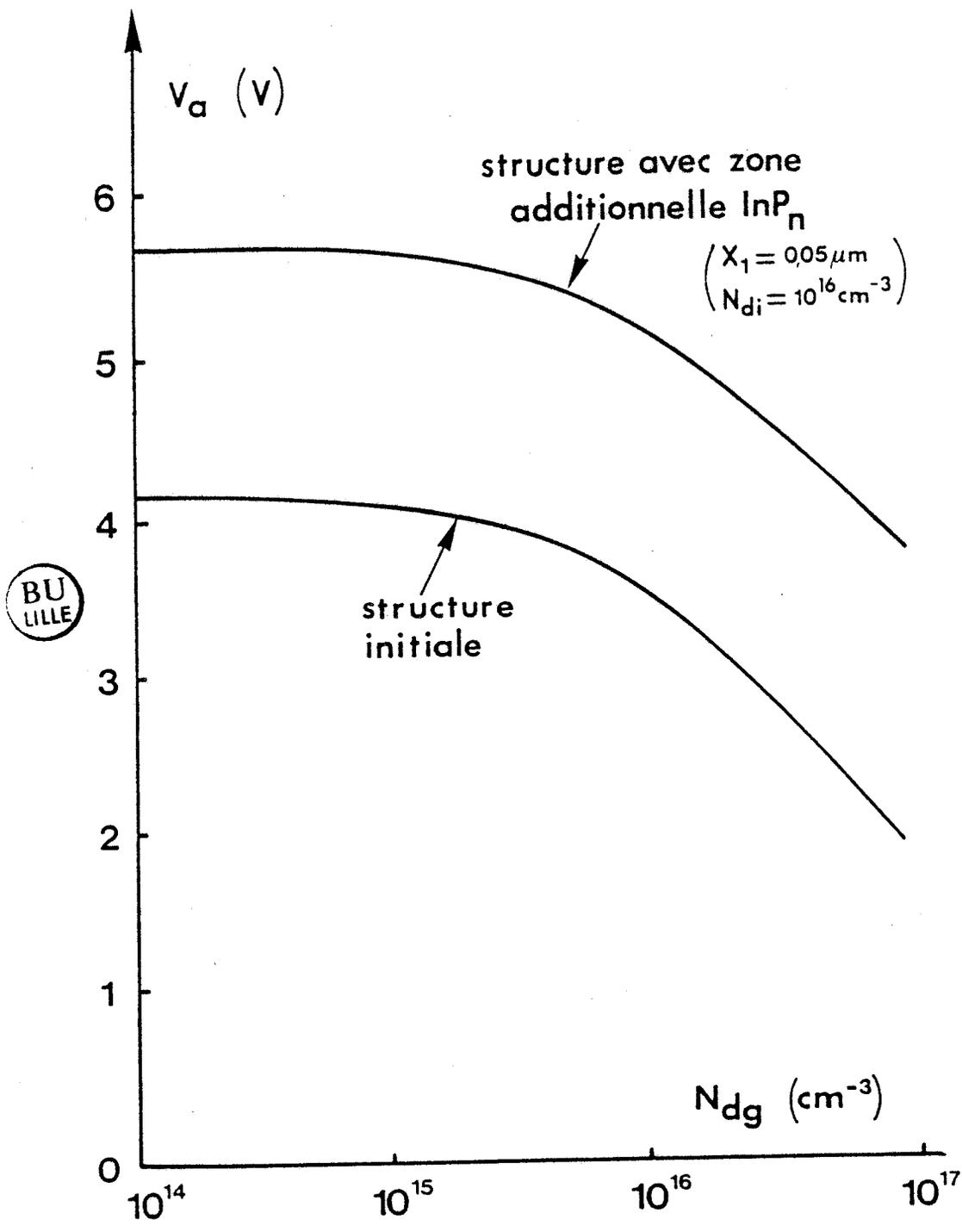


FIG. 27

Evolution comparative de la tension continue aux bornes de la zone d'avalanche avec et sans zone InP-N

Les calculs effectués pour déterminer le courant tunnel dans ce type de structure montrent qu'une longueur minimale de 500 \AA peut être retenue pour retarder l'apparition de la partie tunnel dans la caractéristique $I(V)$. Pour des raisons d'ordre technologique il n'est pas possible de choisir un dopage de la zone InP-N trop faible ($N \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) sur 500 \AA , dopage qui aurait permis de minimiser au maximum le champ à la jonction P⁺N et donc limiter le courant tunnel. Celui-ci doit cependant être le plus faible possible aussi, en tenant compte des différentes contraintes, un dopage de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} semble réaliste.

Des valeurs classiques du champ électrique E_0 à l'entrée de la zone de transit (typiquement $E_0 = 260 \text{ kV/cm}$), nous avons représenté sur la figure (27) l'évolution de la tension continue dans la zone d'avalanche InP-N / GaInAs-N en fonction d'un dopage variable de la zone GaInAs-N, celui de la zone InP-N étant fixé comme il l'est indiqué sur la figure.

Nous venons donc d'exposer les différentes solutions possibles quant au choix de la structure. Nous nous proposons maintenant d'étudier en détails les courants inverses afin d'évaluer leurs importances relatives dans chaque structure.

II.4. ETUDE DU COURANT INVERSE

Un courant parasite inverse peut constituer notamment en bande X, une cause importante de la diminution des performances hyperfréquences de dispositifs IMPATT [1]. Il apparaît donc important de pouvoir effectuer une analyse de ce courant à partir de ses principales

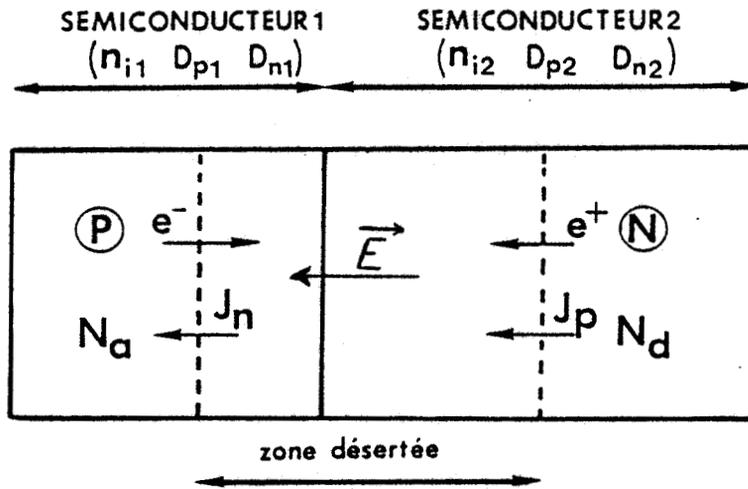


FIG. 28



Derivé des porteurs sous l'effet de champ électrique

	N_a, N_d (cm^{-3})	n_i (cm^{-3})	D_p, D_n ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)	τ_p, τ_n (ns)	J_p, J_n (Acm^{-2})	I_s (A) $S = 10^{-4} \text{cm}^2$
GalnAs (N)	10^{16}	$9,9 \times 10^{11}$	$D_p = 13$	$\tau_p = 0,2$	4×10^{-6}	4×10^{-10}
GalnAs (P)	10^{18}	$9,9 \times 10^{11}$	$D_n = 260$	$\tau_n = 0,6$	10^{-7}	10^{-11}
InP (N)	10^{16}	$2,6 \times 10^7$	$D_p = 2,5$	$\tau_p = 100$	5×10^{-17}	5×10^{-25}
InP (P)	10^{18}	$2,6 \times 10^7$	$D_n = 78$	$\tau_n = 0,5$	4×10^{-17}	4×10^{-25}

TABLEAU 6

composantes afin d'en minimiser l'importance. Pour une jonction P⁺N polarisée en inverse, le courant peut être décomposé comme suit [24] [17] :

- courant inverse de dérive diffusion
- courant de génération - recombinaison
- courant tunnel
- courant de fuite de surface

II.4.1. Courant de dérive diffusion

La relation générale reliant le courant et la tension pour une hétérojonction ou une homojonction PN, est donnée par :

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right] \quad (24)$$

où V_a est la tension appliquée

$$J_s = qn_{i1}^2 \frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + qn_{i2}^2 \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \quad (25)$$

est le courant de saturation qui peut être évalué par les relations classiques de dérive diffusion.

Les indices 1 et 2 sont relatifs aux régions de part et d'autre de la zone désertée. Afin de pouvoir comparer la valeur du courant J_s dans les matériaux GaInAs et InP, nous avons effectué le calcul sur la structure présentée sur la figure (28). Nous résumons les paramètres

c : capture
e : émission

e : electron
t : trou

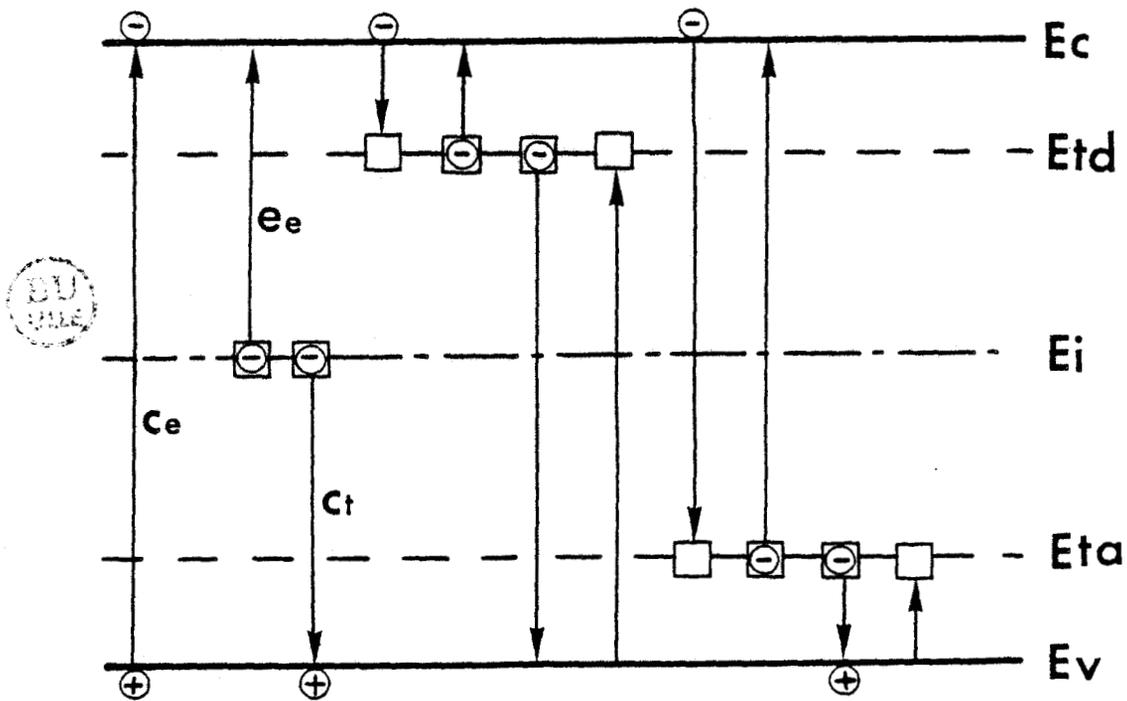


FIG. 29

Mise en évidence des différents mécanismes d'émission ou capture de porteurs dans le processus de génération - recombinaison

utilisés pour le calcul dans le tableau 6 , ces valeurs sont reportées pour $T = 300 \text{ K}$ avec des dopages usuels dans chaque zone. On peut constater que, seul le courant apparaissant dans le matériau de faible hauteur de bande interdite possède une valeur qui pourra être prise en compte, alors que le courant généré dans l'InP est tout fait négligeable.

En pratique, la structure étudiée comporte deux matériaux de nature différente, où celui de plus faible hauteur de bande interdite est complètement désertée, même à l'équilibre. Il en résulte que le courant inverse de dérive diffusion pourra être négligé vis-à-vis des autres contributions que nous allons détailler dans ce qui suit.

II.4.2. Courant de génération recombinaison

C'est le courant qui est dû à un mécanisme dominé par la transition des porteurs d'une bande d'énergie à l'autre (processus direct bande à bande) et qui prend naissance dans la zone désertée. Cependant, le mécanisme dominant est le plus souvent celui qui met en jeu un niveau d'énergie d'impuretés ou de défauts cristallins situés dans la bande interdite et qui facilite ainsi la transition des porteurs (génération recombinaison par centres recombinants) figure (29).

La relation donnant le courant dû à la génération recombinaison en fonction de la tension est de la forme :

$$J = J_{gr} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (26)$$

Le courant de saturation J_{gr} correspondant au processus de génération recombinaison, s'obtient en considérant la probabilité de création d'une paire électron-trou [25] et en intégrant cette dernière sur toute la longueur de la zone désertée où se produit le processus.

Cette probabilité U est donnée par la relation:

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n [n + n_i \exp(\frac{E_t - E_i}{kT})] + \sigma_p [p + n_i \exp(\frac{E_i - E_t}{kT})]} \quad (27)$$

avec σ_n, σ_p les sections de captures des électrons et des trous

V_{th} la vitesse d'agitation thermique ($V_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}$)

N_t la concentration des niveaux pièges

E_i Energie du niveau intrinsèque de FERMI

E_t Energie du niveau des pièges

n_i concentration intrinsèque de porteurs

p, n concentrations de porteurs libres.



En polarisation inverse, dans la zone désertée, cette expression peut se simplifier en utilisant les approximations suivantes :

$$p \ll n_i, \quad n \ll n_i \quad \text{et par suite } pn \ll n_i^2$$

L'expression (11) devient :

$$U = \left[\frac{\sigma_n \cdot \sigma_p \cdot V_{th} \cdot N_t}{\sigma_n \cdot \exp(\frac{E_t - E_i}{kT}) + \sigma_p \cdot \exp(\frac{E_i - E_t}{kT})} \right] \cdot n_i \quad (28)$$

$$\text{d'où } J_{gr} = \int_0^W q |U| dx \quad (29)$$

(W = longueur totale de la zone désertée)

D'autre part, dans l'expression (28) le terme entre crochets étant homogène à l'inverse d'un temps, il peut s'écrire

$$U = -\frac{n_i}{\tau_{eff}} \quad (30)$$

où τ_{eff} représente la durée de vie effective des porteurs

Dans un matériau déterminé, $|U|$ ne dépend pas en première approximation de l'abscisse de position, aussi à partir des équations (29) et (30) on obtient :

$$J_{GR} = q \frac{n_i}{\tau_{eff}} W \quad (31)$$

Cette expression est valable dans le cas d'une homojonction où la zone désertée ne comporte qu'un seul type de matériau. Pour la structure qui nous concerne, il faudra tenir compte, dans l'intégration de l'expression (29), des caractéristiques de chaque partie de la zone désertée qui sera composée de GaInAs et d'InP. Ainsi prenons l'exemple de la structure présenté sur le figure (30)

B	B	T		B		B
P ⁺	N	N		N		N ⁺
1	2	3		4		5

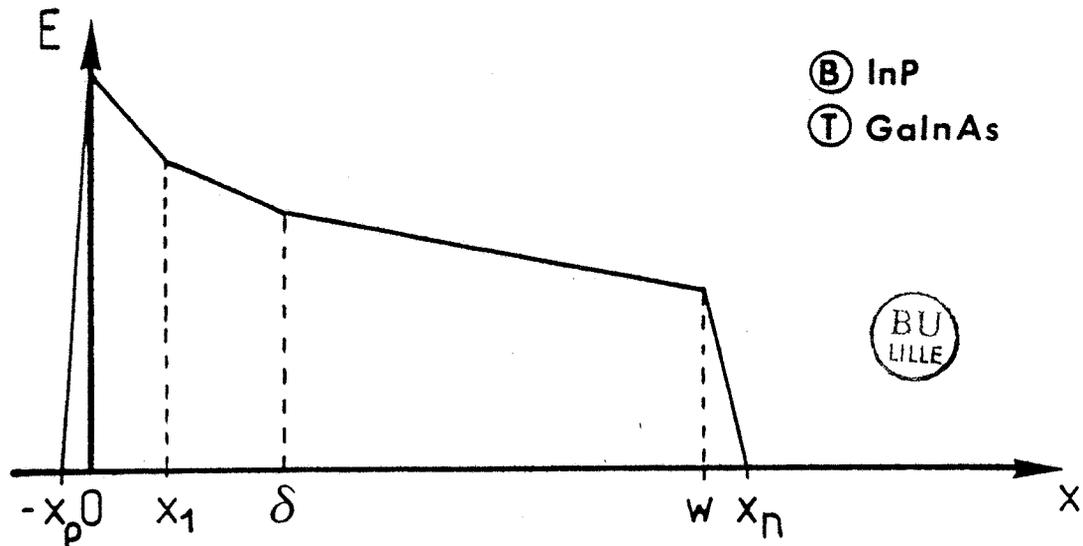


FIG. 30

Structure à zone d'avalanche mixte et carte de champ électrique

La zone désertée est limitée par les abscisses $-x_p$ et x_n , elle est composée de deux matériaux auxquels on associe les probabilités.

$$|U_G| = \frac{n_{iG}}{\tau_{\text{eff}G}}$$

$$|U_I| = \frac{n_{iI}}{\tau_{\text{eff}I}}$$

L'expression de la densité de courant est alors :

$$J_{GR} = \int_{-x_p}^{x_n} q|U| dx$$

avec $|U|$ supposé indépendant de l'abscisse pour un même matériau, il vient :

$$J_{GR} = \int_{-X_p}^0 q |U_I| dx + \int_0^{X_1} q |U_I| dx + \int_{X_1}^{\delta} q |U_G| dx + \int_{\delta}^W q |U_I| dx + \int_W^{X_n} q |U_I| dx \quad (33)$$

d'où



$$J_{GR} = q \frac{n_{iI}}{\tau_{eff1I}} X_p + q \frac{n_{iI}}{\tau_{eff2I}} X_1 + q \frac{n_{iG}}{\tau_{eff3G}} (\delta - X_1) + q \frac{n_{iI}}{\tau_{eff4I}} (W - \delta) + q \frac{n_{iI}}{\tau_{eff5I}} (X_n - W) \quad (34)$$

Dans cette expression, nous avons introduit des valeurs du temps effectif de recombinaison propre à chaque région de la zone désertée ; nous allons voir par la suite que cette grandeur dépend en grande partie du dopage et de la température. Toutefois, en première approximation, J_{gr} est proportionnel aux densités intrinsèques n_{iG} dans le GaInAs et n_{iI} dans l'InP ; compte tenu des différences de bande interdite $n_{iI} \ll n_{iG}$ et comme les zones InP-P⁺⁺ et InP-N⁺⁺ ont des longueurs X_p et $(X_n - W)$ très faibles vis-à-vis des autres, non seulement il est possible de négliger les termes, dans l'expression (34), qui traduisent la génération recombinaison dans les régions très dopées, mais seule la contribution à ce courant sera apportée par le matériau de faible hauteur de bande interdite. Il en résulte que seul le GaInAs dopé P ou N devra être considéré pour le calcul du courant génération recombinaison sous la forme simplifiée :

$$I_{GR} = S \cdot q \cdot \frac{n_{iG}}{\tau_{eff3G}} (\delta - X_1)$$

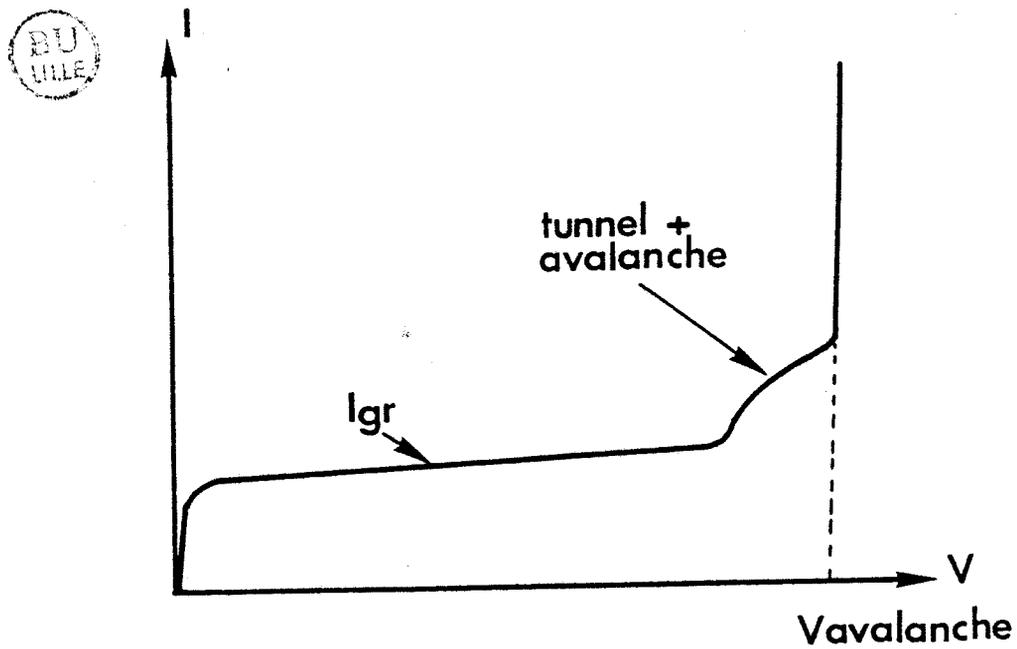
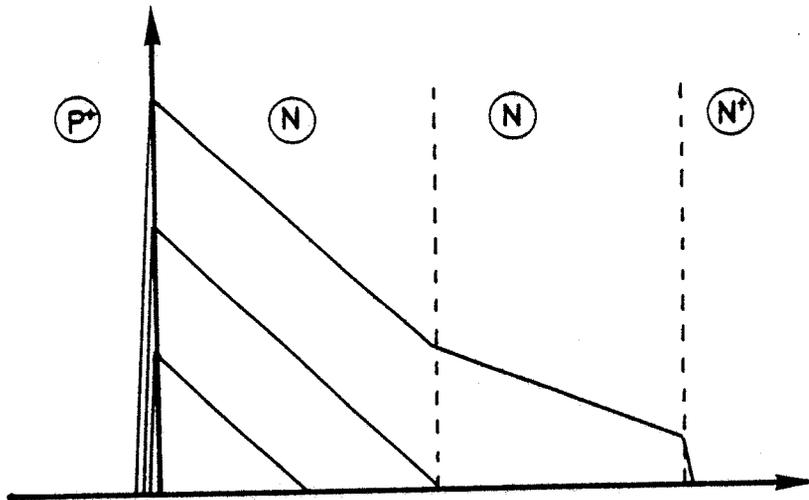


FIG. 31

Evolution de la zone désertée dans une hétérostructure et mise en évidence des différentes parties de la caractéristique $I(v)$

Il nous a semblé utile de définir de façon quantitative l'évolution du courant I_{GR} lié à ce dernier matériau en fonction des principaux paramètres. Par l'expression du taux de génération recombinaison U , τ_{eff} est une fonction qui dépend essentiellement du dopage et de la température. Ce paramètre étant une véritable inconnue dans l'expression du courant I_{GR} , nous avons effectué une étude bibliographique complète pour le déterminer à partir des caractéristiques $I(V)$ d'hétérophotodiodes publiées dans la littérature. Nous avons pour cela collecté des résultats obtenus sur des structures de type jonction P-N en GaInAs, hétérojonction (GaInAs/InP) et Schottky Zn-GaInAs; A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure (31) la forme de la caractéristique $I(V)$ pour de telles structures. Elle se divise essentiellement en trois zones :

- courant de saturation de type GR pour les faibles tensions
- courant d'origine tunnel pour les tensions moyennes
- et enfin, phénomène d'avalanche.

La pente de la zone de la caractéristique correspondant au palier de génération recombinaison traduit le fait que la désertion est progressive dans la zone la moins dopée ; en effet même si U n'évolue pas, comme la longueur de la zone désertée augmente en \sqrt{V} , le courant I_{GR} augmente aussi. Compte tenu de l'expression du courant :

$$I_{GR} = q \frac{S n_i X}{\tau_{eff}}$$

(X : la longueur de la zone désertée)

Nous pouvons en déduire l'expression de la durée de vie effective des porteurs.

$$\tau_{eff} = \frac{q S n_i X}{I_{GR}}$$

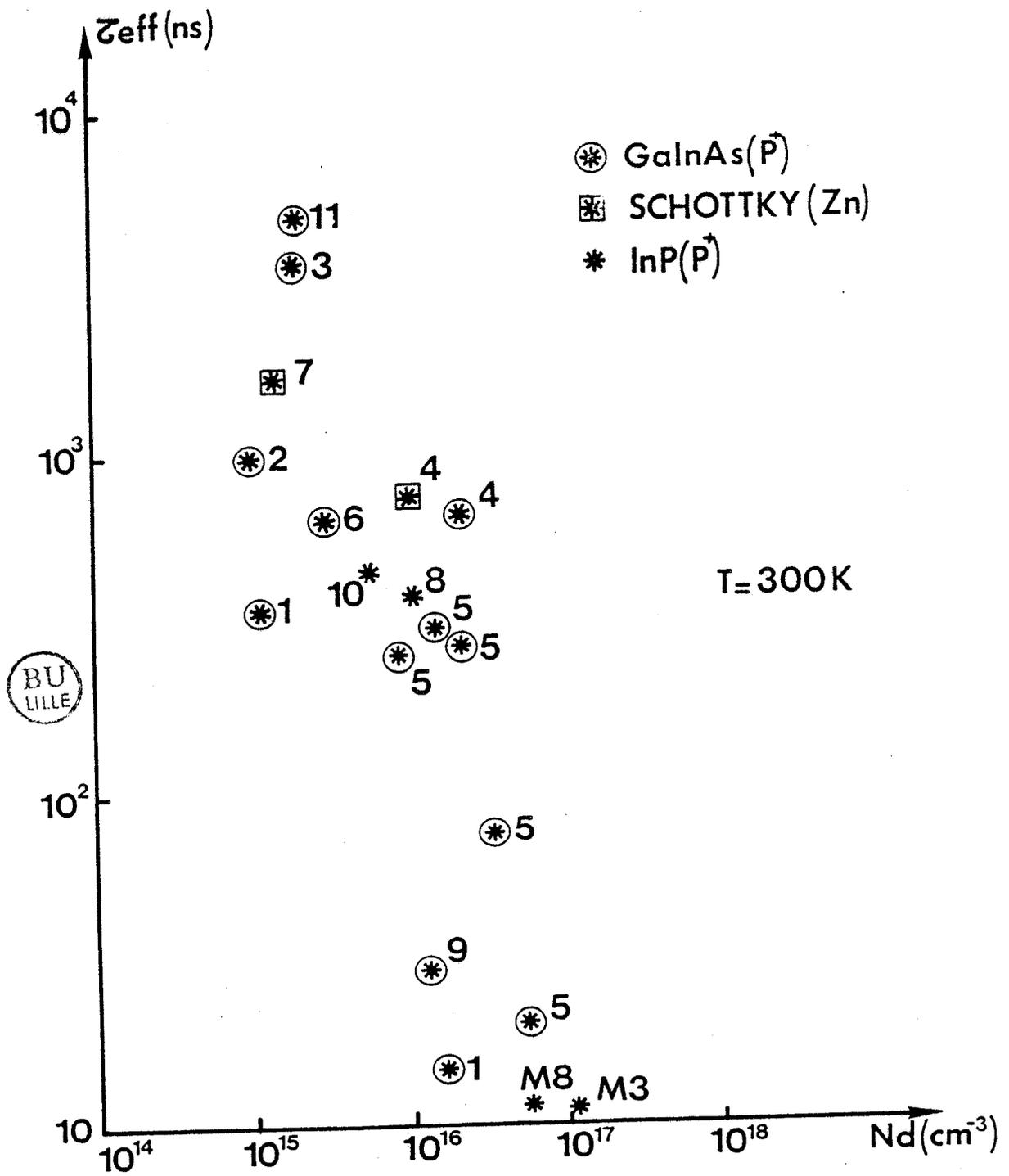


FIG. 32

Evolution du temps effectif de recombinaison dans le GaInAs en fonction du dopage.

Pour un dopage et une température donnés, nous sommes en mesure de calculer X , longueur de la zone désertée ; nous avons pour cela choisi la tension qui correspond à 50 % de la "longueur" du palier $I(v)$, le calcul de $n_i(T)$ ne posant aucun problème.

Les différents relevés effectués sur un ensemble de publications référencées à la fin de ce chapitre sont rassemblées sur la figure (32). Les mesures effectuées à température ambiante montrent que la durée de vie effective des porteurs décroît avec le dopage de la zone GaInAs et que les valeurs obtenues sont relativement proches pour les différentes structures ce qui confirme l'existence d'un processus de génération recombinaison dominant dans le matériau GaInAs. Nous avons dépouillé les résultats obtenus pour différentes températures sur les mêmes structures. Ceci nous a permis d'évaluer une loi semi-empirique en fonction du dopage et de la température. :

$$\tau_{\text{eff}} = 1400 \frac{T^{4,8}}{N^{0,8}}$$

τ_{eff} : durée de vie effective en 10^{-9} s

T : température en Kelvin

N : dopage en cm^{-3}

Parallèlement à cette étude, nous avons cherché à obtenir une information sur le matériau quaternaire $\text{Ga}_x \text{In}_{1-x} \text{As}_{1-y} \text{P}_y$ de la même manière. La difficulté dans le cas de ce matériau réside essentiellement dans la multitude de compositions molaires possibles en x et y qui sont

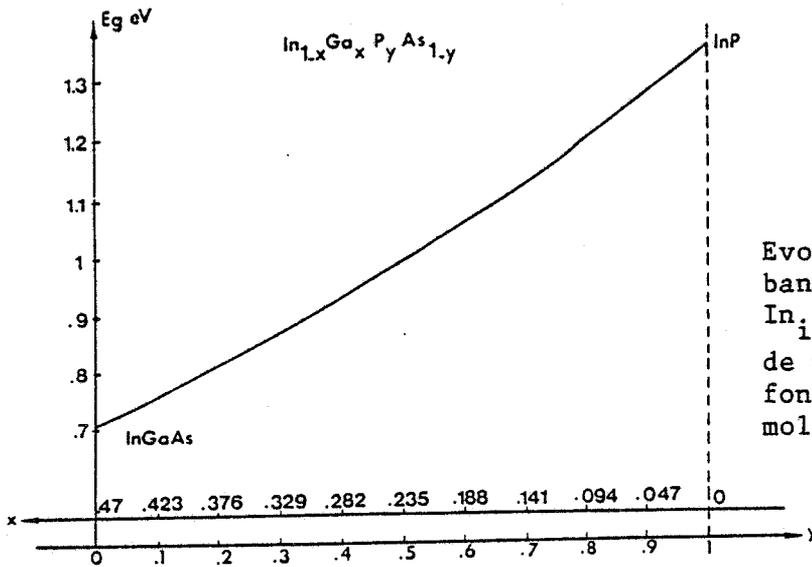


FIG. 33

Evolution de la hauteur de bande interdite du matériau $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_y\text{As}_{1-y}$ en accord de maille avec InP en fonction des fractions molaires x et y

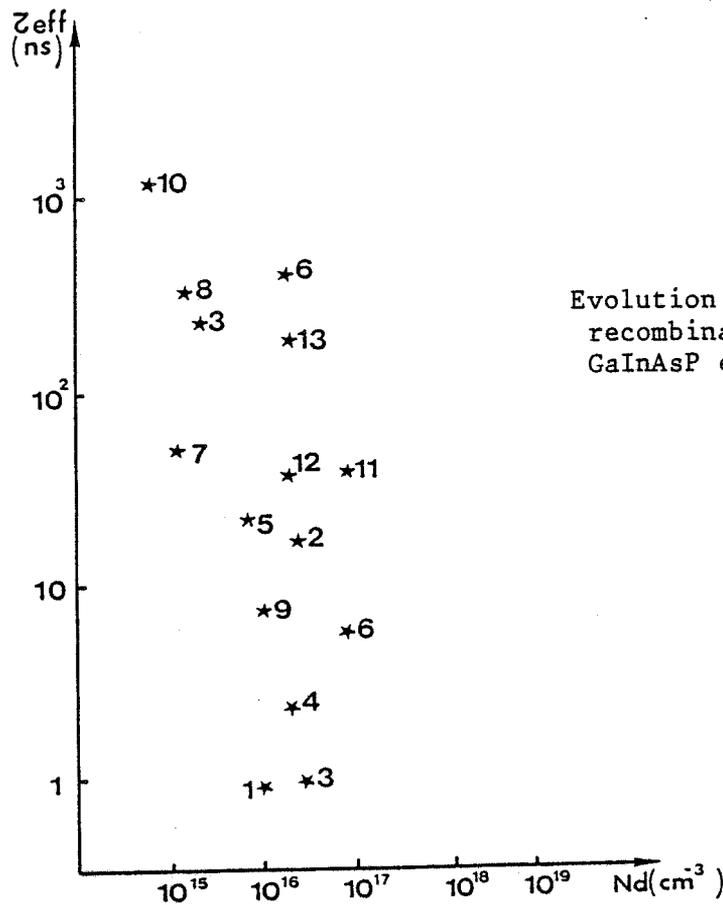


FIG. 34

Evolution du temps effectif de recombinaison pour le matériau GaInAsP en fonction du dopage.

en accord de maille avec InP. Afin d'utiliser un matériau dont la bande interdite soit intermédiaire (figure (33)) entre le GaInAs et l'InP, nous avons effectué cette estimation pour un matériau semi-conducteur qui correspond à une composition de phosphore de l'ordre de 50 %. L'ensemble des publications sur ce type d'hétérostructure (GaInAsP/InP) nous a permis d'établir une seconde loi empirique liant l'évolution de τ_{eff} en fonction du dopage du GaInAsP. L'ensemble des points relevés dans la littérature sont représentés sur la figure (34), ce qui permet d'établir la relation suivante :

$$\tau_{eff} = 8,6 \cdot 10^{-7} \frac{T^{8,3}}{N^{0,82}}$$

où N est le dopage du GaInAsP en cm^{-3}

T la température en Kelvin

τ_{eff} en 10^{-9} s

Nous constatons que l'évolution en fonction du dopage est tout à fait similaire à celle du GaInAs.

Il convient donc, afin de diminuer le courant GR, de choisir le dopage le plus faible possible dans la zone à faible bande interdite, ce qui nécessite un compromis avec une augmentation de l'épaisseur de la zone d'avalanche s et la croissance de la tension dans cette zone qui en résulte. Nous avons représenté sur la figure (35) l'évolution du courant I_{gr} en fonction du dopage du GaInAs de l'hétérostructure IMPATT pour différentes valeurs du champ électrique statique E_{x0} à l'interface zone d'avalanche - zone de transit (fig. (36)).

FIG. 35

Evolution du courant génération recombinaison en fonction du dopage de la zone d'avalanche

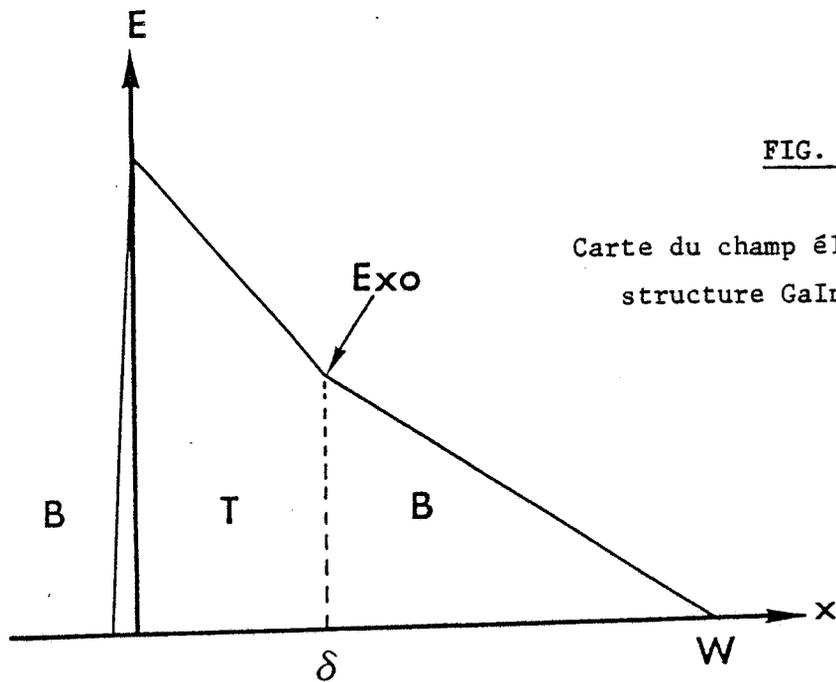
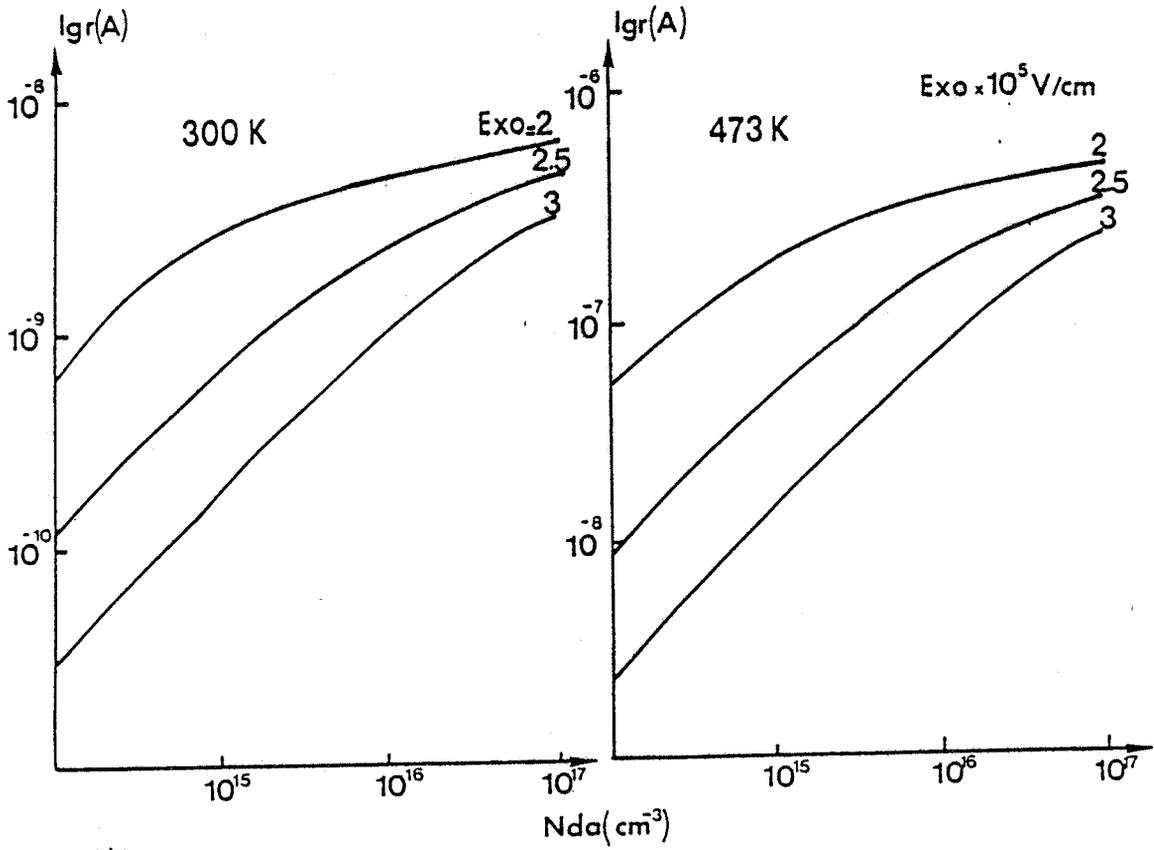


FIG. 36

Carte du champ électrique de la structure GaInAs/InP

Le calcul de ce courant est obtenu par l'expression

$$I_{GR} = q \cdot S \cdot n_i(T) \cdot \frac{\delta}{\tau_{eff}(T,N)}$$

où - $n_i(T)$ n'est fonction que de la température

- $\tau_{eff}(T,N)$ est l'expression établie précédemment, fonction de la température et du dopage

- δ est la longueur de la zone de GaInAs qui est telle qu'elle corresponde à la condition d'avalanche pour un champ E_{x0} et un dopage fixés.

On constate que ce courant dépend fortement du dopage utilisé et de la température. En effet, l'étude réalisée pour deux valeurs différentes de ce dernier paramètre avec un composant de section $S = 10\,000\ \mu\text{m}^2$ montre que le courant est 100 fois plus important à 200°C qui est la température habituelle de fonctionnement du dispositif qu'à l'ambiante. Par exemple, pour un dopage de $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$, on obtient une valeur de l'ordre de $10^{-10}\ \text{A}$ à 300 K et une valeur de $10^{-8}\ \text{A}$ pour 473 K.

C'est donc une composante importante du courant de saturation de dispositifs utilisant le GaInAs dont il faudra tenir compte pour la détermination des performances. Nous venons d'analyser de manière quantitative l'évolution du courant type génération recombinaison, mais compte tenu de l'utilisation d'un matériau à faible bande interdite, nous sommes également amené à étudier le courant tunnel pour une telle structure.

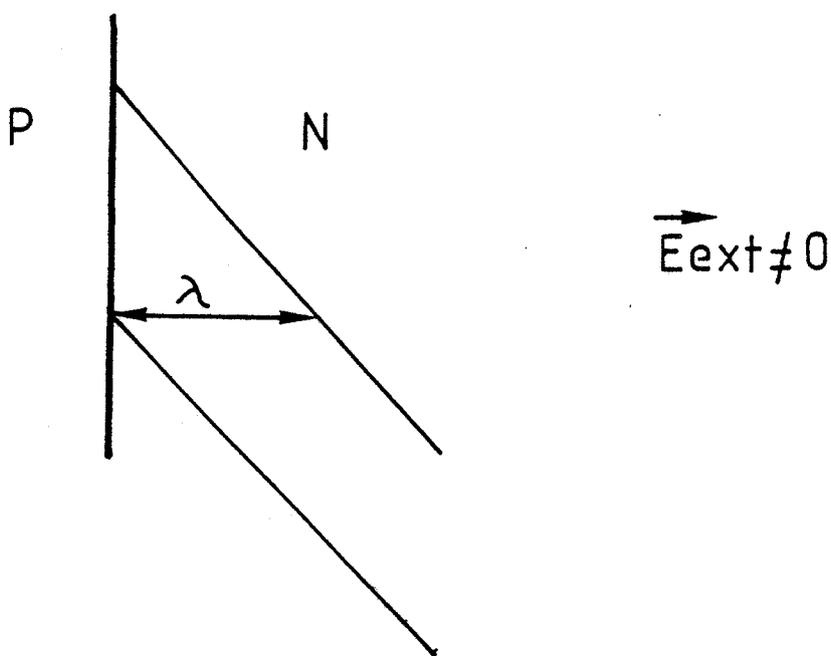
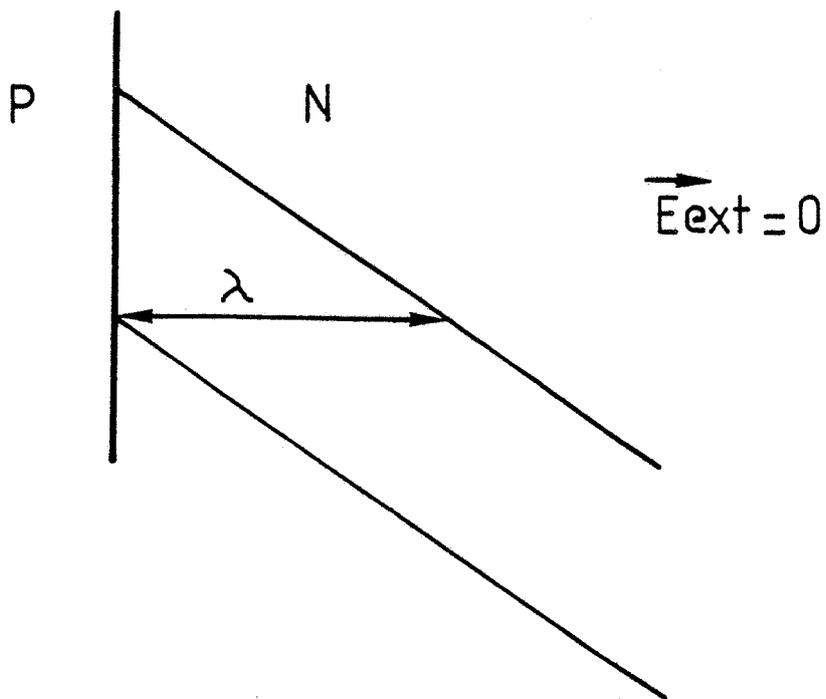


FIG. 37

Longueur apparente de la bande interdite en fonction du champ électrique

II,4,3. COURANT TUNNEL

C'est le courant qui apparaît dans une jonction PN polarisée en inverse lorsque le champ électrique atteint des valeurs élevées, ce qui permet aux porteurs de traverser la bande interdite par effet tunnel. Ce phénomène physique dépend de manière importante du matériau ; en effet la probabilité de passage par effet tunnel est d'autant plus élevée que la largeur de la bande interdite est faible [25]. Nous illustrons sur la figure (37), l'influence du champ électrique sur les courbures des bandes d'énergie.

Dans le diagramme des bandes d'énergie, la pente représente le champ électrique local, alors si on augmente le champ, la pente augmente, et par conséquent la largeur équivalente λ de la bande interdite, pour un électron d'énergie donnée, est une fonction décroissante du champ électrique \vec{E} .

Pour un champ électrique extérieur nul, la longueur équivalente de la bande interdite transversale λ correspondant à la direction du champ est maximale. Il en résulte que la probabilité de passage des porteurs par effet tunnel est minimale et que le courant associé est inexistant.

L'étude du courant tunnel dans différentes structures a déjà donné lieu à des travaux au laboratoire [27] pour des homostructures (type Schottky au jonction PN AsGa). Le calcul complet du courant tunnel pour une hétérostructure type ATT a été réalisé par J.C. DE JAEGER [20]. Nous donnons ici les principaux résultats obtenus concernant les différentes structures étudiées.

BU
LILLE

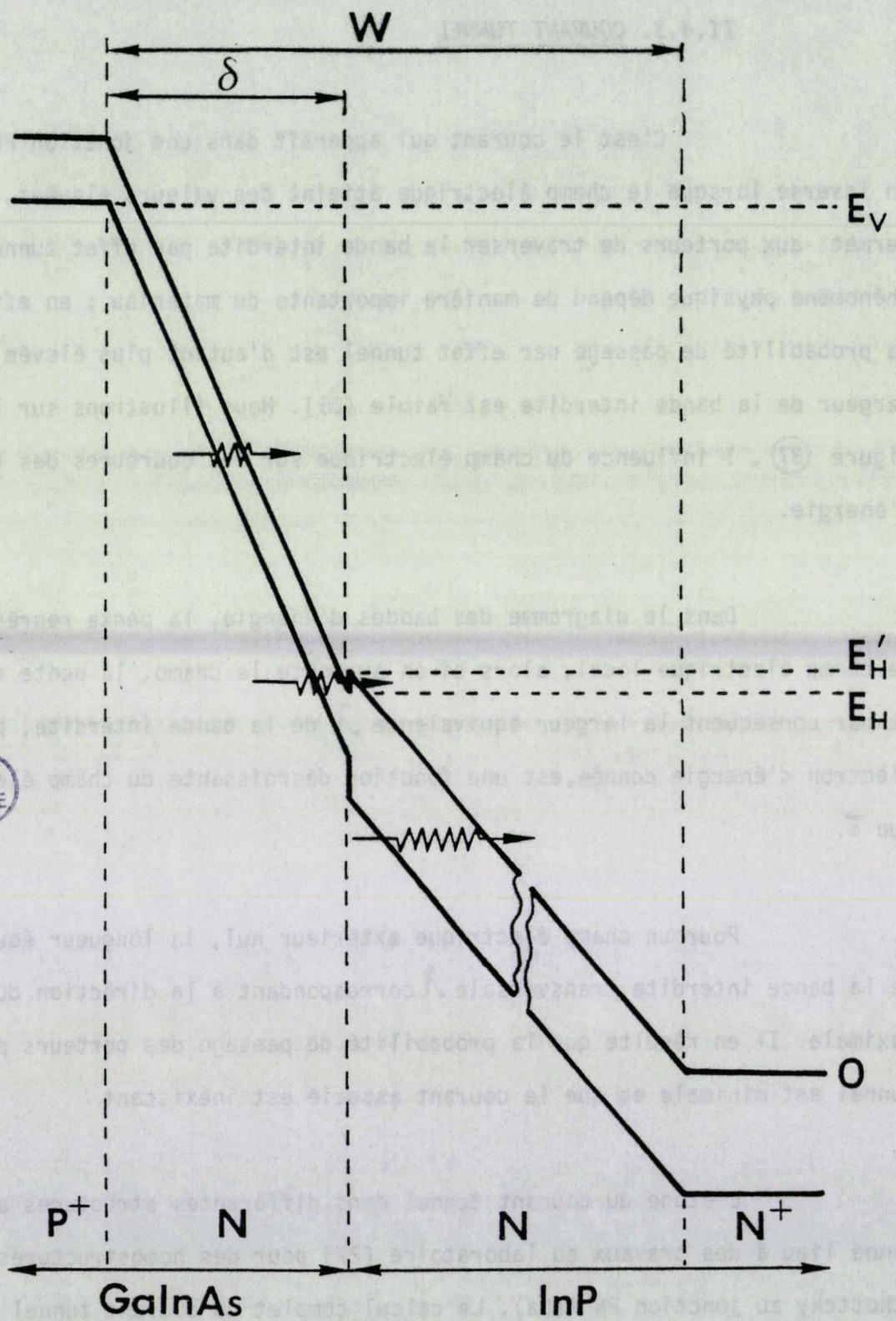


FIG. 38

Diagramme de bande de la structure GaInAsP⁺-N/InP-N⁺
Mise en évidence du passage des porteurs par
effet tunnel

1) Structure GaInAs-P⁺/GaInAs-N/ InP-N

Considérons en premier lieu le diagramme de bandes de la figure (38) où E_V , E_H sont des niveaux d'énergie caractéristiques de la structure qui délimitent les différentes zones. En première approximation, on peut considérer que la probabilité de passage par effet tunnel peut s'effectuer soit dans le GaInAs, soit dans l'InP.

En utilisant la théorie semi-classique pour une homojonction P⁺N [28], le flux de courant tunnel peut s'écrire :

$$\frac{d^2 I_{\text{tun}}}{S} = \frac{qm_g^* F(E)}{2\pi\hbar^3} P_0 \exp\left(-\frac{E_{\perp}}{\bar{E}}\right) (1 - F'(E)) dE_{\perp} dE$$

$$- \frac{qm_i^* F'(E)}{2\pi\hbar^3} P_0 \exp\left(-\frac{E_{\perp}}{\bar{E}}\right) (1 - F(E)) dE_{\perp} dE$$



avec - E : Energie de la particule

- E_{\perp} : Energie associée au moment perpendiculaire à la direction de l'émission du courant tunnel

- $P_0 = \exp\left(-\frac{E}{4\bar{E}}\right)$ est la probabilité de passage pour effet tunnel associée à chaque matériau
(G : GaInAs, I : InP)

- $\bar{E} = \frac{\sqrt{2} q F \hbar}{2\pi \sqrt{m^* E_g}}$ avec F champ électrique

- S : section du composant

- $F(E)$ et $F'(E)$ sont les fonctions de distributions de FERMI-DIRAC pour les électrons dans chaque matériau.

ⓑ InP
 Ⓣ GaInAs

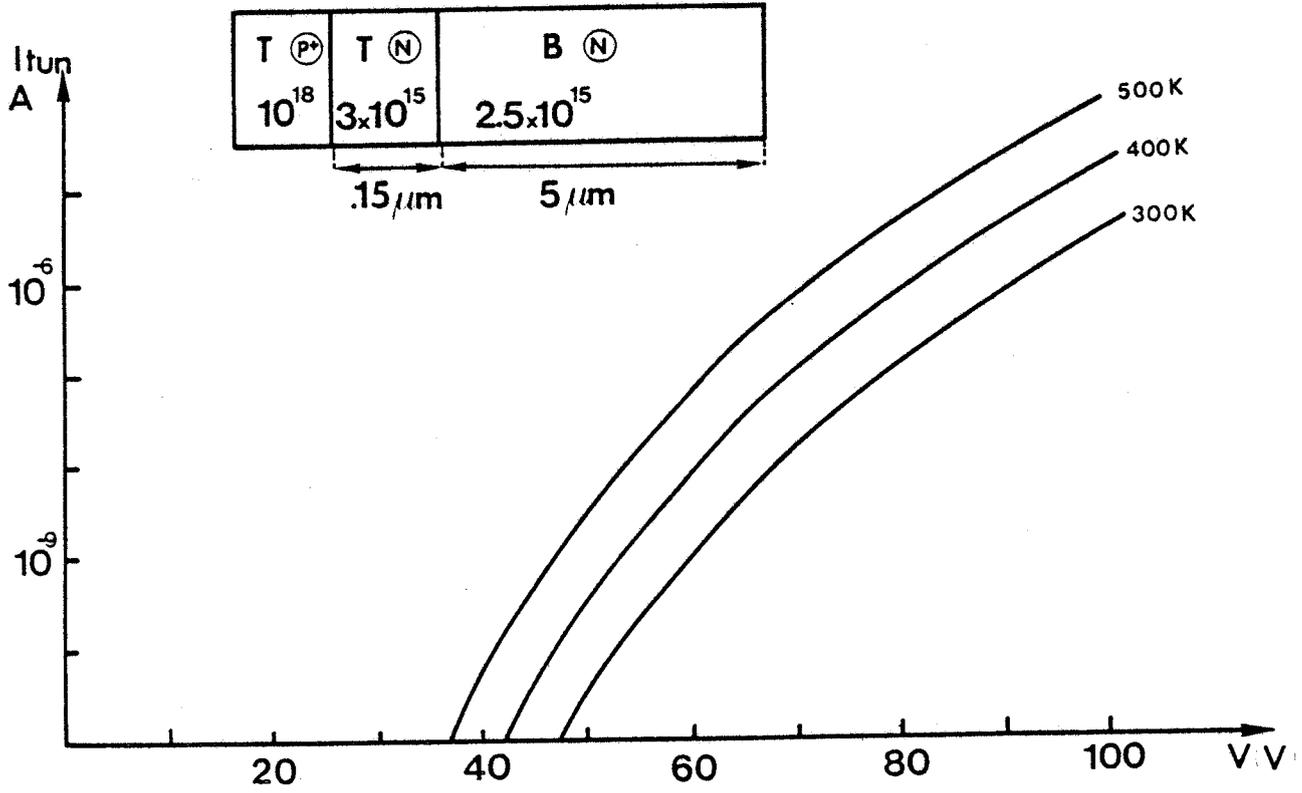


FIG. 39

Caractéristique I tunnel = f(V) pour différentes températures
 -cas de la jonction P⁺N en GaInAs-

L'intégration du flux $\frac{d^2I}{S}$ se fait sur E_1 et E pour les niveaux d'énergie suivants (fig. 38) :

$$0 < E < E_H \quad \text{dans l'InP}$$

$$\text{et } E_H < E < E_V \quad \text{dans le GaInAs}$$

ce qui conduit au résultat suivant :

$$I_{\text{tun}} = \frac{Sqm_g^*}{2\pi\hbar^3} \left(\bar{E}_G \exp\left(-\frac{E_{gG}}{4\bar{E}_G}\right) \right) \left(\frac{E_V}{2} - \left(E_H - \frac{E_V}{2}\right) \exp\left(-\frac{(E_V - E_H)}{\bar{E}_G}\right) \right) \\ + \frac{Sqm_g^*}{2\pi\hbar^3} \left(\bar{E}_I \exp\left(-\frac{E_{gI}}{4\bar{E}_I}\right) \right) \left(\frac{E_V}{2} + \left(E_H - \frac{E_V}{2}\right) \exp\left(-\frac{(E_V - E_H)}{\bar{E}_I}\right) \right)$$

BU
LILLE

Cette expression traduit bien le fait que le courant tunnel existe dans les deux matériaux, mais l'analyse numérique de I_{tun} montre que la part prépondérante du courant est celle qui provient de la région où le matériau possède une faible hauteur de bande interdite. Nous représentons sur la figure (39) l'évolution du courant tunnel en fonction de la tension de polarisation de la diode, pour différentes températures

On constate que le courant tunnel est une fonction rapidement croissante du champ maximum à la jonction et qu'il atteint des valeurs importantes qui risquent d'entraîner des limitations importantes pour les performances de l'hétérostructure IMPATT.

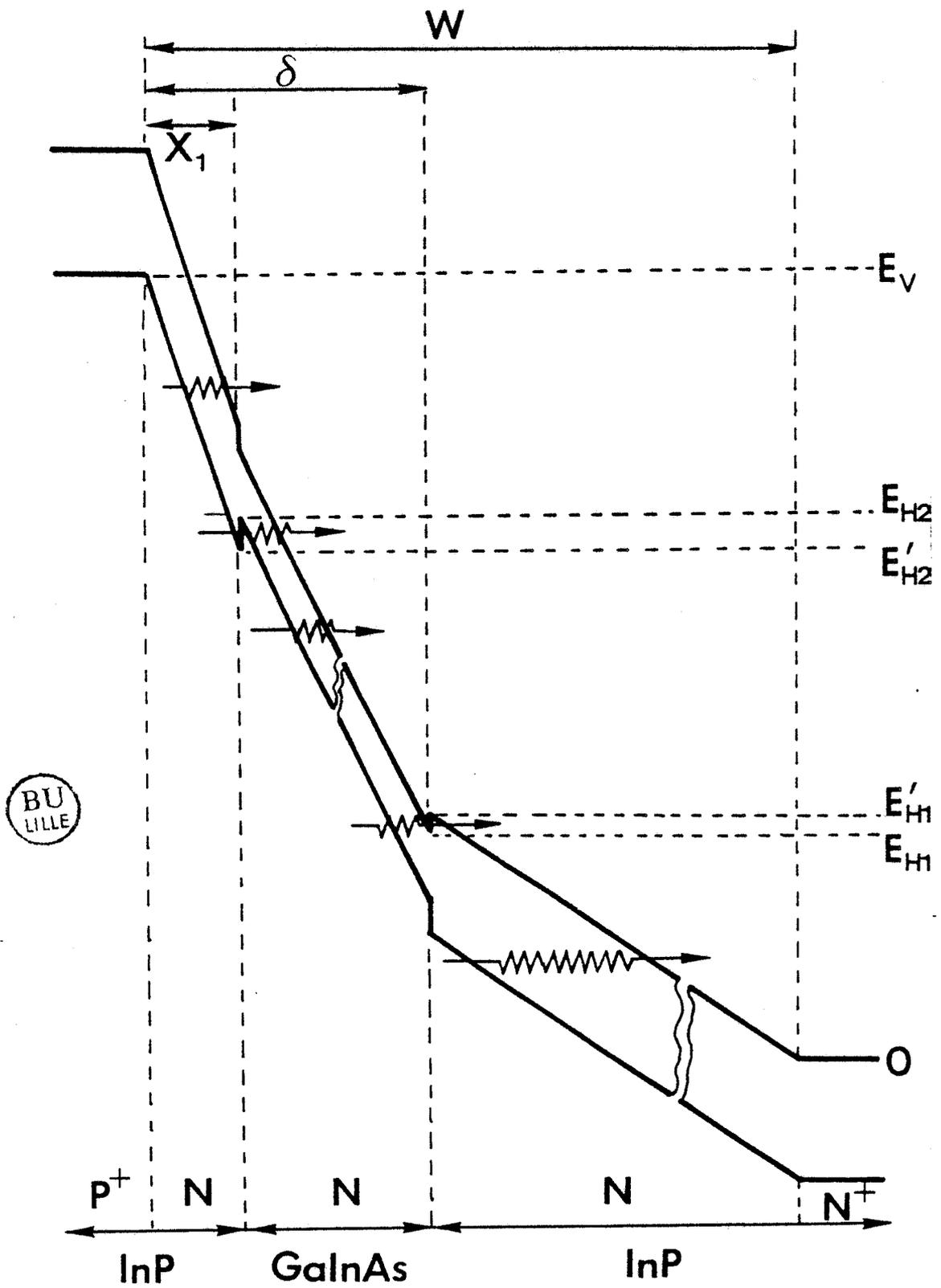


FIG. 40

Diagramme de bande de la structure InP P⁺-N/GaInAs-N/InP N=N⁺
 Mise en évidence du passage des porteurs par
 effet tunnel

2) Structure InP-P⁺/InP-N/GaInAs-N/InP-N

L'existence d'une jonction P⁺N en GaInAs, bien que facile à réaliser d'un point de vue technologique entraîne la génération de courants parasites trop importants. Essayant alors de limiter ce courant, nous avons opté pour une autre hétérostructure qui présente, comme nous l'avons montré dans le paragraphe II.2, l'avantage d'éliminer la zone d'inversion. La structure envisagée dont le diagramme de bande est donné sur la figure (40) consiste à ajouter une fine zone InP-N de manière à réaliser une jonction P⁺N en InP.

Pour ce type de structure, l'expression du courant tunnel se calcule de la même manière. En considérant les différentes zones [17], on obtient l'expression suivante :

$$I_{\text{tun}} = \frac{Sq m_i^*}{2\pi \hbar^3} \bar{E}_G \exp\left(-\frac{E_{gG}}{4\bar{E}_G}\right) \left[\left(E_{H2} - \frac{E_V}{2}\right) \exp\frac{-(E_V - E_{H2})}{\bar{E}_G} - \left(E_{H1} - \frac{E_V}{2}\right) \exp\frac{-(E_V - E_{H1})}{\bar{E}_G} \right]$$

$$+ \frac{Sq m_i^*}{2\pi \hbar^3} \bar{E}_I \exp\left(-\frac{E_{gI}}{4\bar{E}_I}\right) \left[E_V - \left(E_{H2} - \frac{E_V}{2}\right) \exp\frac{-(E_V - E_{H2})}{\bar{E}_I} + \left(E_{H1} - \frac{E_V}{2}\right) \exp\frac{-(E_V - E_{H1})}{\bar{E}_I} \right]$$

Nous sommes ici en présence d'une structure avec une jonction P⁺N en InP, de hauteur de bande interdite élevée. En conséquence, pour des valeurs du champ électrique du même ordre de grandeur, on obtient des valeurs du courant tunnel qui sont beaucoup plus faibles que pour la structure étudiée précédemment. Nous présentons sur la figure (41) le courant correspondant à ce type de structure pour différentes valeurs de la température.

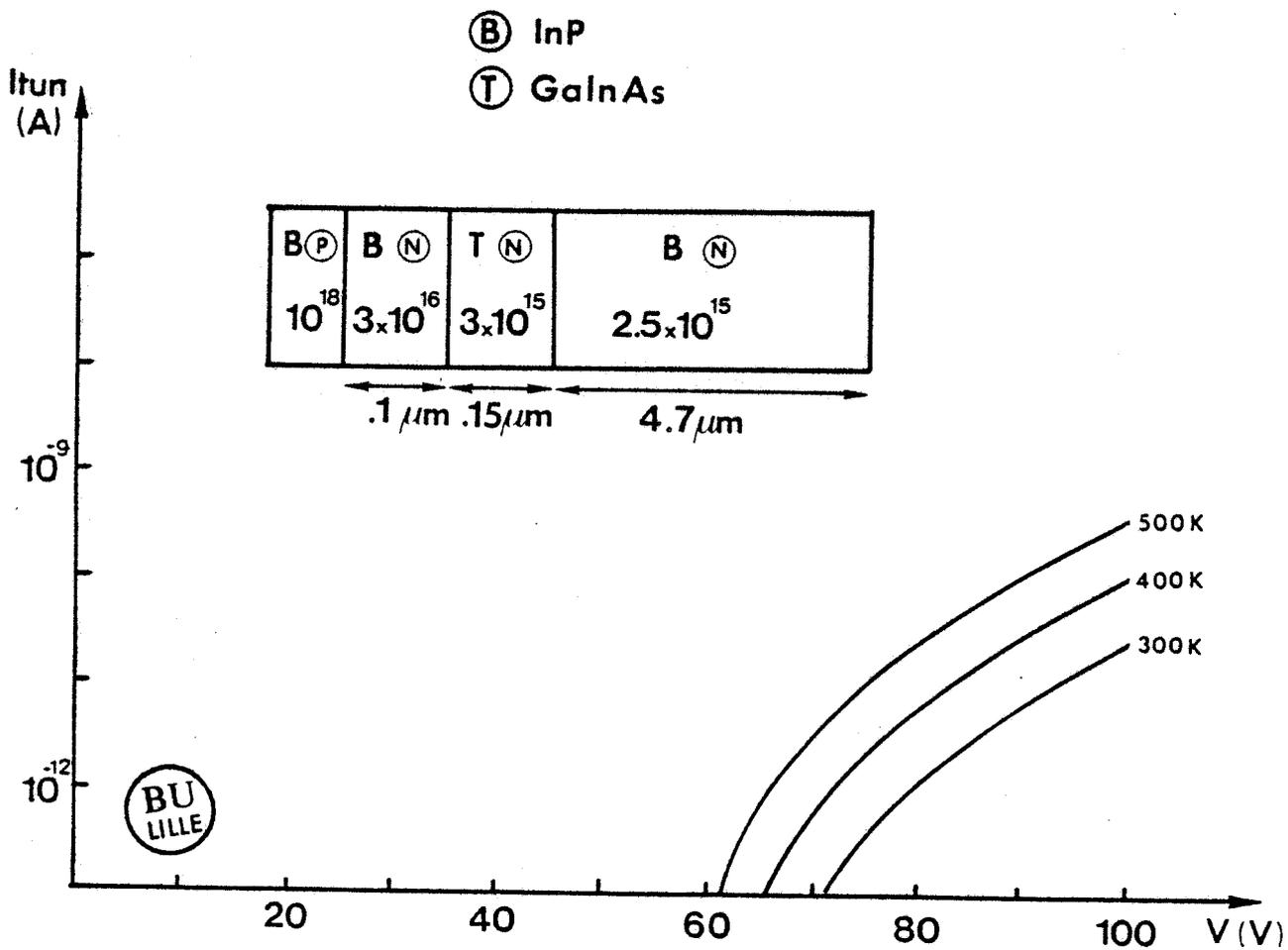


FIG. 41

Caractéristique I tunnel : $f(V)$ pour différentes températures
 -cas d'une jonction P^+N en InP (zone d'avalanche mixte)

Nous remarquons que dans ce cas, l'amplitude de l'intensité du courant tunnel est beaucoup plus faible, pour une valeur donnée de la tension, que dans le cas de la jonction P⁺N en GaInAs : pour $V = 10$ v nous avons $I_{\text{tun}} \# 2 \cdot 10^{-12}$ A à 500 K ($S = 10\ 000 \mu\text{m}^2$) ($I_{\text{tun}} \# 5 \cdot 10^{-7}$ A pour P⁺N en GaInAs). D'autre part, ce courant ne devient notable qu'à partir de 60 V contre 40 V pour la jonction P⁺N en GaInAs. Cette structure présente donc l'avantage de pouvoir minimiser le courant tunnel et cela de manière importante.

L'influence des principaux paramètres et notamment des dopages sur la valeur du courant inverse suivant les structures utilisées sera précisée dans le paragraphe suivant.

Il reste maintenant à analyser la composante relative aux fuites de surface. Ce courant est lié à l'apparition d'une résistance parallèle, notamment à la surface du composant, qui traduit l'existence de composés conducteurs consécutifs aux attaques chimiques et décapages lors de l'élaboration des structures mésas. Nous étudierons l'importance que peut présenter une telle composante dans la caractéristique $I(V)$ que nous allons maintenant analyser complètement.

II.5. CONFRONTATION THEORIE EXPERIENCE, INFLUENCE DES PARAMETRES

Le but de ce paragraphe est de valider notre modèle théorique et de définir l'influence des paramètres technologiques grâce à des résultats théoriques et expérimentaux.

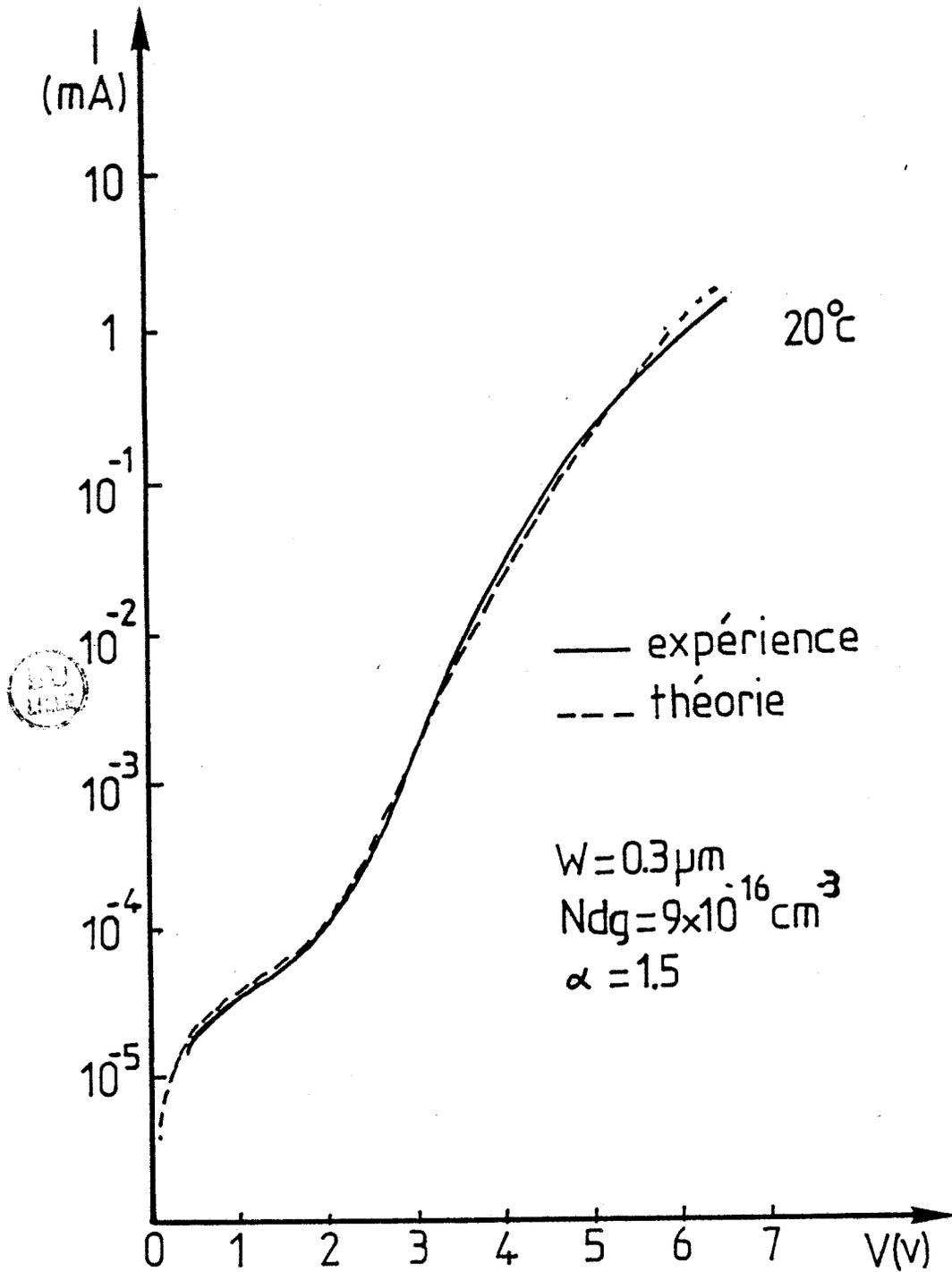


FIG. 42

Comparaison théorie-expérience sur une hétérojonction
 GaInAs/InP à la température ambiante.

a) Validation du modèle théorique

Rappelons que, pour la formulation du courant génération - recombinaison, nous avons relevé dans la littérature un ensemble de valeurs de τ_{eff} qui est le paramètre significatif de l'évolution de cette composante du courant. Nous aurons ainsi une bonne concordance lors de la comparaison.

Nous avons ainsi pu effectuer une comparaison sur un échantillon réalisé au laboratoire, dont la caractéristique expérimentale a pu être comparée à la courbe $I(V)$ théorique. Nous représentons sur la figure (42) le résultat de cette comparaison à la température ambiante, l'évolution en fonction de la température sera présentée de manière plus complète dans le chapitre IV.

b) Caractéristiques relevées sur des échantillons à homo ou hétérojonction

Ces résultats proviennent essentiellement de photodiodes à avalanche à hétérostructures à zone d'avalanche mixte (InP-N/GaInAs-N) qui sont appelées structures S.A.M. (Separated Absorption and Multiplication). Leurs caractéristiques $I(V)$ dans l'obscurité permettent d'obtenir des informations sur l'évolution des composantes du courant inverse.

La figure (43) représente la caractéristique $I(V)$ d'une structure de photodiode à jonction P^+N en GaInAs [29]. Nous observons sur cette caractéristique, deux zones bien distinctes :

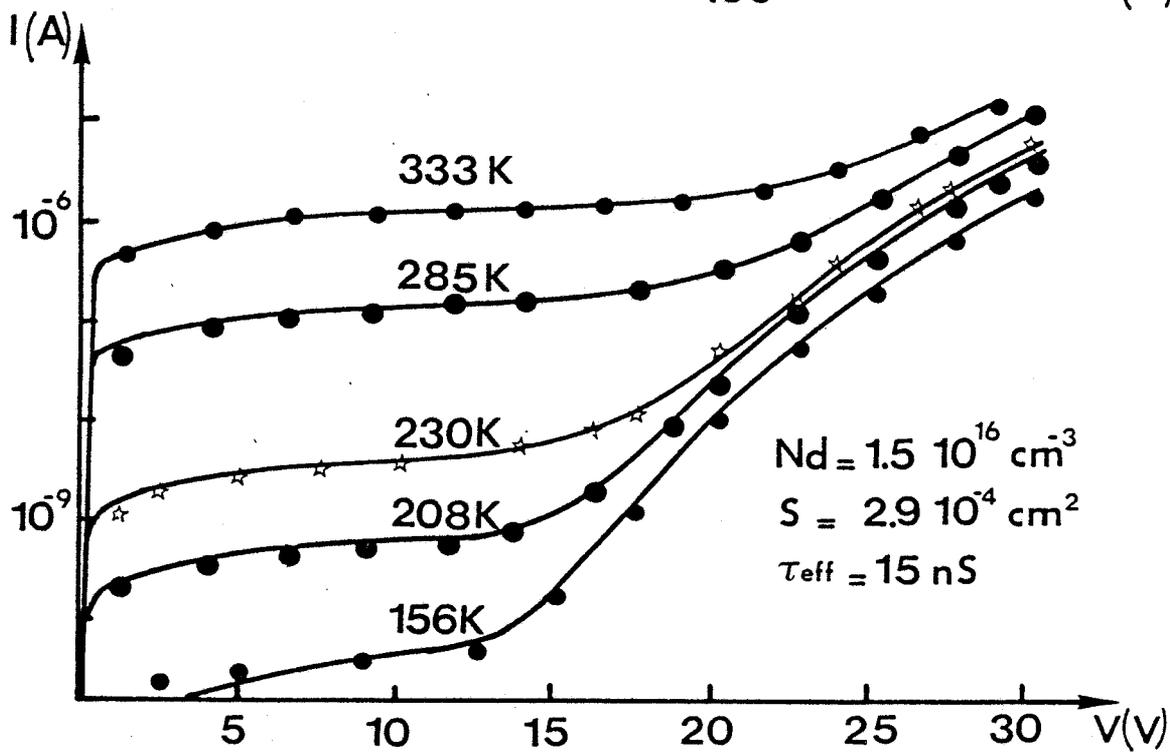
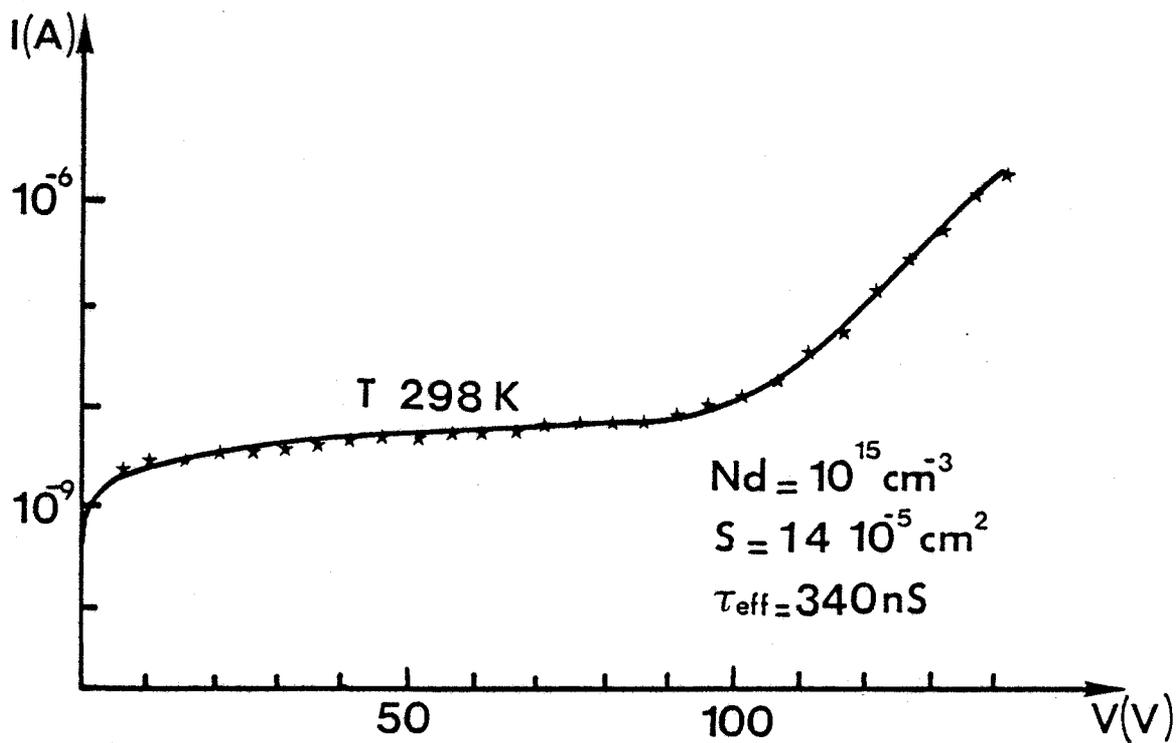


FIG. 43

Caractéristiques $I(v)$ relevées sur des hétérophotodiodes à avalanche - influence du dopage de la zone GaInAs-N

- la première est celle qui correspond à une contribution du type génération - Recombinaison
- La seconde fait apparaître l'effet tunnel dû à des champs électriques élevés.

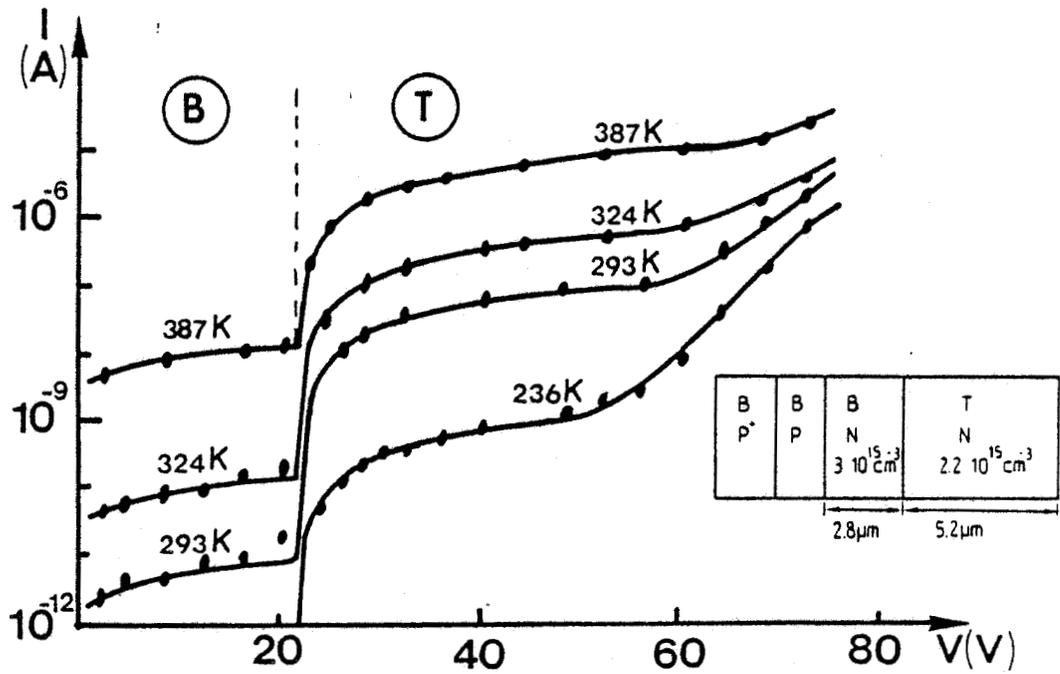
De ces courbes, il apparaît que l'évolution du courant GR en fonction de la température est beaucoup plus importante que celle du courant tunnel, ce qui confirme nos prévisions théoriques.

Il apparaît une nette dépendance de ces courants en fonction du dopage, c'est ainsi que pour une valeur de 10^{15} cm^{-3} , on a un courant $I_{GR} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ pour $T \approx 300 \text{ K}$ et pour $N = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ce courant est de l'ordre de $1 \cdot 10^{-7} \text{ A}$ pour la même température. Nous voyons d'autre part que l'apparition du courant tunnel est réjetée à des niveaux de tensions très supérieurs pour le composant à faible niveau de dopage (ce qui est une conséquence de la diminution du champ à la jonction P^+N).

Les caractéristiques observées sur la figure (44) a présentent des allures complexes qui peuvent être facilement expliquées en considérant les particularités de la structure représentée figure (44) b ; elle montre tout d'abord la désertion progressive du matériau binaire (où E_g est important) puis la progression de la zone désertée à l'intérieur du matériau ternaire (où E_g est faible).

Tant que la zone désertée est dans l'InP, la valeur du courant génération recombinaison est très faible, puis pour une valeur donnée de la tension, la désertion atteint le GaInAs, matériau dans lequel le courant GR

ⓑ InP
 Ⓣ GaInAs



BU
LILLE

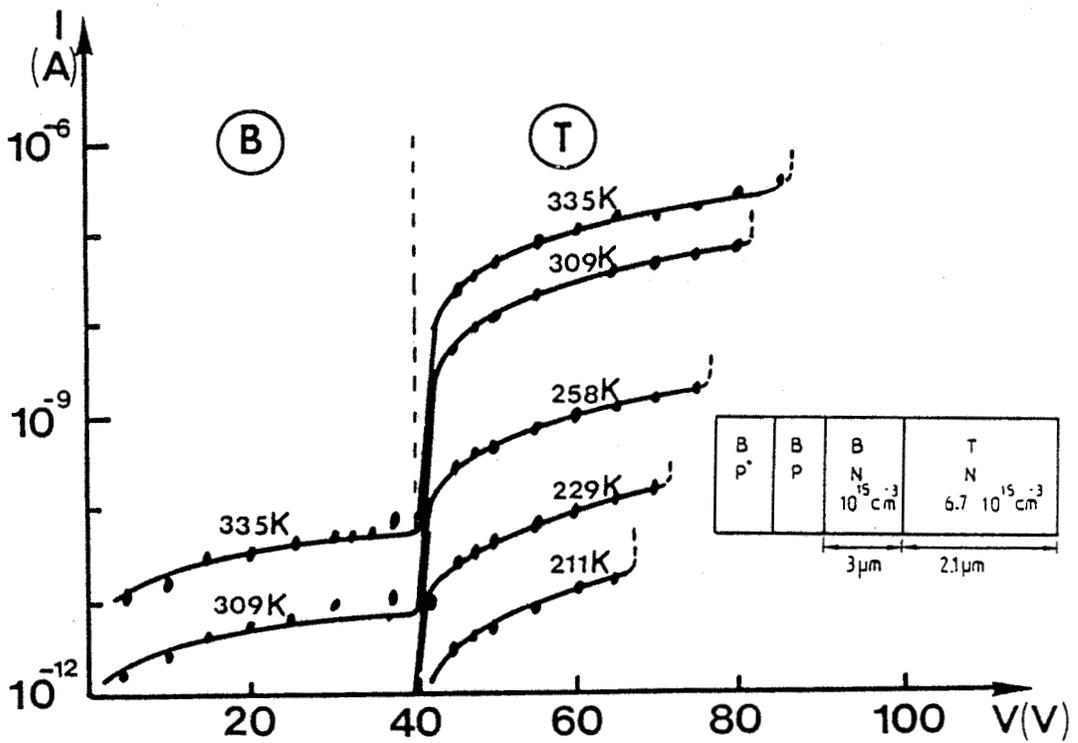


FIG. 44.a

Evolution $I(v)$ à deux paliers de courant génération
 Recombinaison - Influence des dopages sur l'apparition du courant
 Tunnel

ⓑ InP

Ⓣ GaInAs

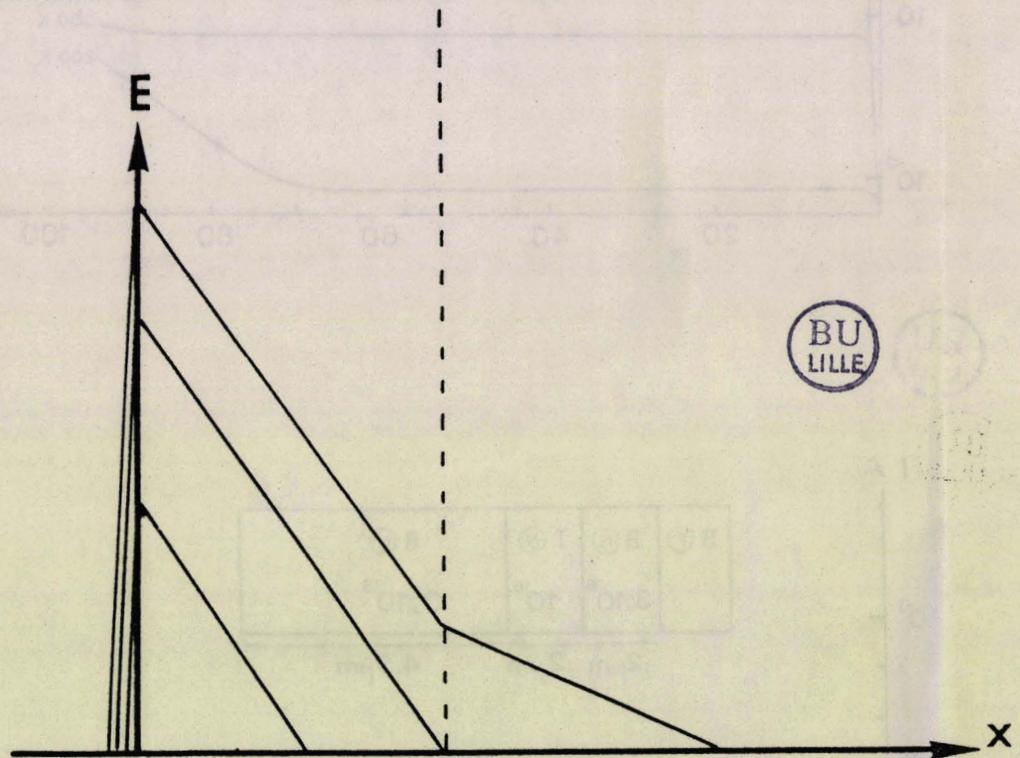
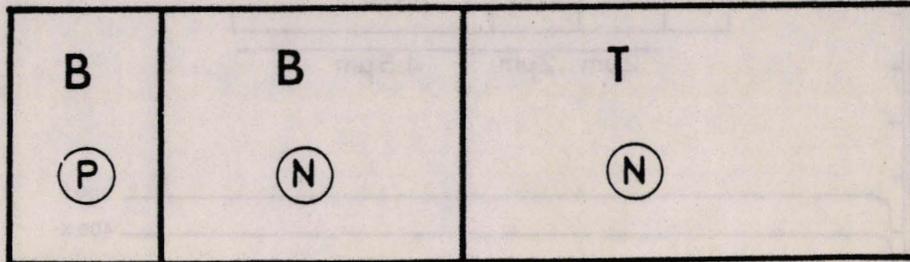


FIG. 44.b

Structure où la désertion passe progressivement du matériau
binaire au matériau ternaire

ⓑ InP
 ⓓ GaInAs

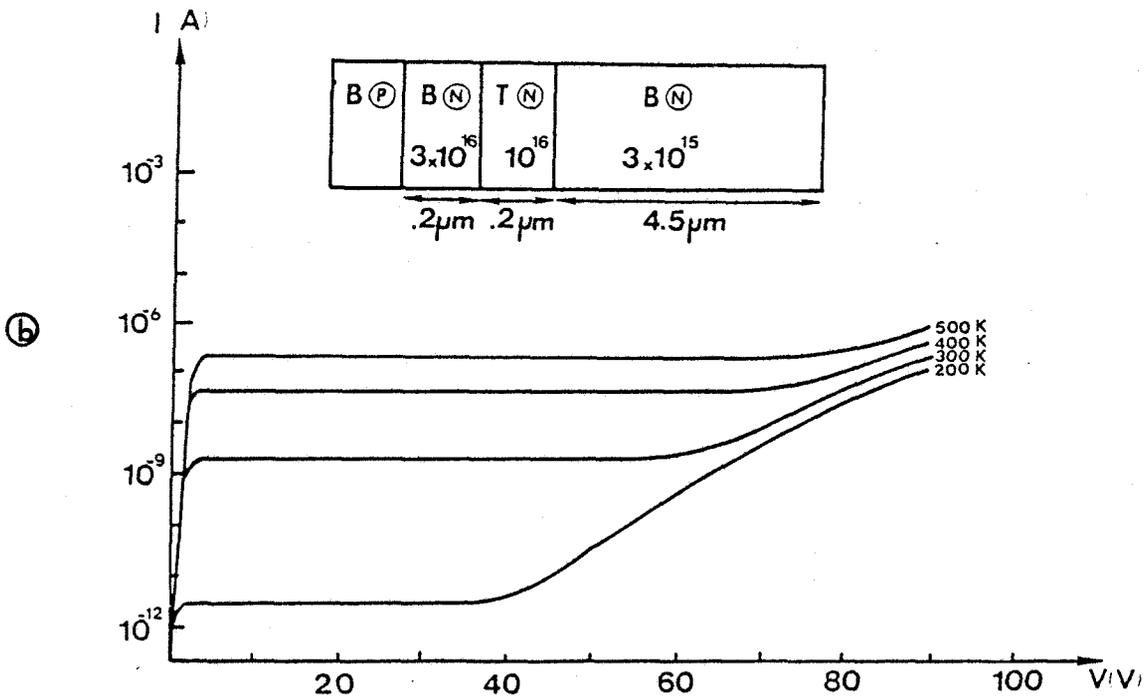
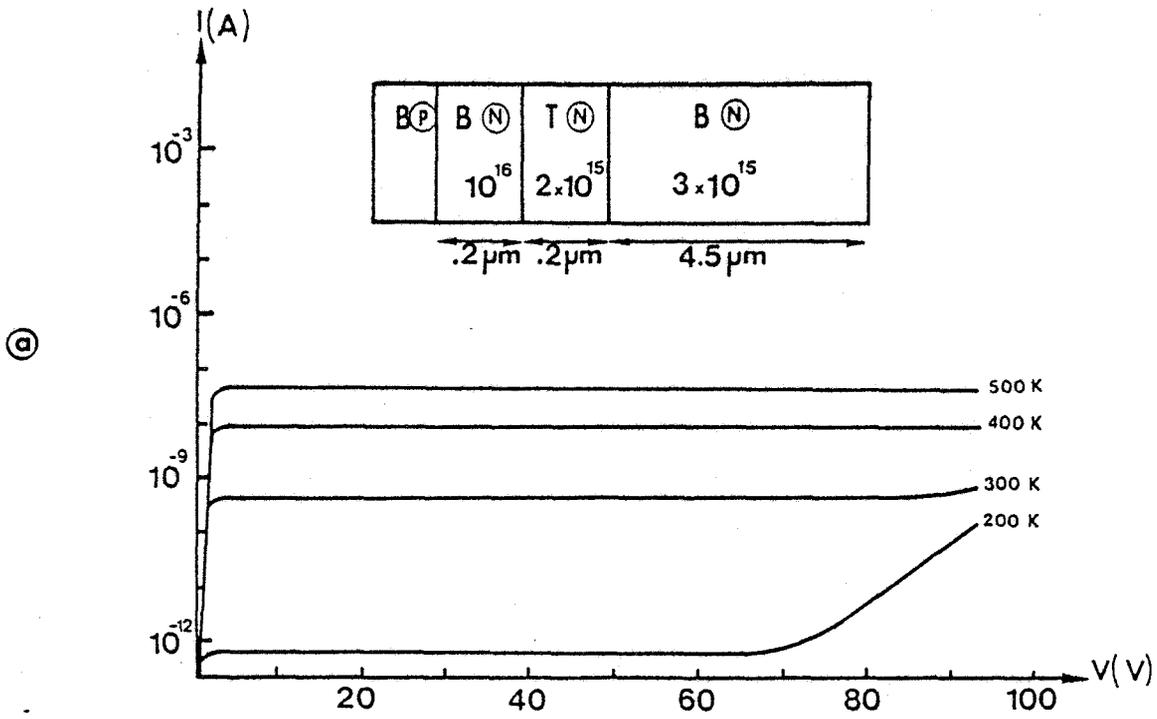


FIG. 45

Caractéristique $I(v)$ théorique - Influence des paramètres
 dopage, longueur sur le courant tunnel

est beaucoup plus important. Cette transition se traduit sur la caractéristique par une augmentation brutale du courant I_{GR} propre au matériau à faible hauteur de bande interdite.

La différence dans les caractéristiques des deux structures permettrait d'expliquer ainsi la différence de comportement :

- le dopage de la zone de GaInAs est plus grand dans la première que dans la seconde. Le champ électrique y est plus élevé et le courant tunnel apparaît plus facilement.
- le dopage de la zone d'InP est plus grand dans la seconde. Le profil de champ électrique est plus confiné et la tension d'avalanche est plus faible. On voit apparaître le début de la caractéristique typique de l'avalanche.

Ces résultats qui montrent clairement l'influence du dopage sur les courants GR et Tunnel sont en bon accord avec nos premières estimations théoriques.

c) Caractéristiques $I(V)$ théoriques - Etude paramétrique

A partir des estimations analytiques effectuées sur les différentes composantes du courant de saturation d'hétérostructures IMPATT, nous pouvons maintenant étudier plus systématiquement l'influence des principaux paramètres sur la caractéristique et définir les conditions optimales. Sur les figures (45).a et (45).b nous représentons l'évolution du courant en fonction de la tension à différentes températures pour des

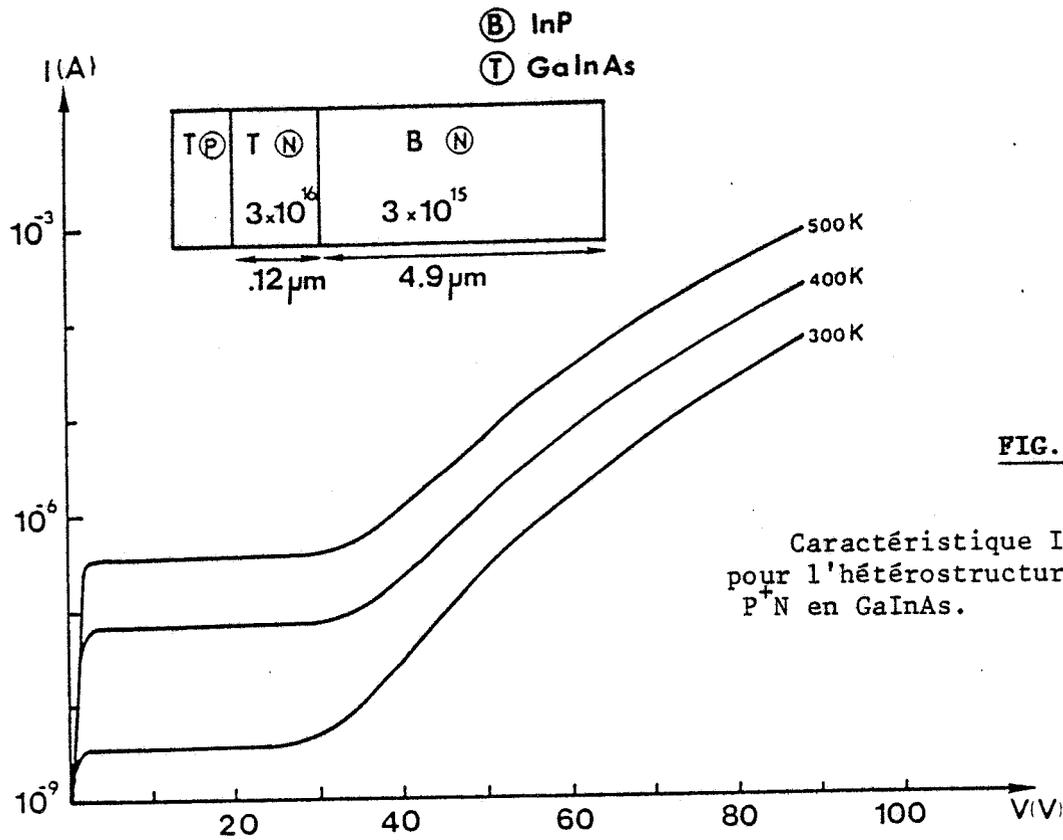
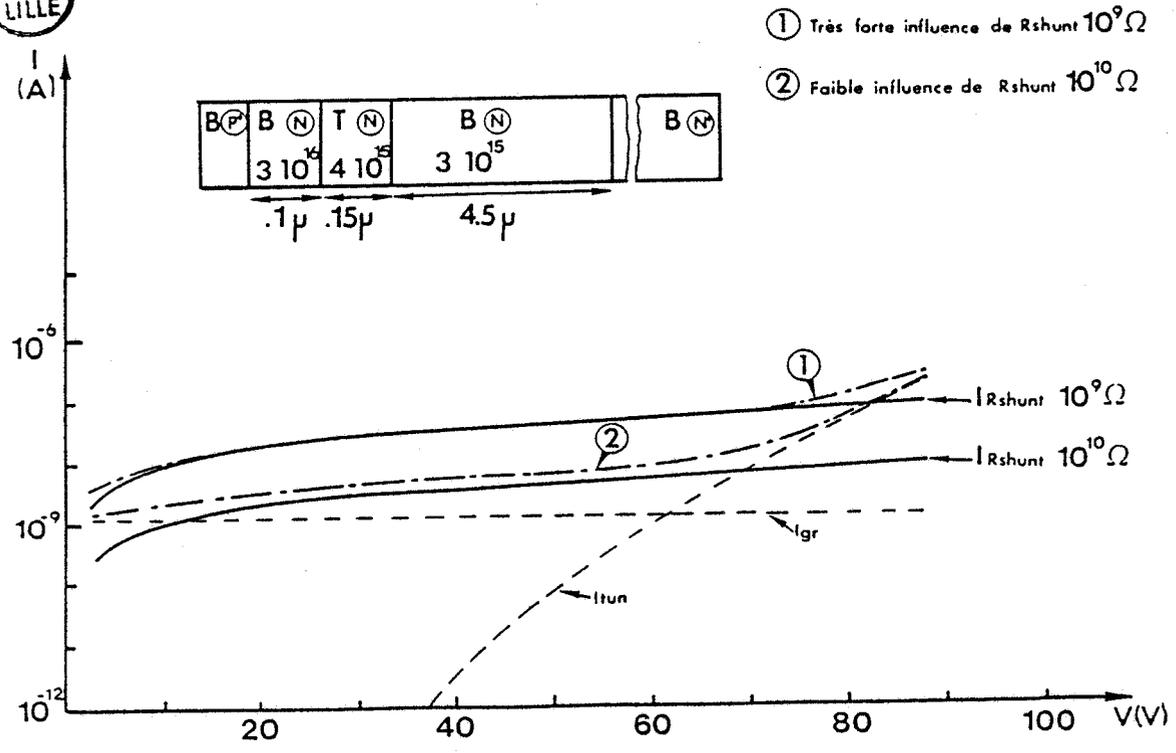


FIG. 46

Caractéristique $I(v)$ théorique pour l'hétérostructure à jonction P^+N en GaInAs.

BU
LILLE



- ① Très forte influence de $R_{shunt} 10^9 \Omega$
- ② Faible influence de $R_{shunt} 10^{10} \Omega$

FIG. 47

Influence d'une résistance parallèle à la jonction

valeurs du couple dopage et longueur de la zone d'avalanche, la valeur limite de la caractéristique étant définie par la condition d'avalanche. Nous avons représenté de la même manière la caractéristique $I(V)$ dans le cas où la jonction P^+N est réalisée en GaInAs sur la figure (46).

Les figures 45.a et 45.b confirment l'influence du dopage de la zone GaInAs sur la valeur du palier I_{GR} , on constate un courant I_{GR} dix fois plus important pour un dopage allant de $2 \cdot 10^{15}$ à 10^{16} cm^{-3} pour $T = 300 \text{ K}$. Le phénomène le plus important est surtout, pour ces mêmes dopages, l'apparition d'un courant tunnel pour une tension beaucoup plus faible; pour $T = 200 \text{ K}$, elle passe de 70 V à 40 V quand le dopage passe de $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 10^{16} cm^{-3} .

La figure 46 illustre l'évolution $I(V)$ pour une diode à jonction P^+N en GaInAs. On peut remarquer que, dans ce cas le palier I_{GR} suit l'évolution qui est imposée par le dopage de la zone GaInAs-N comme précédemment. Par contre, au-delà de 30 V , c'est le courant tunnel qui domine essentiellement la caractéristique $I(V)$. On peut remarquer que les courants sont dans ce cas très supérieurs à ceux que l'on peut obtenir dans le cas précédent.

La figure (47) représente l'influence d'une résistance parallèle sur la caractéristique $I(V)$. Les lignes en tirets représentent les composantes pures I_{GR} et I_{tun} , et celles en traits pleins les courbes $I_{Rshunt} = \frac{V}{R_{shunt}}$ pour deux valeurs de la résistance parallèle, $R = 10^9 \Omega$ et $R = 10^{10} \Omega$. Les lignes en traits mixtes représentent la somme de toutes ces composantes :

$$I = I_{GR} + I_{tun} + I_{Rshunt}$$

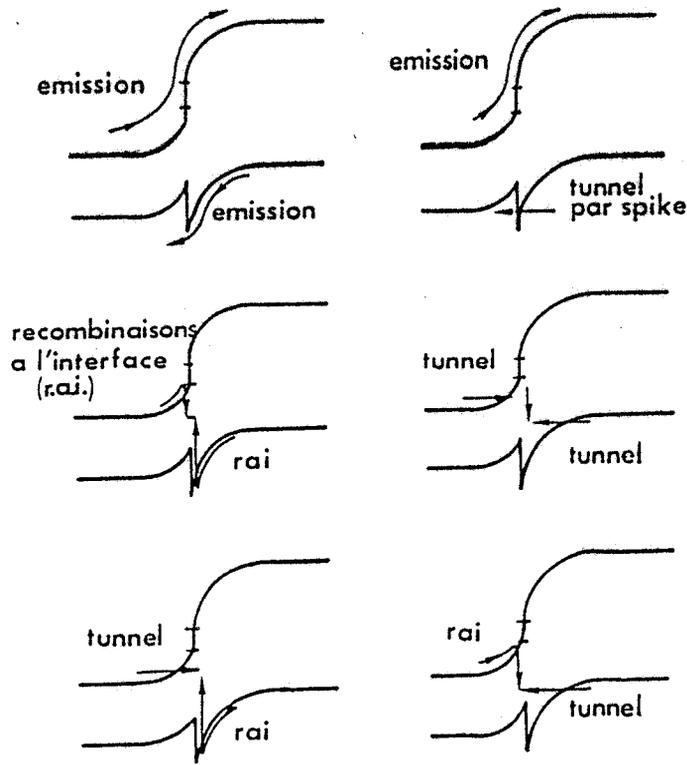


FIG. 48

Mécanismes possibles pour le passage des porteurs par effet tunnel

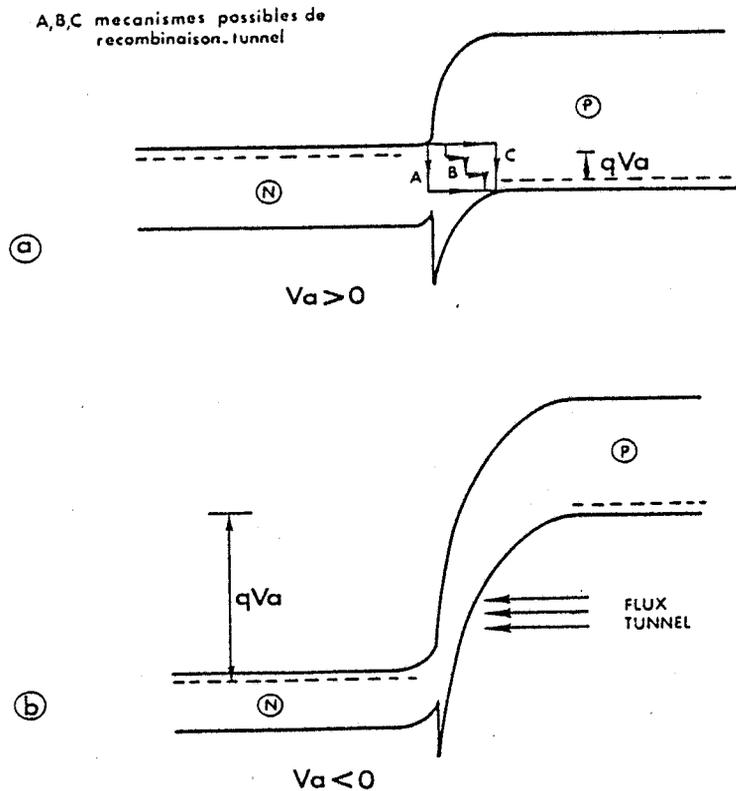


FIG. 49

Passage des porteurs associant différents mécanismes pour l'effet tunnel en polarisation directe (a) et inverse (b)

Il apparaît qu'une résistance de $10^{10} \Omega$ a peu d'influence sur la caractéristique $I(V)$ alors qu'une valeur de $10^9 \Omega$ peut générer un courant qui masque l'évolution de $I_{GR} + I_{tun}$ tant que la tension ne dépasse pas 70 V comme dans le cas de la figure (47). Si cette valeur de R_{shunt} est prise de l'ordre de $10^8 \Omega$, il est facile d'imaginer que seule la composante $I = \frac{V}{R_{shunt}}$ sera perceptible. Nous serons donc amenés à prendre un soin extrême lors de l'élaboration des composants durant les différentes étapes du processus technologique et en particulier lors de l'attaque méso pour limiter les courants de fuites.

II.6. AUTRES MECANISMES D'EMISSION DE COURANT

Nous avons essayé d'expliquer dans ce qui précède les principaux phénomènes physiques qui sont à l'origine du courant inverse en détaillant les différentes composantes. Nous avons ainsi pu décrire analytiquement l'évolution de ce courant en fonction de la tension appliquée et déterminer l'influence de certains paramètres (dopage, longueur) sur la caractéristique $I(V)$. Cependant, d'autres contributions plus complexes peuvent exister notamment au niveau du passage des porteurs par effet tunnel. Nous illustrons sur la figure (48) un exemple de ces mécanismes plus complexes qui sont difficilement quantifiables.

Ils associent l'effet tunnel avec possibilité de recombinaison ou d'émission de charges par l'intermédiaire d'états d'interface à l'hétérojonction anisotype PN (Rappelons que nous avons supposé négligeables ces charges d'interface dans notre étude en utilisant les hypothèses d'Anderson). Nous montrons sur la figure (49) les différents types de mécanismes pouvant exister sans polarisation directe (fig. 49.a) et inverse (fig 49.b).

Ce type de processus d'émission de courant est difficile à analyser de manière simple, aussi nous n'en avons tenu compte. Toutefois, des travaux [30] sur la mesure des courants inverses ont permis de mettre en évidence l'existence de niveaux pièges situés dans la bande interdite, qui pourraient faciliter le passage par effet tunnel pour une hétérojonction GaInAs/InP. Dans notre cas, il sera possible d'en tenir compte dans les expressions analytiques, en introduisant une énergie E_t , correspondant aux pièges, qui sera inférieure au gap E_g du matériau où dominent ces phénomènes.

CONCLUSION

Nous avons, dans ce chapitre, mis en évidence les phénomènes particuliers aux hétérojonctions qui peuvent avoir une influence très importante sur les performances et sur les caractéristiques de la structure. Les deux principaux phénomènes physiques sont :

- zone d'inversion due à l'hétérojonction InP-P⁺/GaInAs-N
- courant de saturation très élevé qui est composé de plusieurs contributions.

En ce qui concerne le problème lié à la zone d'inversion qui se manifeste dans une hétérojonction anisotype, il est possible de l'éliminer par création d'une zone d'avalanche mixte InP-N/GaInAs-N. La présence de cette même zone InP-N permettant également de limiter le courant tunnel dû au GaInAs dans la structure. En ce qui concerne le courant de type génération-recombinaison, il est nécessaire de doper le plus faiblement possible la zone GaInAs-N pour le minimiser.

Les caractéristiques physiques spécifiques d'une hétérostructure IMPATT étant définies, nous allons maintenant analyser les performances dynamiques du dispositifs.

REFERENCES DU τ_{eff} GaInAs

- [1] S.R.FORREST et Al
"In_{0,53}Ga_{0,47}As photodiodes with dark current limited by generation recombination an tunneling"
A.P.L., 37 (3), August 1980, pp. 322-325
- [2] R.F. LEHENY
"In_{0,53}Ga_{0,47}As p-i-n photodiodes for long wavelength fibre-optic systems"
Elect. Lett., vol. 15; n° 22, October 1979, pp. 713-715
- [3] Y. MATSUSHIMA et Al.
"Zn-diffused InGaAs/InP avalanche photodetector"
A.P.L., 35 (6), September 1979, pp. 446-447
- [4] T.P. PEARSALL et M. PAPUCHON
"The GaInAs homojunction photodiode-A new avalanche photodetector in the near infrared between 1,0 and 1,6 μm "
A.P.L., 33 (7), October 1979, pp. 640-642
- [5] Y. TAKANOSHI et Al.
"Required donor concentration of epitaxial layers for efficiency InGaAs P avalanche photodiodes"
J.J.A.P. 19 (4), 1980, pp. 693-701
- [6] T.P. LEE et Al.
"Small area InGaAs/InP p-i-n photodiodes : fabrication characteristics and performance of devices in 274Mb/s and 45 Mb/s light wave receivers at 1,31 μm wave length

- [7] N. SUSAKI et Al.
"Planar type vapor-phase epitaxial InGaAs photodiode"
I.E.E.E. Elec. Dev. Lett., vol. EDL-1, n° 4, April 1980, pp. 55-56
- [8] H. KANBE et Al.
"InGaAs avalanche photodiode with InP P-N junction"
Elec. Lett., vol. 16, n° 5, February 1980, pp. 163-165
- [9] M. ITO et Al.
"Tunneling currents in $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ homojunction diodes design of
InGaAs/InP hetero-structure avalanche photodiodes"
S.S.E., vol. 24, 1981, pp. 421-424
- [10] O.K. KIM et Al.
"A high gain InGaAs/InP avalanche photodiodes with no tunneling
leakage current"
A.P.L., 39 (5), September 1981, pp. 402-404
- [11] Y. MATSUSHIMA et Al.
"Dark-current of InGaAs/InP mesa type avalanche photodetector"
J.J.A.P., vol. 19, n° 3, 1980, pp. 573-574

M-8 CHS sur diode 22-1-M8

M-3 CHS sur diode 22-1-M3

REFERENCES POUR T_{eff} du GaInAsP

- [1] G.H. OLSEN, H. DRESSEL
"Vapour-grown 1,3 μm InGaAsP/InP avalanche photodiodes"
Elect. letter, vol. 15, n° 5, p. 141, 1979
- [2] F. CAPASSO, R.A. LOGAN, P.W. ROY, S. SUMOKI, D.D. MANCHON
"Low leakage current and saturated reverse characteristic in Broad area InGaAsP diodes"
Elect. Letter, Vol. 16, n° 7, p. 241, 1980
- [3] S. R.FORREST
"Performances of GaInAsP photodiodes with dark current limited by diffusion, generation recombination and tunneling"
I.E.E.E. J. of Quantum Elect., vol. 17, n° 2, p.217, 1981
- [4] C.A. BURRUS, A.G. DENTAI, T.P. LEE
"InGaAsP PIN photodiodes with low dark current and small capacitance"
Elect. Letter, vol. 15, n° 20, p. 655, 1979.
- [5] H.D. LAW, K. NAKANO, L.R. TOMASETTA
"III-IV alloy heretostructure high speed avalanche photodiodes"
I.E.E.E. Journal of Quantum elect., vol. 15, n° 7, 1979
- [6] Y. TAKANASHI, M. KOWASHIMA and Y. HORIKOSHI
"Required donor concentration of epitaxial layers for efficient InGaAsP avalanche photodiodes"
Japanese J. of applied Phys., vol. 19, n° 4, p. 693, 1980.
- [7] M. FENG, J.D. OVERSTAR, T.H. WINKHORN, L.W. COOK, G.F. STILLMAN and B.G. STRECTMAN
"Be-implanted 1,3 μm InGaAsP avalanche photodetectors"
Appl. Phys. Lett., vol. 34, n° 9, p. 591, 1979

- [8] C.A. BURRUS, A.G. DENTAI, T.P.LEE
"InGaAsP P-I-N photodiodes with low dark current and small capacitance"
Elect. Letter, vol. 15, n° 20, p. 655, 1979
- [9] M.A. WASHINGTON, R.E. NAHORY, M.A. POLLACK and E.D. BEEBE
"High-efficiency InGaAsP/InP photodetectors with selective wavelength
response between 0,9 and 1,7 μm "
Appl. Phys. Lett., vol. 33, n° 10, p. 854, 1978
- [10] G.D. STILLMAN, L.W. COOK, G.E. BULMAN, N. TABATABAIE, R. CHIN and
P. Daniel DAPKUS
"Long-Wavelength (1,3 to 1,6 μm) detectors for fiber-optical communications"
I.E.E.E. Trans. Electron. Device, vol. 29, n° 9, p. 1355, 1982.
- [11] Y. TAKANASHI and Y. HORIKOSHI
"InGaAsP/InP avalanche photodiode"
Japan J. Appl. Phys., vol. 17, n° 11, p. 2065, 1978
- [12] Y. TAKANASHI and Y. HORIKOSHI
"InGaAsP/InP avalanche Photodiode prepared by Zn-Diffusion"
Jpn.J. Appl. Phys., vol. 18, n° 8, p. 1615, 1979.
- [13] M. ITO, T. KANEDA, K. NAKAJIMA, Y. TOYOMA, T. YAMAOKA, T. KOTANI
"impact ionisation ratio in InGaAsP"
Elect. Letters, vol. 14, n° 14, p. 418, 1978

CHAPITRE III

PERFORMANCES DES HÉTÉROSTRUCTURES IMPATT

INTRODUCTION

Afin de déterminer les performances potentielles de l'hétérostructure GaInAs/InP, nous avons considéré dans un premier temps la structure la plus simple, celle qui a une jonction $P^+ - N$ en GaInAs. A cause du problème du courant inverse prévisible, nous avons envisagé la solution qui consiste à réaliser une hétérojonction InP- P^+ /GaInAs-N, mais il apparaît une zone d'inversion. Enfin, une troisième solution qui réalise la jonction P^+N en InP a été étudiée, cette solution pose quant à elle le problème de l'augmentation de la tension continue dans la zone d'avalanche. Dans ce cas, on ne peut prédire laquelle de ces structures est la meilleure.

Nous étudierons, dans ce chapitre, le comportement dynamique des deux seules structures qui puissent être retenues en vue d'une optimisation à la fréquence de 10 GHz et par suite d'une étude dans une plus large bande.

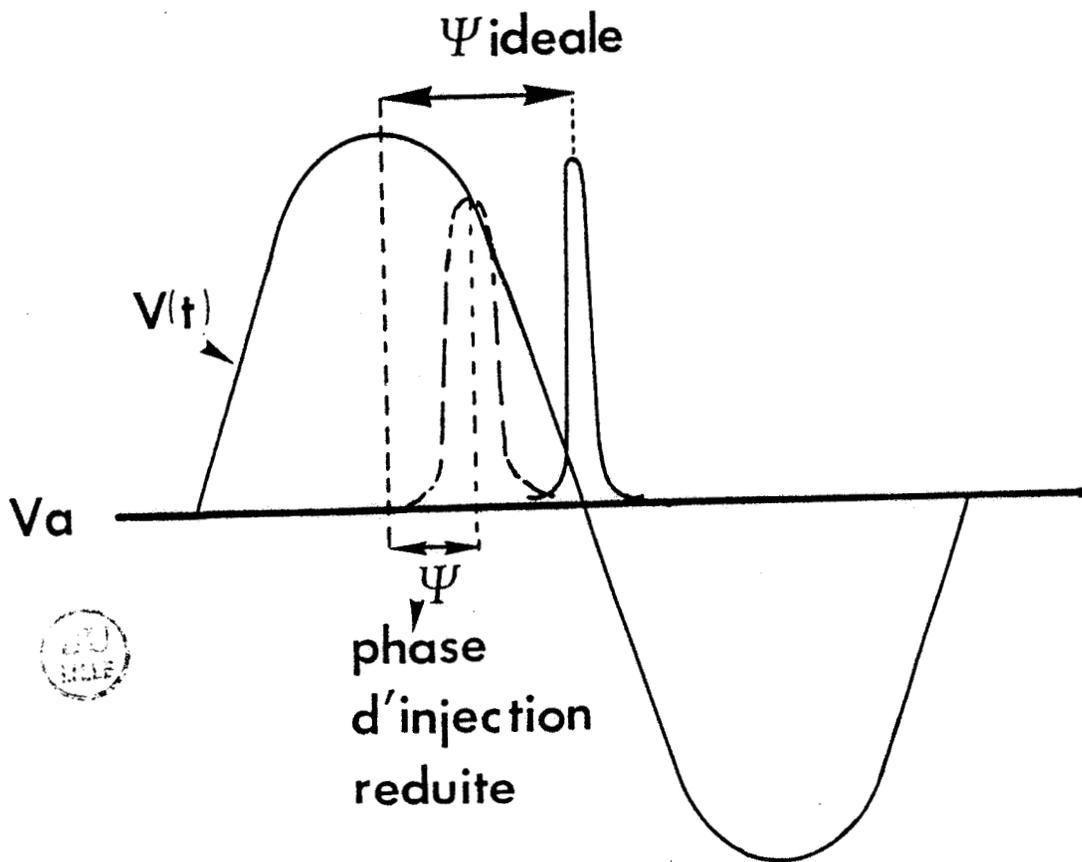


FIG. 50

Influence du courant tunnel sur la phase d'injection

Les limitations d'une hétérostructure IMPATT sont essentiellement dues au courant de saturation important dont les différentes composantes ont été définies dans le chapitre précédent. En effet, dans le cas d'un mode IMPATT pur, l'injection des porteurs est retardée de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la tension. Il n'en est plus de même si il existe une injection parasite (fig 50), dans ce cas, le retard diminue, ce qui augmente la puissance continue dissipée et en conséquence réduit le rendement de conversion. Nous nous proposons dans ce chapitre, d'évaluer les performances potentielles de chacune des structures proposées à partir d'une modélisation qui prend en compte les différents effets physiques intervenant dans le comportement du dispositif.

III.1. STRUCTURE GaInAs-P⁺/GaInAs-N/InP-N

Nous rappelons que cette structure est la plus simple à réaliser d'un point de vue technologique car elle ne comporte qu'une seule hétérojonction, la jonction P⁺N étant en GaInAs.

La présence d'un courant de saturation important dans les structures de type GaInAs est une limitation fondamentale pour l'obtention de hauts rendements. Le courant de type génération-recombinaison est prépondérant à faible tension alors qu'à des niveaux de tension importants proches de l'avalanche, c'est le courant tunnel qui domine. A cause de l'importance de ce courant, on ne peut obtenir d'effet d'avalanche pur dans le dispositif IMPATT : on s'oriente vers une structure de type MITATT (Mixed Injection Avalanche Transit Time), où l'injection se fait à la fois par effet d'avalanche et par effet tunnel.

10GHz sans InP

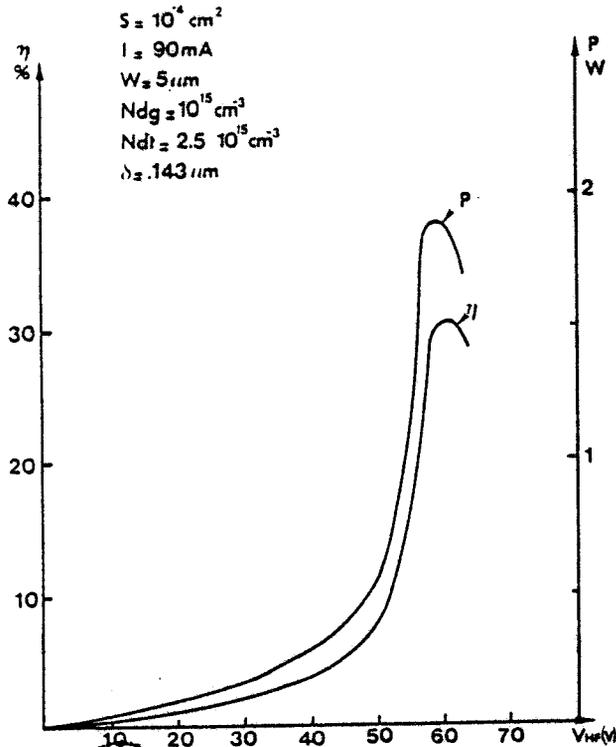


FIG. 51.a

Rendement et puissance du dispositif à hétérostructure IMPATT à jonction P⁺N en GaInAs

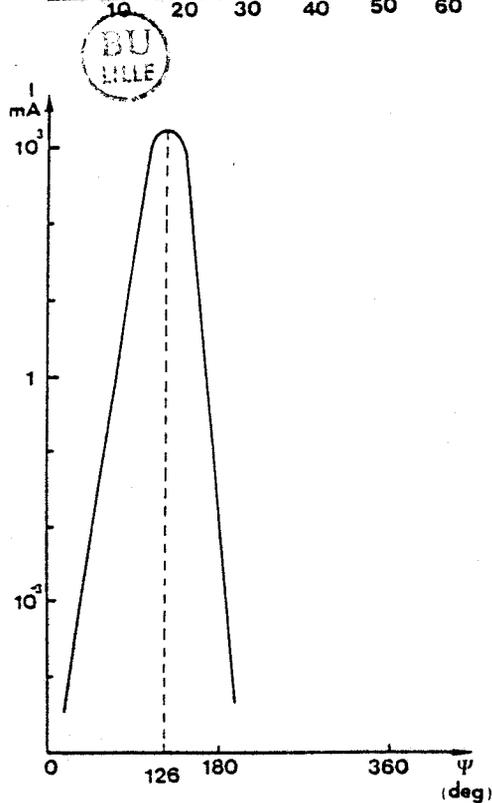


FIG. 52

Phase d'injection du dispositif

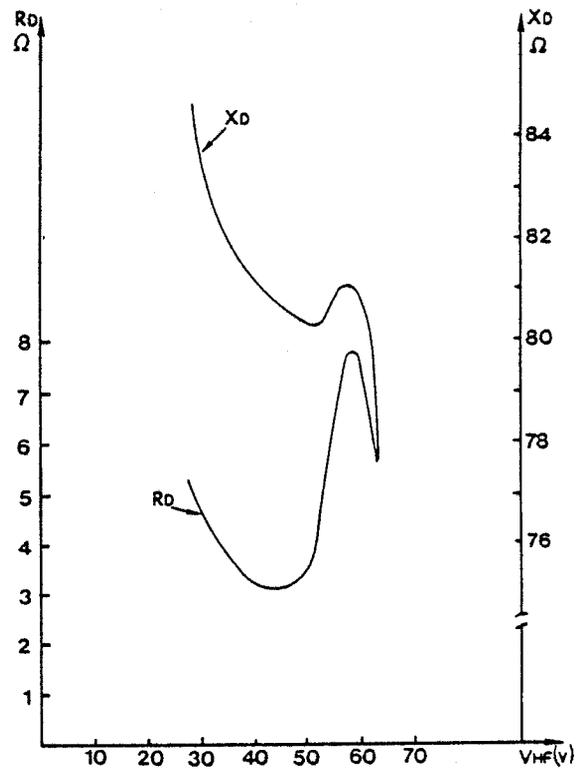


FIG. 51.b

Evolution des parties réelle et imaginaire de l'impédance présentée par la diode

Résultats

Pour un composant hyperfréquence, une étude a été réalisée en tenant compte du courant de saturation ; elle montre que les performances sont fortement dégradées par rapport au cas idéal (cf. chapitre I) : on constate que le rendement obtenu n'est plus que de l'ordre de 30 % (fig. (51).a). L'impédance de la diode (résistance et réactance) est représentée sur la figure (51).b. On peut constater que la résistance négative R_D est de l'ordre de 8Ω pour une section de $10\,000 \mu\text{m}^2$, ce qui représente une valeur tout à fait acceptable en bande X. La phase d'injection est fortement diminuée essentiellement à cause de la présence du courant tunnel, elle est dans ce cas de l'ordre de 36° (fig. (52)) au lieu de 90° en régime non linéaire, ce qui explique la diminution importante du rendement de conversion par rapport au cas idéal.

III.2. STRUCTURE $\text{InP-P}^+/\text{InP-N}/\text{GaInAs-N}/\text{InP-N}$

Compte tenu des premières estimations incluant le courant inverse, il semble impératif, notamment en bande X, d'utiliser la structure qui permet de minimiser la composante tunnel. La structure retenue est, dans ce cas, celle qui utilise une jonction P^+N en InP, donc du type $\text{InP-P}^+/\text{InP-N}/\text{GaInAs-N}/\text{InP-N}$.

Résultats obtenus

Les figures (53) et (54) représentent les performances en rendement, puissance et l'évolution des parties réelle et imaginaire de l'impédance présentée par la diode. On peut remarquer que dans un cas

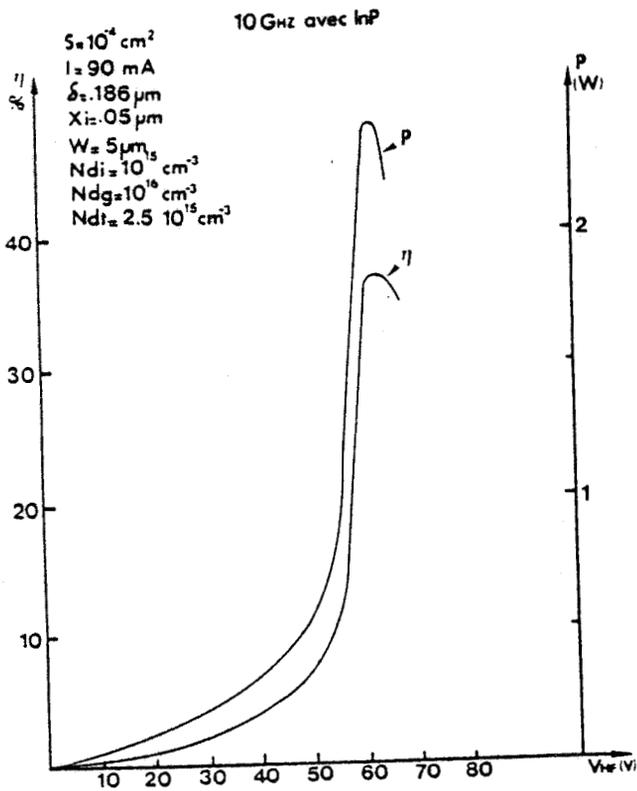
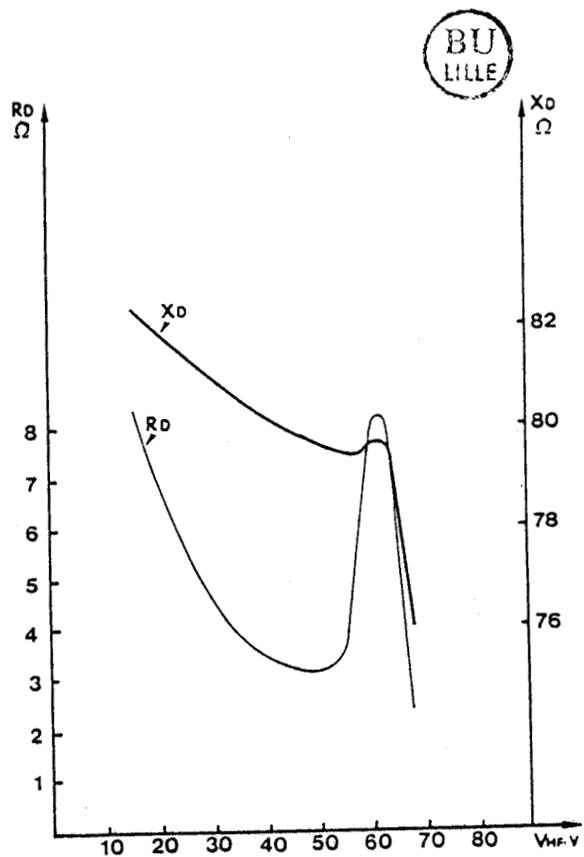


FIG. 53

Rendement et puissance du dispositif à hétérostructure IMPATT avec la zone d'avalanche mixte InP-N/GaInAs-N

FIG. 54

Parties réelle et imaginaire de l'impédance présentée par la diode.



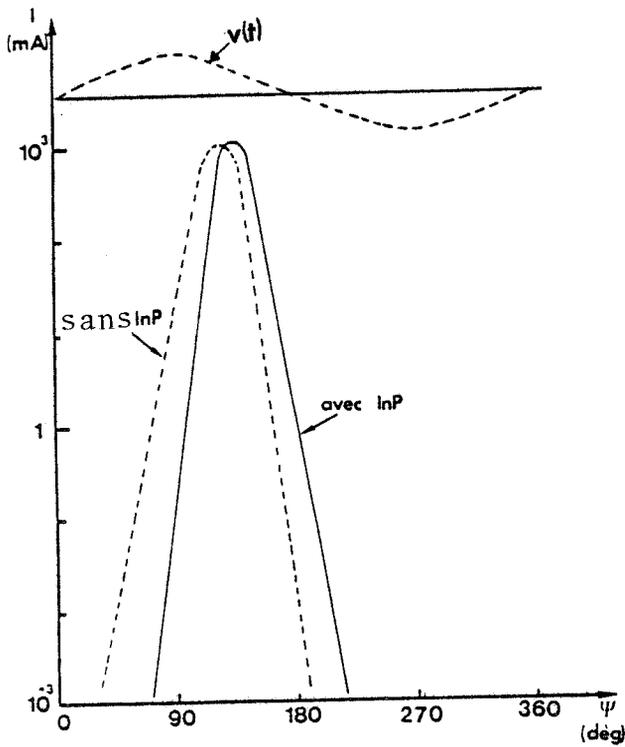


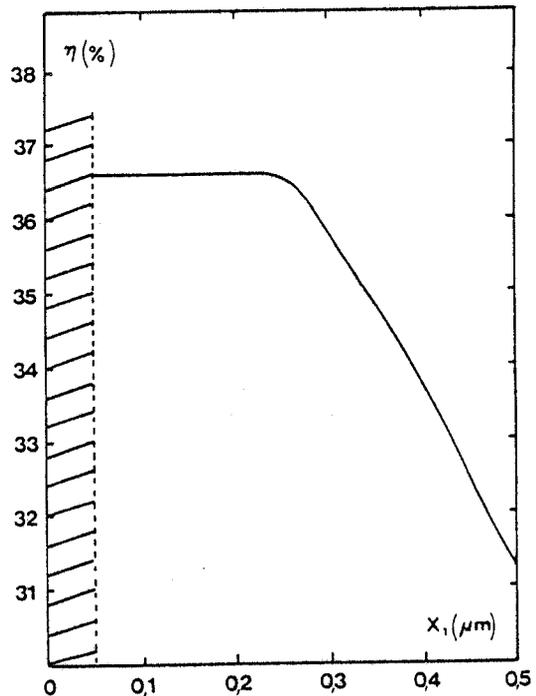
FIG. 55

Influence de la zone InP sur la phase d'injection



FIG. 56

Evolution du rendement en fonction de la longueur de la zone additionnelle InP-N
(Les autres paramètres étant ceux de la fig. 53)



optimal, la puissance émise par la structure ainsi que le rendement sont dans ce cas supérieurs à la structure précédente ($\eta = 37\%$) et que la résistance négative est d'autre part légèrement plus élevée que dans le cas de la structure précédente : ceci est une conséquence de la diminution du courant tunnel qui entraîne une amélioration de la phase d'injection des porteurs pour cette structure (fig. (55)).

Nous avons signalé précédemment la nécessité de choisir une valeur optimale de l'épaisseur X_1 de la zone InP-N sachant qu'elle doit résulter d'un compromis entre l'obtention d'une faible valeur du courant tunnel et d'une faible valeur de la tension d'avalanche. On peut se demander si le choix de ce paramètre n'est pas trop critique.

Il est donc apparu important de déterminer la longueur optimale de la zone additionnelle InP-N qui permette d'obtenir le meilleur rendement.

La figure (56) représente l'évolution du rendement en fonction de X_1 , les autres paramètres étant ceux définis dans le cas de la figure 53. Dans cette étude, la valeur minimale prise pour la longueur X_1 correspond à celle qui est nécessaire pour éliminer la zone d'inversion au niveau de l'hétérojonction anisotype. On peut constater que X_1 ne constitue pas un paramètre très critique et par conséquent une augmentation est possible. En effet, la valeur limite pour laquelle le rendement n'est pratiquement pas diminué est de $0,2 \mu\text{m}$. En deçà de cette valeur, il est constant : l'augmentation de la tension dans la zone d'avalanche qui est une cause de la diminution du rendement est compensée par la diminution du courant tunnel. Au-delà de $0,2 \mu\text{m}$, le rendement décroît de façon notable : cette partie correspond à l'influence prépondérante de la dégradation du rapport V_a/V_t .

Comparaison des deux structures

Nous avons déterminé les résultats concernant la puissance, le rendement et l'évolution de l'impédance présentée par la diode, pour les deux structures. L'écart entre les performances obtenues peut être expliqué par le niveau différent du courant tunnel dans les deux structures. En effet, compte tenu du caractère fortement non linéaire du comportement de la zone d'avalanche, la phase d'injection, et donc le rendement, sont d'autant plus faibles que le courant tunnel est élevé. A ce titre, la deuxième structure apparaît comme la plus intéressante. Cependant, en bande X, elle n'apparaît pas comme très supérieure aux diodes AsGa classiques qui peuvent donner des rendements de 35 %. La raison essentielle de ce faible avantage réside dans le fait que, l'amélioration constatée suite à l'usage d'un matériau faiblement ionisant pour la zone d'avalanche est quasi anihilée par l'existence d'un courant tunnel important.

On peut penser trouver un meilleur compromis en choisissant un matériau avec une bande interdite intermédiaire entre ceux du GaInAs et de l'InP. Dans ce but, il semble intéressant de remplacer le GaInAs par le matériau quaternaire GaInAsP pour lequel il est possible d'obtenir différentes compositions de bande interdite différente en accord cristallographique avec InP. Les principales caractéristiques physiques de ce matériau ont été données dans le premier chapitre.

Nous allons maintenant effectuer une étude similaire à celle de l'association GaInAs/InP en considérant les deux même types de structures où il suffit de remplacer le GaInAs par le GaInAsP.

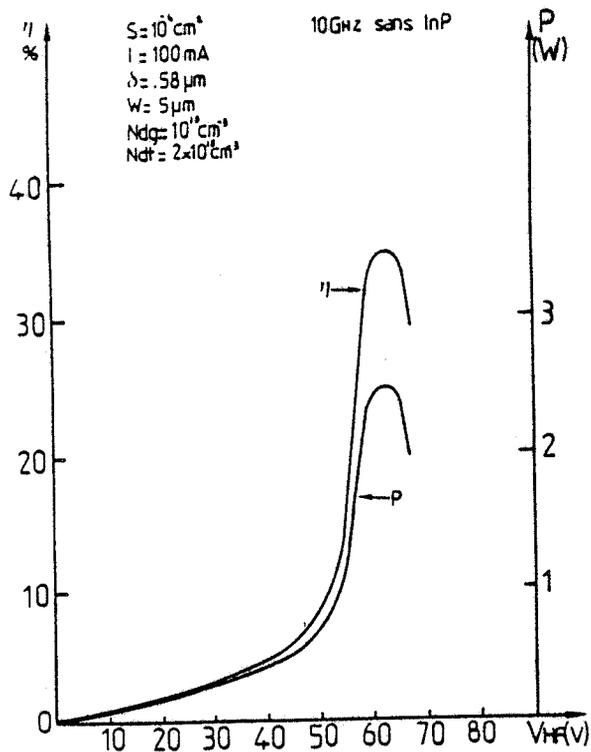


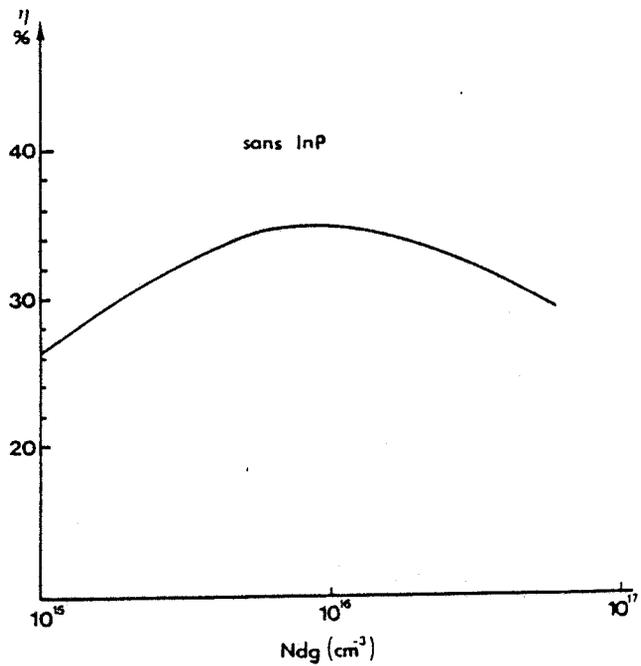
FIG. 57

Rendement et puissance du dispositif
 GaInAsP P⁺N/InP-N sans zone additionnelle



FIG. 58

Evolution du rendement en fonction
 du dopage de la zone de transit



III.3. STRUCTURE GaInAsP-P⁺/GaInAsP-N/InP-N

Dans l'esprit indiqué précédemment nous avons choisi une fraction molaire de phosphore de l'ordre de 0,5, ce qui correspond à un semi-conducteur dont la bande interdite est de l'ordre de 1eV, intermédiaire entre celle du GaInAs et celle de l'InP.

Le rendement et la puissance en fonction de la tension hyperfréquence dans le cas optimal sont représentés sur la figure (57) : on peut constater que l'on obtient un rendement de l'ordre de 35 % pour une puissance émise de 2,5 W. Le dopage de la zone de transit est de $2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, identique au cas de l'hétérojonction GaInAs/InP, celui de la zone d'avalanche est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} , ce qui correspond au cas optimum présenté sur la figure (58). La valeur de ce dernier résulte d'un compromis entre tension aux bornes de la zone d'avalanche et la valeur du courant tunnel.

Les résultats obtenus avec cette structure sont meilleurs que ceux de la structure GaInAs correspondante où le rendement était de l'ordre de 30 % ; ceci peut s'expliquer par des valeurs plus faibles du courant inverse et un comportement moins non linéaire. En effet, compte tenu de la valeur de la largeur de bande interdite, les courants sont dix fois plus faibles. La phase d'injection des porteurs est donc beaucoup plus favorable que dans le cas de la structure GaInAs.

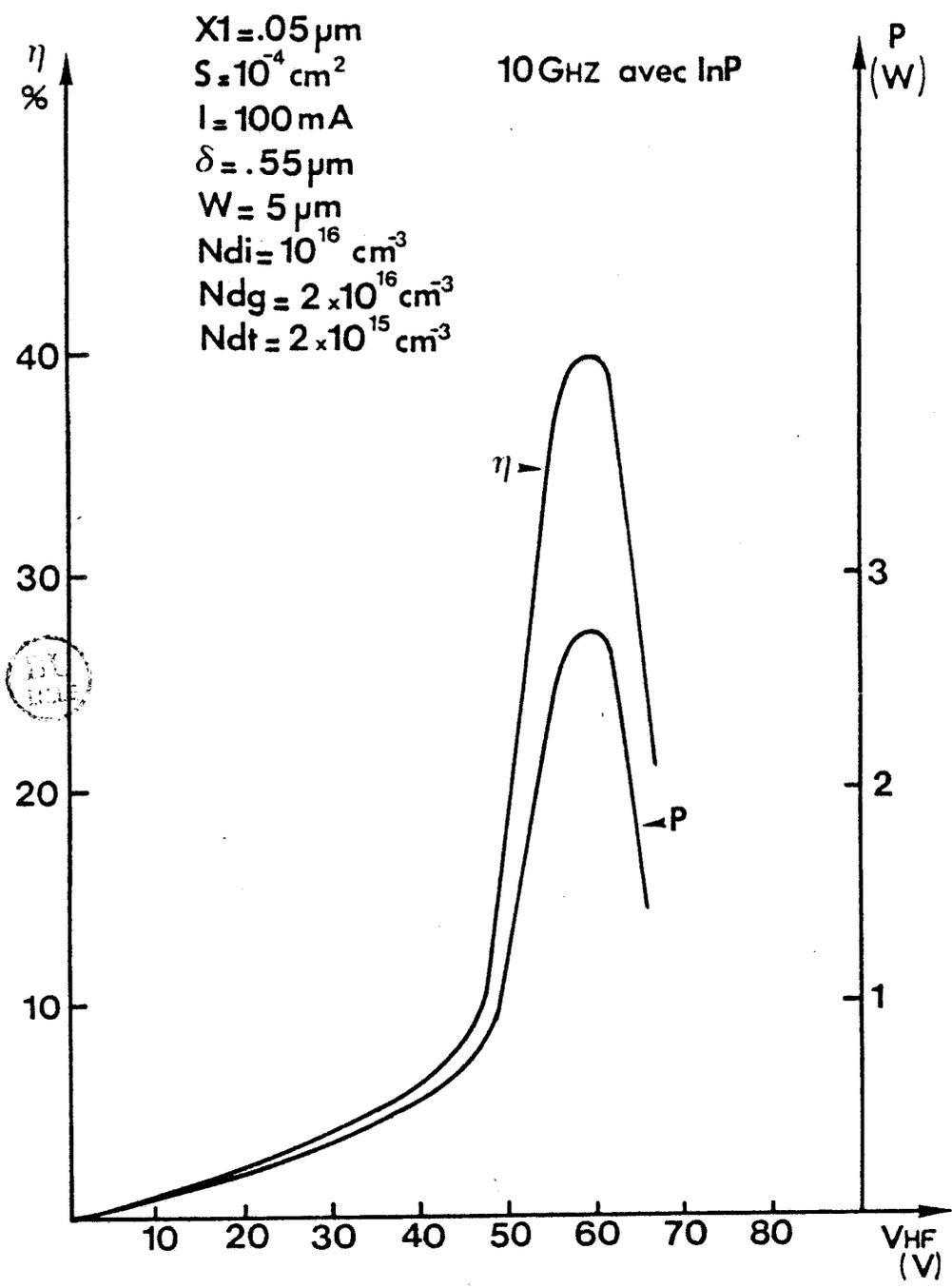


FIG. 59

Rendement et puissance du dispositif InP P⁺N/GaInAsP-N/InP-N

III.4. STRUCTURE $\text{InP-P}^+/\text{InP-N}/\text{GaInAsP-N}/\text{InP-N}$

Pour cette structure, les performances apparaissent particulièrement intéressantes comme on peut le constater sur la figure (59) où le rendement potentiel est de l'ordre de 40 %, valeur à comparer avec la structure équivalente en GaInAs où le rendement maximum est de 37 %. La différence entre ces deux résultats s'explique comme dans le cas précédent par un courant de saturation plus faible et une augmentation raisonnable de la puissance dissipée dans la zone d'avalanche.

De cette étude, on peut déduire que l'augmentation du rendement d'une hétérostructure IMPATT ne dépend pas uniquement de la diminution de la tension dans la zone d'avalanche. Il faut en effet tenir compte d'une part de l'existence de courants parasites et d'autre part du comportement non linéaire de la zone d'avalanche, qui peut être plus marqué pour certains matériaux.

Un compromis entre ces différentes influences s'avère nécessaire et dans ces conditions, l'utilisation du matériau GaInAsP pour la réalisation de la zone d'avalanche semble particulièrement intéressante en bande X : elle permet en effet, de disposer d'un semi-conducteur de bande interdite variable, qui reste toujours en accord de maille avec InP, en faisant varier la composition de phosphore. Il convient cependant de noter que si les performances des structures GaInAsP/InP sont supérieures à celles des structures GaInAs/InP en bande X, la différence sera beaucoup moins sensible en ondes millimétriques où les effets dûs aux non linéarités sont moins importants.

Les résultats obtenus pour des hétérostructures IMPATT GaInAs/InP ou GaInAsP/InP en bande X montrent que les rendements de conversion sont légèrement plus élevés que ceux de structures High-Low ou Low-High-Low en AsGa. Cependant, ces limitations étant essentiellement dues aux non linéarités et au courant de saturation, il semble intéressant d'évaluer les performances en ondes millimétriques où leur effet peut être beaucoup moins important.

III.5. ETUDE DE LA STRUCTURE GaInAs/InP EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Nous avons étudié les deux structures proposées en fonction de la fréquence en déterminant les principaux paramètres qui permettaient d'obtenir le rendement de conversion optimal :

- la longueur et le dopage de la zone de transit InP-N
- l'épaisseur et le dopage de la zone d'avalanche GaInAs-N
- les caractéristiques de la zone additionnelle InP-N dans le cas de la structure modifiée
- la section et la densité de courant en tenant compte de la résistance thermique du composant.

III.5.1. Zone d'avalanche

Le choix du dopage de la zone d'avalanche doit tenir compte de deux effets qui ont une influence contraire. En effet, un dopage élevé entraîne un courant génération - recombinaison et un courant tunnel importants mais à l'inverse, un dopage faible a pour conséquence une augmentation de la zone d'avalanche et donc de la tension dans cette zone. Il est donc nécessaire d'établir un compromis.

FIG. 60

Evolution de l'épaisseur de la zone d'avalanche ($\delta - X_1$) du GaInAs en fonction de la fréquence

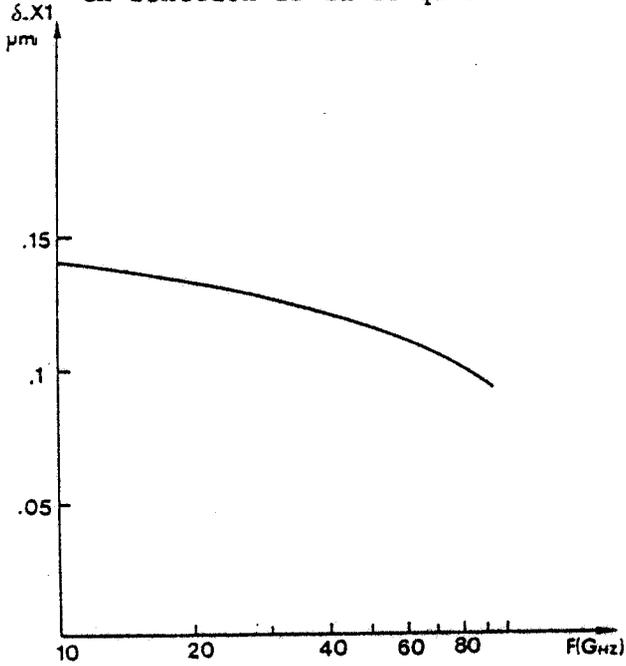


FIG. 61

Dopage de la zone d'avalanche en fonction de la fréquence

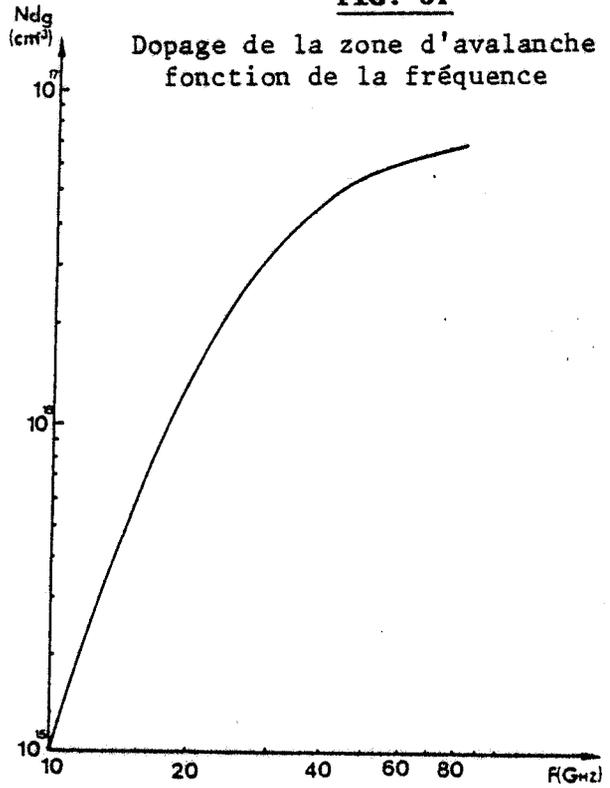


FIG. 62

Evolution de la longueur totale de la diode

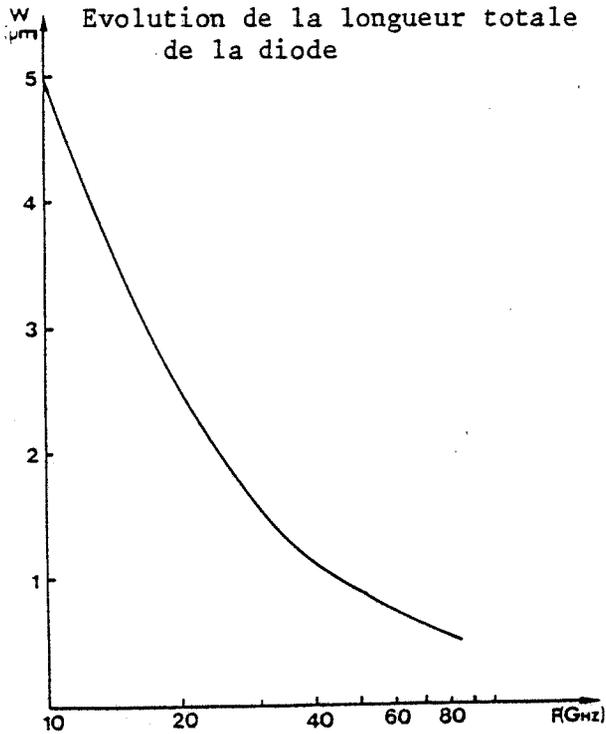
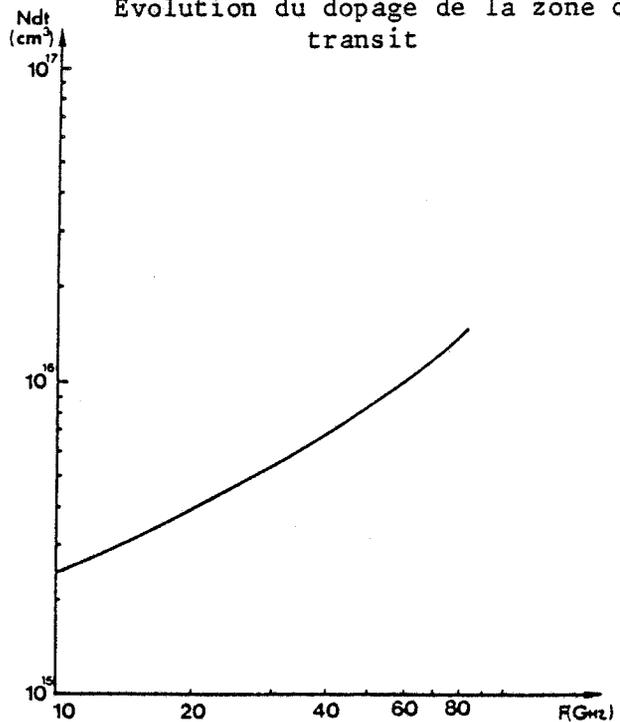


FIG. 63

Evolution du dopage de la zone de transit



- En bande X, l'effet du courant de saturation est très important, par contre l'importance relative de la tension de la zone d'avalanche ne constitue pas un paramètre décisif. On a donc intérêt à choisir un dopage faible compte tenu par ailleurs des possibilités d'élaboration technologiques. Le matériau GaInAs étant très ionisant, l'épaisseur de la zone d'avalanche reste faible.

- Par contre, en ondes millimétriques, l'importance relative de deux effets a tendance à s'inverser à mesure que la fréquence augmente. En effet, les limitations liées à l'injection d'un courant de saturation sont d'autant plus faibles que la fréquence augmente. Ceci s'explique par le fait que le facteur dû aux non linéarités de l'avalanche est inversement proportionnel à la fréquence. Par contre, la longueur W de la diode étant d'autant plus courte que la fréquence est élevée, il en résulte que la longueur de la zone d'avalanche et, par conséquent, la tension aux bornes de cette zone deviennent un élément critique.

Les valeurs optimales pour le dopage de la zone d'avalanche en GaInAs et l'épaisseur de cette zone sont représentés sur les figures (60) et (61) : le dopage choisi augmente avec la fréquence, de façon à diminuer l'influence prépondérante de la tension aux bornes de la zone d'avalanche lorsque la fréquence augmente.

III.5.2. Zone de transit

La longueur optimale de la diode en fonction de la fréquence est représentée sur la figure (62) et l'évolution du dopage est donnée sur la figure (63). La diminution de la longueur de la diode et

l'augmentation du dopage qui en résulte permettent de maintenir un angle de transit proche de la valeur optimale.

Signalons que dans cette étude, les valeurs du champ électrique ont été fixées de manière à pouvoir négliger les phénomènes d'ionisation dans cette zone. Ces phénomènes sont la cause de courants d'injection supplémentaire qui amènent une limitation importante des performances.

III.5.3. Zone additionnelle InP-N

Nous avons déjà évoqué l'importance de cette zone InP-N, tant au niveau du dopage que de sa longueur. Le choix du dopage dépend de deux critères :

- Il faut que celui-ci soit le plus faible possible de façon à réduire le champ électrique à la jonction et l'effet tunnel.
- Au contraire, il doit être le plus grand possible de manière à réduire la tension aux bornes de la zone d'avalanche.

Si une épaisseur maximale de l'ordre de $0,15 \mu\text{m}$ est possible en bande X, une telle valeur ne pourra être maintenue pour l'utilisation aux fréquences élevées du composant. C'est pour cette raison que nous avons fixé l'épaisseur de cette zone à $0,05 \mu\text{m}$, ce qui constitue la valeur minimale qui permet de s'affranchir des problèmes liés à l'existence d'une zone d'inversion au niveau de l'hétérojonction anisotype InP-P⁺/GaInAs-N

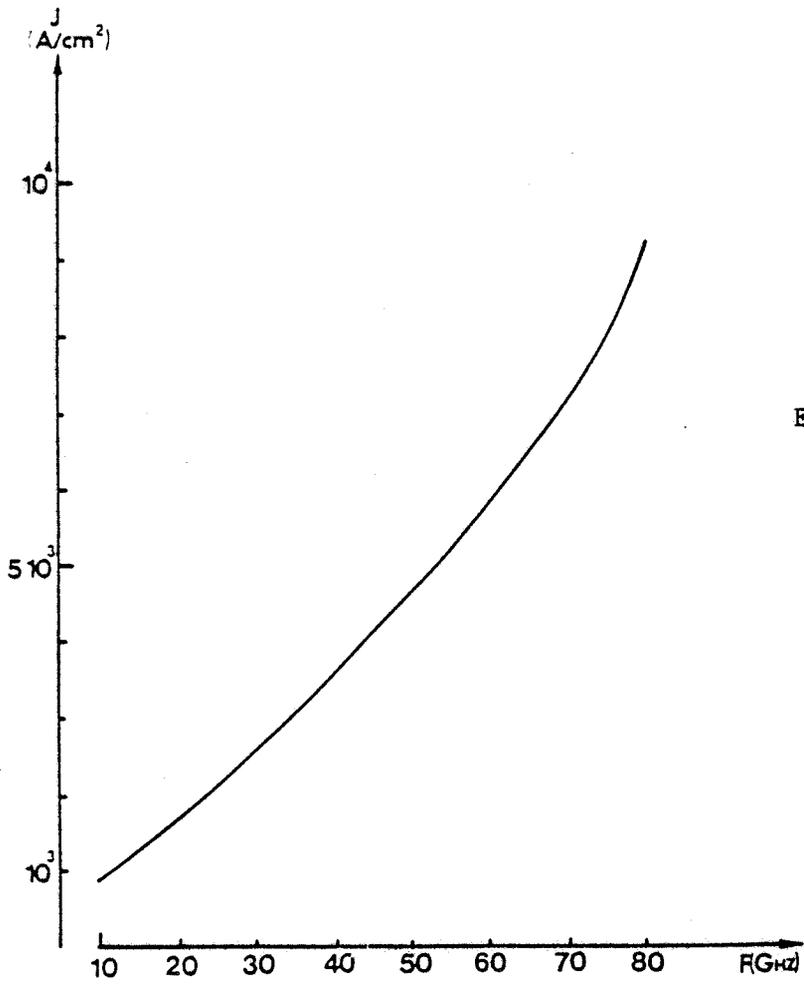


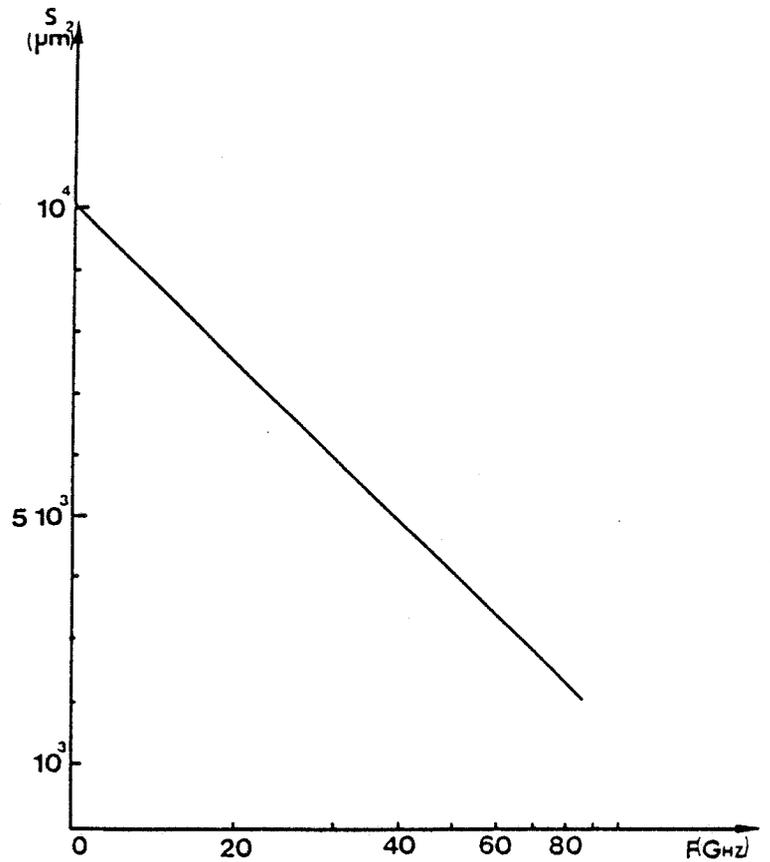
FIG. 64.a

Evolution de la densité de courant optimale en fonction de la fréquence



FIG. 64.b

Evolution de la section de la diode en fonction de la fréquence



III.5.4. Section du composant et densité de courant

Nous avons choisi, à titre de comparaison avec l'Arseniure de Gallium, une section de $10\ 000\ \mu\text{m}^2$ en bande X. En millimétrique, pour obtenir un rendement élevé et une résistance négative suffisante, nous avons utilisé des sections plus faibles. La résistance négative de la diode a constitué le critère limitatif dans le choix de la surface de la diode et de la densité de courant correspondante. D'autre part, la densité de courant maximale doit tenir compte d'une estimation de la résistance thermique du composant. Nous représentons sur les figures (64).a et (64).b les courbes donnant l'évolution de la densité de courant optimale et de la section en fonction de la fréquence.

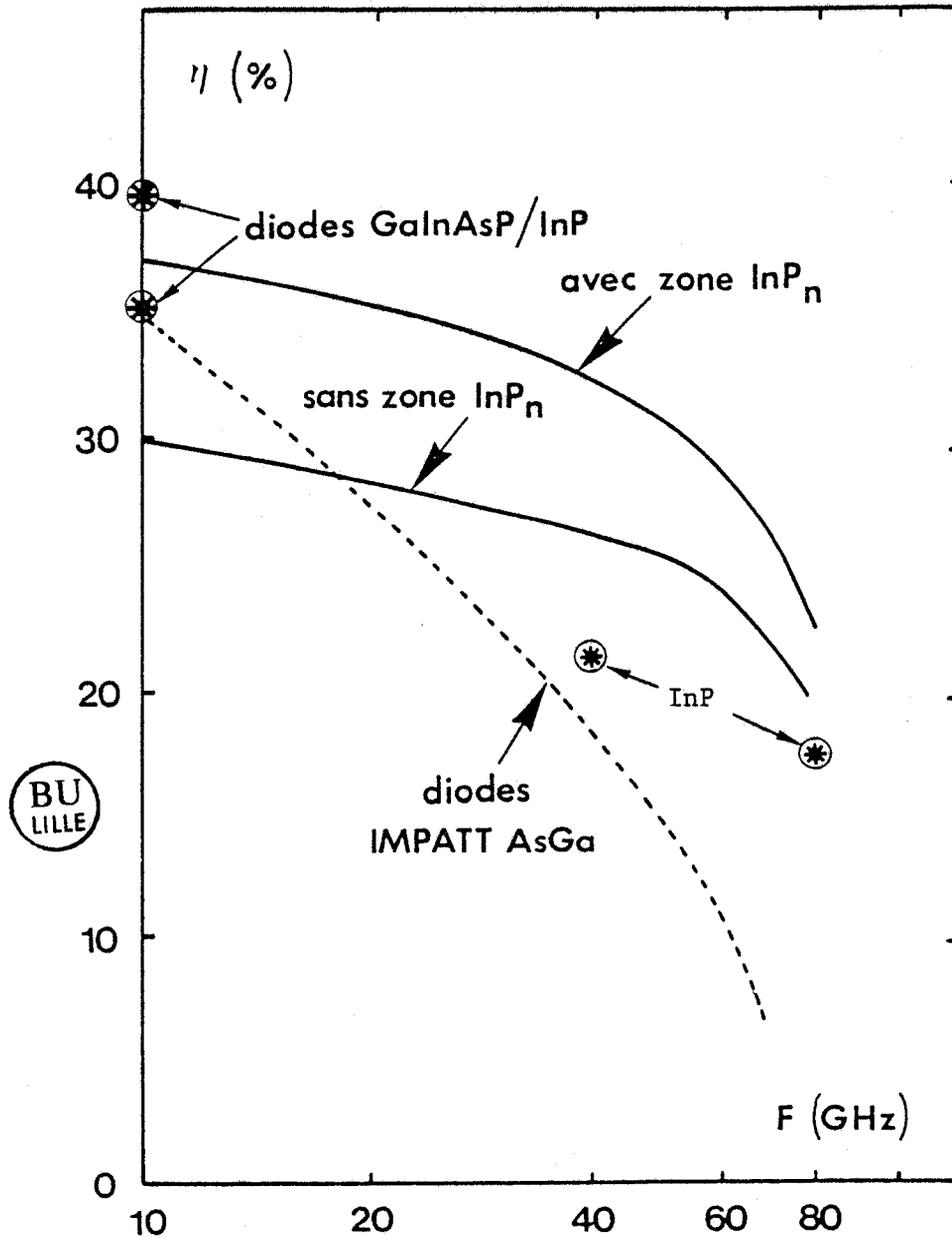
Il est à noter que dans cette étude, nous avons surtout cherché à optimiser le rendement du composant. Nous n'avons pas essayé d'obtenir la puissance maximale et donc pas tenu compte de façon prioritaire des limitations thermiques.

III.5.5. Rendement optimal en millimétrique

Nous représentons sur la figure (65), le rendement optimal pour les deux types d'hétérostructures GaInAs/InP ainsi que l'évolution correspondante du rendement pour une diode AsGa. On peut constater que la structure qui utilise une zone additionnelle InP-N ne permet d'obtenir à 10 GHz qu'un rendement légèrement supérieur à celui de la diode AsGa, par contre, pour des fréquences élevées, l'écart s'avère beaucoup plus important. D'autre part, si la structure à jonction P⁺N en GaInAs est moins intéressante

FIG. 65

Rendement optimal pour différents types de diode IMPATT



F GHz	η %	P mW	δ μm	W μm	Nd _{Hi} cm^{-3}	Nd _{Low} cm^{-3}	J A/cm^2
40	21.5	1250	.14	1.5	8×10^{16}	7×10^{15}	6000
80	17.5	260	.08	.55	2×10^{17}	15×10^{16}	10000

FIG. 66

Résultats obtenus sur le dispositif IMPATT InP de type high-low à 40 GHz et à 80 GHz

en bande X, elle conserve toutefois des valeurs supérieures à la diode IMPATT AsGa en gamme millimétrique. On peut également remarquer que l'écart du rendement potentiel entre les deux structures reste pratiquement constant en bande X et en bande Q. Par contre, pour des fréquences supérieures à 60 GHz, les performances deviennent peu différentes, ceci est dû à deux éléments opposés :

- la zone InP-N augmente la tension V_a de la zone d'avalanche, par conséquent augmente le rapport V_a/V_t .
- l'influence du courant tunnel est plus faible car elle est une fonction décroissante de la fréquence.

Afin de compléter l'étude comparative des rendements des matériaux associés aux différentes structures, nous avons déterminé les performances d'une diode IMPATT en InP à des fréquences de 40 GHz et 80 GHz. Nous avons pour cela considéré un profil de dopage du type high low et tenu compte en particulier du courant tunnel existant dans ce type de dispositif. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau de la figure (66) : on peut constater qu'ils sont plus intéressants que ceux relatifs aux structures AsGa, ce qui est une conséquence des particularités de la caractéristique reliant la vitesse des porteurs au champ électrique. Par contre, le dispositif à hétérostructure donne un rendement plus élevé jusqu'à 80 GHz, ce qui permet de mettre en évidence l'intérêt d'une structure où la zone d'avalanche est confinée grâce à l'utilisation d'un matériau fortement ionisant.

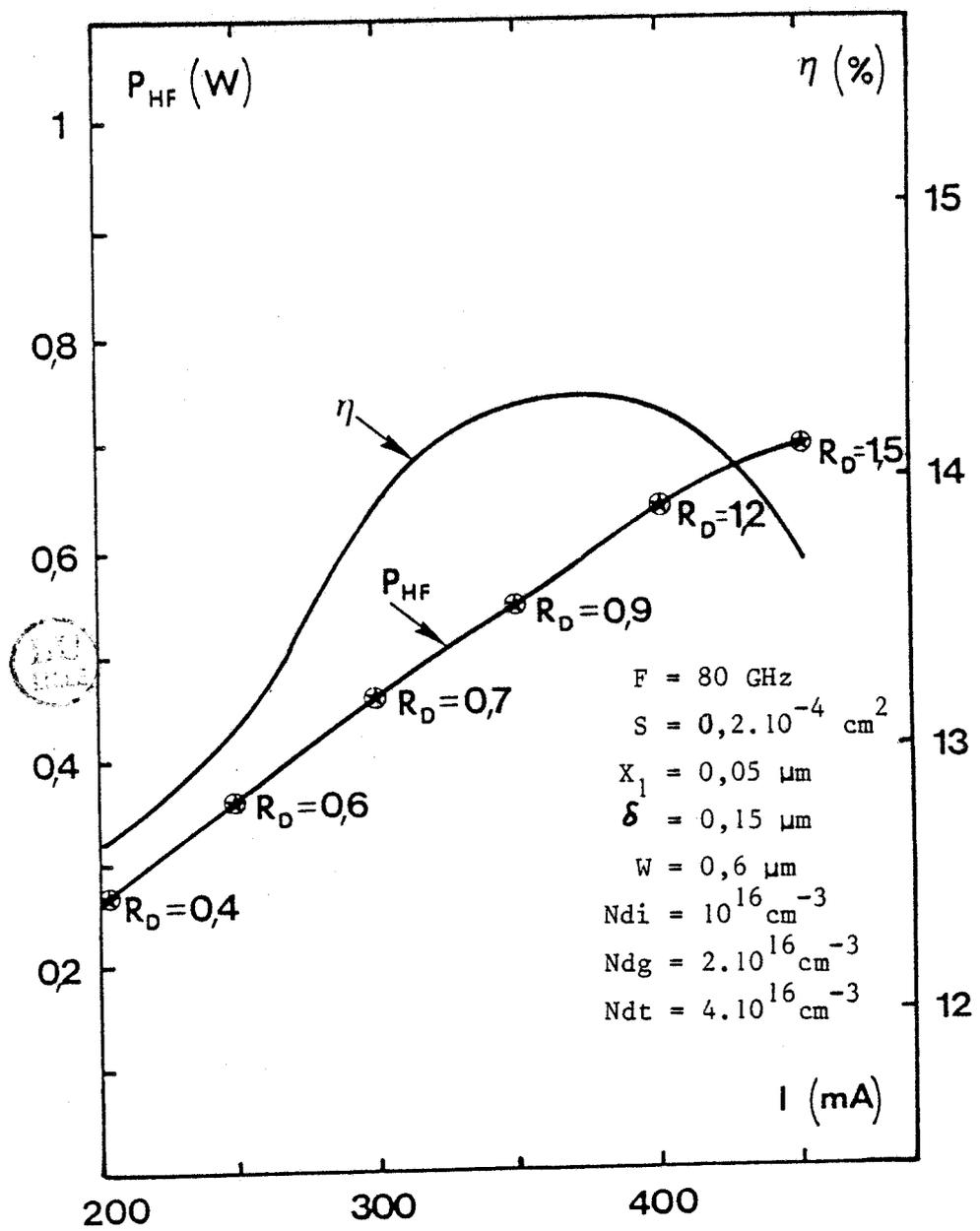


FIG. 67

Evolution du rendement et de la puissance 80 GHz en fonction du courant de polarisation I_0

III.5.6. Puissance en millimétrique

L'étude effectuée précédemment montre que l'hétérostructure GaInAs/InP permet d'obtenir des rendements attrayants. Cependant, pour compléter ce travail, nous avons cherché à déterminer si ce type de composant pouvait émettre de fortes puissances en ondes millimétriques.

La puissance hyperfréquence est proportionnelle à la surface du composant. Toutefois on ne peut augmenter de manière trop importante cette surface car il faut tenir compte de deux types de limitations :

- la résistance négative varie en $1/S$ et il est nécessaire que celle-ci soit au minimum supérieure à 1Ω , compte tenu des pertes.
- il faut tenir compte de la résistance thermique du composant qui est proportionnelle à $1/\sqrt{S}$. Celle-ci permet de fixer la densité maximale pour une température de fonctionnement raisonnable du dispositif.

Compte tenu de ces critères limitatifs, nous représentons sur la figure (67) l'évolution de la puissance en fonction du courant I_0 de polarisation, pour une fréquence de 80 GHz.

La prise en compte d'une résistance thermique $R_{th} = 42^\circ\text{C/W}$ pour une élévation de température maximum $\Delta T = 200^\circ\text{C}$ a permis d'obtenir une puissance émise de l'ordre de 700 mW, mais pour rendre ce résultat plus réaliste, il faudrait prendre en compte des pertes du composant, lesquelles diminueraient probablement la puissance d'un facteur deux.

Cette estimation montre que l'hétérostructure GaInAs/InP ne semble pas être un composant de puissance comme les diodes au silicium à deux zones de transit (Si D D R) pour lesquelles il est possible d'obtenir 1 W à 94 GHz, mais par contre, elle pourra être utilisée comme un composant à haut rendement.

CONCLUSION

Nous avons défini dans ce chapitre, l'ensemble des paramètres relatifs à différentes hétérostructures GaInAs/InP, GaInAsP/InP dans différents domaines de fréquences. Nous avons ainsi pu établir les principales limitations du dispositif et mettre en évidence leur intérêt par rapport aux autres types de diodes IMPATT. Nous avons montré que pour ces structures IMPATT d'un type nouveau, où on associe deux semi-conducteurs différents, il est possible d'obtenir des rendements supérieurs à ceux obtenus pour des diodes AsGa ou InP. Si la différence en bande X n'est que faiblement à l'avantage de l'hétérostructure, il n'en est plus de même en ondes millimétriques où les rendements potentiels de ces dernières sont très nettement supérieurs. Il convient cependant de noter que si le dispositif GaInAs/InP est particulièrement intéressant en bande Q voire jusqu'à 60 GHz, pour des fréquences de l'ordre de 100 GHz, les diodes InP permettent d'obtenir des performances relativement voisines.

CHAPITRE IV

REALISATION DES COMPOSANTS

INTRODUCTION

L'étude effectuée dans les chapitres précédents a permis de définir les caractéristiques et les principaux paramètres d'une hétérostructure GaInAs/InP IMPATT à haut rendement en bande X.

En utilisant les conclusions relatives à cette étude théorique, nous nous proposons dans cette dernière partie d'évaluer les possibilités pratiques de tels dispositifs à partir d'échantillons réalisés dans la centrale de technologie du Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs (C.H.S.). Ce travail a été fait en étroite collaboration avec THAO BOUN qui a pris une part essentielle à l'optimisation du processus technologique. En conséquence, ces parties sont beaucoup plus développées dans son mémoire de thèse [31].

La réalisation de l'hétérostructure IMPATT nécessite la mise en oeuvre de méthodes d'élaboration particulièrement complexes. En effet, à partir de plaquettes épitaxiées réalisées au L.C.R. de Thomson C.S.F., nous avons résolu les différents problèmes relatifs à chaque étape de

l'élaboration des diodes, en particulier au niveau des contacts ohmiques sur GaInAs-P⁺ ou InP-P⁺ et de l'attaque méso. Dans ce but, de nombreux essais ont été entrepris soit sur des épitaxies d'essais où les problèmes sont similaires à ceux du dispositif IMPATT, soit sur des structures spécifiques correspondant à la diode optimale bande X.

A partir de cette étude expérimentale, nous avons pu mettre en évidence les différentes difficultés et d'établir les principales conclusions sur les faisabilité de l'hétérostructure IMPATT GaInAs/InP.

IV. I - ASPECT TECHNOLOGIQUE

Dans cette partie, nous nous proposons de dégager les principaux aspects du processus technologique permettant l'élaboration d'une structure de type méso utilisant les matériaux GaInAs et InP, telle que celle définie sur la figure (68)

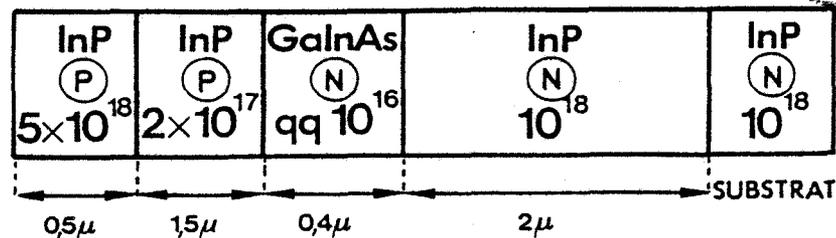


FIG. 68

Nous allons, dans un premier temps, résumer les principales étapes nécessaires à l'élaboration des diodes :

- réalisation des contacts ohmiques
- réalisation de l'attaque méso
- encapsulation des composants.

Dans le cadre de ce travail, nous envisageons uniquement l'élaboration de structures non inversées.

IV.1.1. Contacts ohmiques

a) Méthode employée

- face arrière (côté substrat N^{++}) : la qualité des contacts sur le matériau de type N ne pose, en général, pas de problème. Les étapes sont classiques :
 - . Evaporation de l'eutectique AuGe sur toute la surface de l'échantillon.
 - . Pulvérisation cathodique de Nickel afin d'uniformiser la surface et faciliter la prise du contact de la couche suivante.
 - . Evaporation d'une couche d'or pour la prise du contact extérieur.



- face avant (côté P^+)

Les différents dépôts sont réalisés après les opérations de masquages aux diamètres désirés. Il est, pour cela, nécessaire de procéder à différentes étapes pour réaliser la structure représentée sur la figure (69).

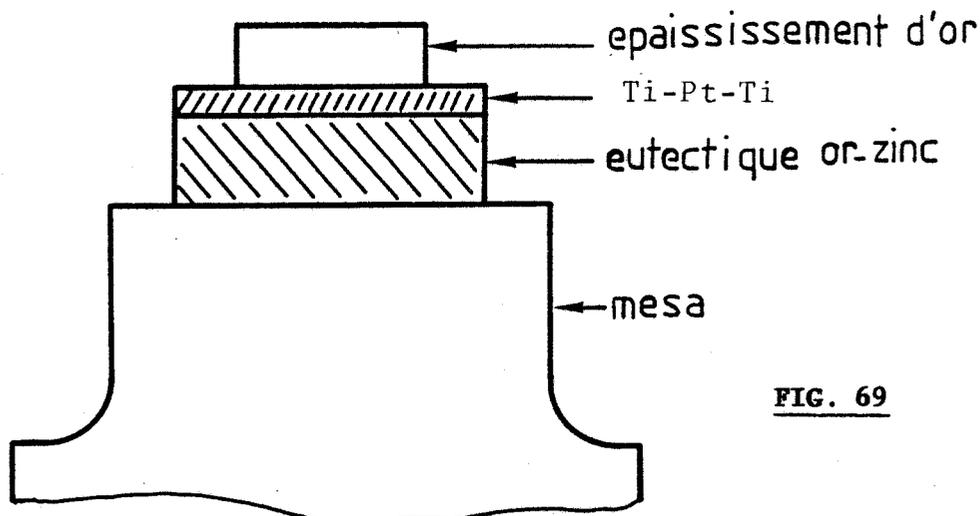


FIG. 69

Il est à noter que, d'une manière générale, les résistances de contacts obtenues sur un matériau de type P⁺ sont toujours supérieures à celles obtenues sur les semi-conducteurs de type N⁺.

- évaporation d'Au Zn. Ce type d'eutectique permet, grâce au Zinc qui possède un coefficient de diffusion élevé, d'avoir un contact de bonne qualité. Cette opération est suivie d'un recuit.
- remasquage de diamètre inférieur. Puis dépôts successifs par pulvérisation cathodique de titane-platine-titane.
- évaporation d'or pour épaissement et prise de contact.

b) Résultats obtenus

Pour la caractérisation des contacts ohmiques, il est nécessaire d'élaborer une structure dite à échelle de résistances qui permet d'accéder à la valeur de la résistance de contact [32].

Nous avons obtenus pour la résistance de contact côté N⁺⁺, une valeur de $R_c = 1 \Omega$, ce qui compte tenu d'une surface de $10\,000 \mu\text{m}^2$ conduit à une valeur de la résistivité de contact $\rho_c = 10^{-4} \Omega/\text{cm}^2$.

La mesure de ρ_c du contact côté P⁺ a, quant à elle, donné une valeur beaucoup plus importante. En effet, nous avons mesuré une valeur $R_c = 27 \Omega$ avec les conditions de recuit $t = 427^\circ\text{C}$ pendant 1 minute, la résistivité est alors $\rho_c = 2,7 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ pour une section de $10\,000 \mu\text{m}^2$.

Afin de réduire cette valeur, nous avons épitaxié une couche supplémentaire P⁺⁺ composée de GaInAsP⁺⁺ fortement dopée ($N \approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$). La résistance obtenue dans les mêmes conditions de recuit est de 8Ω , d'où $\rho_c = 8 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$

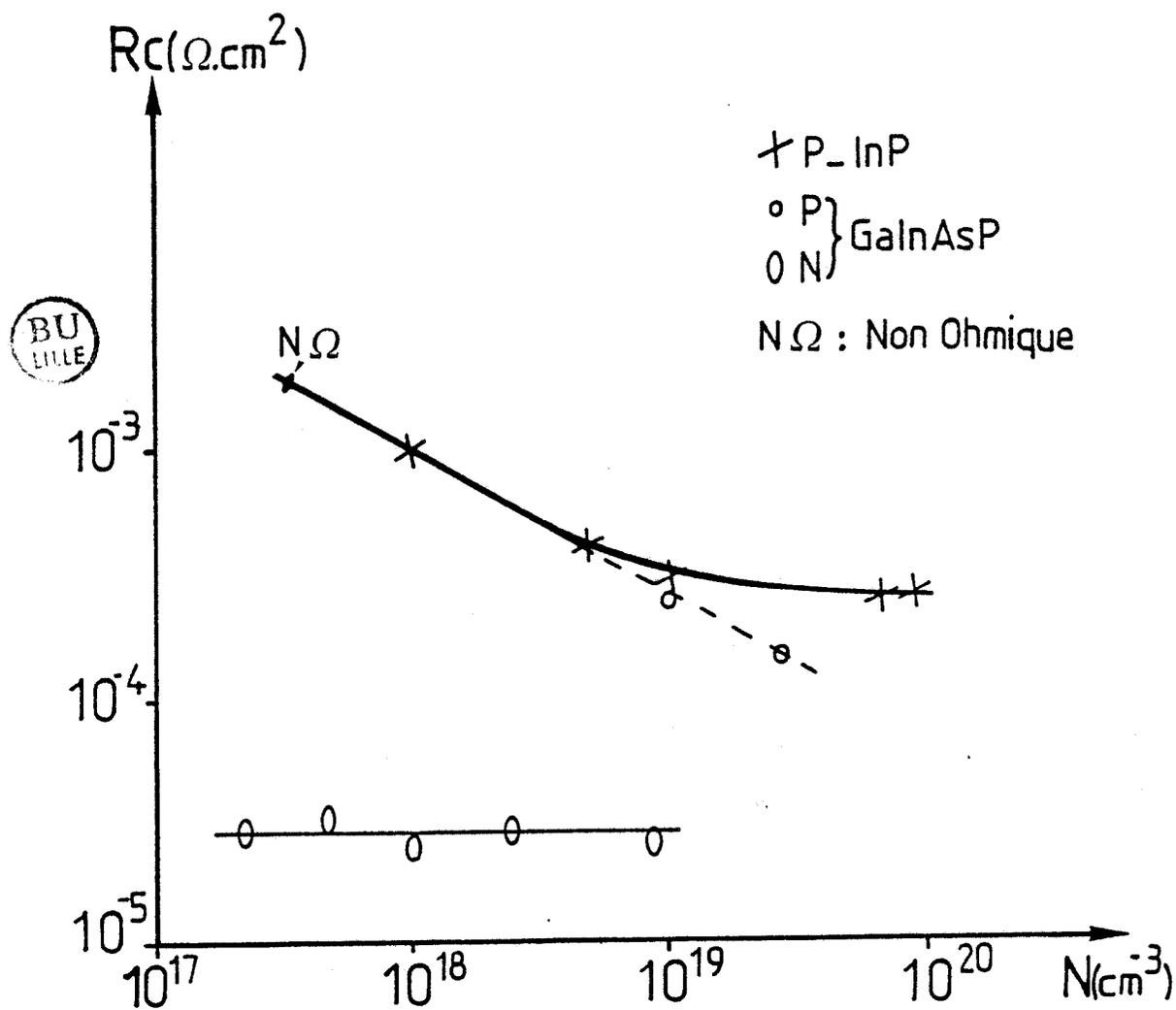


FIG 70

Evolution de la résistivité de contact en fonction du dopage d'après Kéramidas

La réalisation de contacts ohmiques de bonne qualité sur InP-P⁺ a été étudiée par plusieurs auteurs [33] [34]. La résistance de contact en fonction du dopage de la zone N ou P est représentée sur la figure (70), les différentes valeurs étant obtenues pour une température $t = 420^{\circ}\text{C}$ pendant 4 minutes. On peut constater sur cette figure, que la résistance de contact diminue régulièrement d'une valeur de $10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ pour un dopage de l'InP-P de 10^{18}cm^{-3} à une valeur de $5 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ pour un dopage de $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Au-delà, on constate une saturation pour une valeur de $2,5 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ qui constitue une valeur élevée. Celle-ci ramenée à une section de $10\,000 \mu\text{m}^2$ correspond à une résistance qui évolue de 10Ω à $2,5 \Omega$ dans la gamme de dopage considéré. La valeur mesurée sur la couche InP-N⁺ donne, quant à elle, une résistance de contact de l'ordre de l'ohm, ce qui représente un résultat comparable à celui obtenu sur les diodes AsGa et par conséquent, tout à fait acceptable.

c) Discussion

Rappelons que le problème du contact ohmique est très important pour le fonctionnement en hyperfréquence. En effet, si en bande X, compte tenu du niveau d'impédance présenté par la diode, une valeur de $R_c > 1 \Omega$ constitue une valeur acceptable, par contre en millimétrique, cette valeur doit être beaucoup plus faible.

Dans le cas du contact N⁺⁺ sur InP, nous avons relevé dans la littérature des valeurs de $\rho_c \sim 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ [33], ce qui ramené à une section de $1000 \mu\text{m}^2$ constitue une valeur de R_c de l'ordre de $0,1 \Omega$, qui représente alors une valeur tout à fait acceptable. Par contre, les valeurs obtenues sur des couches P⁺ sont toujours très supérieures si on utilise l'eutectique

Au Zn . Certains auteurs ont utilisé l'eutectique Au Be [33] à partir duquel des valeurs de $\rho_c \sim 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ ont été mesurées. Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que celle que nous avons obtenues mais elles constituent une limitation importante pour l'utilisation en millimétrique

En conséquence, il paraît très important de résoudre le problème des contacts ohmiques car il semble que cela constitue une limitation fondamentale pour l'utilisation des composants en hyperfréquences.

IV.I.2. Nature et problèmes liés à l'attaque mesa

Si les problèmes rencontrés pour les homojonctions semblent pratiquement résolus pour la plupart des matériaux usuels, il n'en est plus de même dans le cas des hétérojonctions qui par nature associent des semi-conducteurs de nature différente. En effet, la solution choisie doit convenir pour les deux matériaux. Afin de résoudre ce problème qui, très souvent, peut conduire à une mauvaise tenue en tension des diodes (problème du claquage externe en champ électrique) ou à des courants de fuites très importants, nous avons étudié dans notre laboratoire essentiellement deux processus d'attaque :

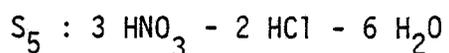
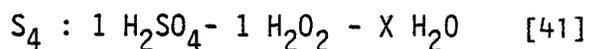
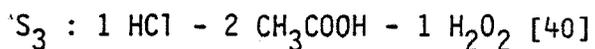
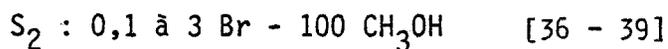
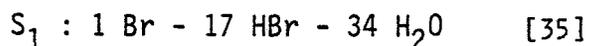
- la voie chimique en considérant diverses solutions.
- la voie sèche qui utilise un bombardement ionique suivi d'une uniformisation de la surface par attaque chimique limitée.

1) Attaque par voie chimique :

C'est la technique qui est la plus courante pour la formation des mésas, car elle permet une attaque homogène sur toute la surface de l'épitaxie avec une vitesse d'attaque relativement importante, nécessaire pour accéder à une profondeur de l'ordre de 10 μm , en effet, celle-ci représente l'ordre de grandeur typique d'une structure non inversée en bande X. Le choix de la solution chimique doit tenir compte des critères suivants dans le cas d'une hétéroépitaxie :

- attaque non préférentielle
- vitesse la plus grande possible
- non érosion des masques de résine
- bonne qualité des surfaces
- courants de fuite les plus faibles possibles.

Une étude bibliographique sur l'ensemble des solutions utilisées lors de l'élaboration des photodiodes à avalanche utilisant des hétérostructures GaInAs/InP où les problèmes sont identiques nous a permis de dégager trois principaux types de solutions chimiques :



Pour l'ensemble de ces possibilités, nous allons préciser les principaux problèmes rencontrés et les modifications qu'il faut apporter dans certains cas afin d'obtenir des structures mésas de bonne qualité tant d'un point de vue géométrique qu'en ce qui concerne les performances électriques.

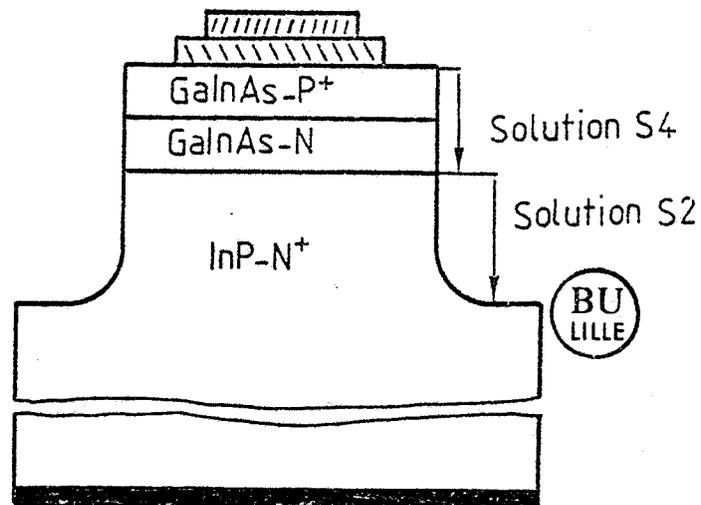
- Dans l'ensemble des travaux concernant les photodiodes à avalanche à l'hétérostructure GaInAs/InP, ce sont les solutions S_1 (Brome, acide bromique, eau) et S_2 (brome, méthanol) qui sont les plus employées. Cet ensemble S_1, S_2 offre l'avantage de former des profils de type méssa d'excellente qualité. En ce qui concerne S_2 , il faut signaler que la vitesse d'attaque est directement liée à la concentration de brome qui peut aller de 0,1 à 3 %. Il est à noter que pour l'ensemble des auteurs, l'inconvénient majeur présente pour S_1 et S_2 est l'existence d'un courant inverse important qui ne correspond pas aux principales contributions physiques qui nous avons explicité lors de notre étude théorique. En effet, l'évolution de la caractéristique $I(v)$ montre qu'il s'agit d'un courant de fuite de surface du même type que celui que nous avons indiqué dans le chapitre II (figure 47). Dans le cas d'une attaque à base de brome, on a constaté de manière générale l'importance du courant de fuite dont on peut présumer qu'il est lié à une pollution des surfaces pour le brome. Rappelons que S_1 et S_2 sont principalement utilisées pour l'InP

- la solution S_3 dont nous avons fait mention est utilisée beaucoup moins fréquemment, cependant, elle reste une possibilité supplémentaire dont l'intérêt est surtout lié à l'absence de brome, donc à une possibilité de courants inverses plus faibles.

- La solution S_4 est utilisée uniquement pour les hétérostructures GaInAs/InP dont la jonction P^+N et les couches épitaxiées sont composées de matériau ternaire. Ce type de structure est dans ce cas constitué d'un substrat $InP-N^{++}$ sur lequel on fait croître généralement par épitaxie, plusieurs couches de GaInAs de type différent.

Si la structure méso doit être réalisée dans les deux matériaux, ce qui est l'exemple de la figure (71), il est possible d'utiliser la solution S_4 pour le GaInAs, puis S_2 pour l'InP. Une attaque finale utilisant la solution S_4 est ensuite utilisée pour décaper la structure méso.

FIG. 71



- la solution S_5 a l'avantage de ne pas être sélective et dans ce cas, elle pourra être utilisée pour attaquer indifféremment le GaInAs et l'InP. Cette solution est toutefois peu utilisée mais elle possède l'avantage de ne pas contenir de brome, ce qui peut être intéressant pour éviter des courants inverses trop importants.

2) Attaque par voie sèche

Afin d'éviter les problèmes liés aux courants de fuite et à la sélectivité de l'attaque méso, l'utilisation de l'usineur ionique peut constituer une solution intéressante. En effet, la gravure du méso pour cette technique, permet d'éviter l'existence des réactions chimiques parasites sur la surface latérale de la diode. L'inconvénient majeure de cette méthode réside dans le fait que l'état de surface est très irrégulier [42], ce qui peut donner lieu à des phénomènes de claquage prématuré dû au champ électrique superficiel. Aussi, pour uniformiser l'ensemble, une légère attaque chimique non polluante d'une solution très diluée est nécessaire en fin d'opération.

En conclusion, cette étude bibliographique nous a permis de dégager les principales solutions pour la création des mésas sur des couches GaInAs/InP. Il ressort de cette étude que la solution brome-Méthanol est la plus utilisée mais qu'elle nécessite un décapage complémentaire pour éviter d'avoir des courants de fuites importants.

1.3. Encapsulation

Après les opérations finales de nettoyage et de séchage les diodes sont séparées par découpe puis caractérisées de façon Sommaire au traceur de courbes afin de les sélectionner. Les meilleures diodes sont alors montées en boîtier hyperfréquences: les boîtiers utilisés dans notre laboratoire sont essentiellement les types F27d ou W₂ utilisés classiquement pour les composants microondes. Le montage des puces se déroule en deux parties :

	Nombre de fragments	Nature de l'attaque méso	Caractérisation au traceur de courbes	encapsulation	caractérisation statique	
22 - 1 - M 2 - M	2	chimique	bonne	oui	oui	Epitaxie n° 1
30 - 1 - M 2 - M	2	chimique	mauvaise	oui	oui	
32 - 1 - M 2 - M 3 - M	3	chimique	moyenne	oui non	oui	Epitaxie n° 2
36 - 1 - M 2 - M 3 - M	3	chimique	mauvaise	oui non	oui non	
39 - 1 - M 2 - M	2	chimique	mauvaise	oui non	oui non	
40 - 1 - M 2 - M 3 - M	3	chimique voie sèche	bonne	oui	oui	Epitaxie n° 3

Ensemble des processus réalisés sur des épitaxies

à hétérostructures GaInAs/InP

- dans un premier temps le composant est fixé au pilier du boîtier par collage dans le cas d'un type F27d (colle époxy argent) ou par soudure pour le type W_2 (soudure par préforme).
- la prise du contact côté P^+ est ensuite obtenue au moyen de fils d'or par thermocompression. Cette étape est la plus critique car une pression appliquée trop importante ou une température trop élevée peuvent entraîner une destruction du contact ohmique et créer des dislocations dans l'InP, matériau particulièrement friable.
- la dernière étape consiste à fixer le chapeau soit par collage dans le cas du F27d soit par soudure pour le W_2 .

Ces différentes étapes sont délicates car elles peuvent conduire à une destruction du composant. En conséquence nous avons effectué, dans notre laboratoire, des études systématiques sur les problèmes liés à l'encapsulation des composants, ce qui a permis d'obtenir une bonne maîtrise de cette technique.

IV. II - REALISATION ET CARACTERISATION DES EPITAXIES

L'ensemble des processus technologiques réalisés sur des épitaxies à hétérostructure GaInAs/InP est représenté sur le tableau ci-contre. Nous avons ainsi pu réalisé un grand nombre d'expériences en utilisant les méthodes que nous avons rappelé dans le début de ce chapitre. Toutefois, parmi ces épitaxies, seules trois ont présenté des caractéristiques telles qu'elles puissent donner lieu à une caractérisation systématique. Ce travail nous a permis de comparer ces méthodes, de mettre en évidence les principaux problèmes qui sont surtout liés aux contacts ohmiques et à l'attaque méso, enfin d'établir des conclusions importantes sur les solutions à apporter.

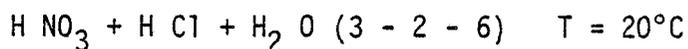
D'autre part, nous ne nous sommes pas préoccupé des problèmes liés à l'inversion des diodes en vue de réduire la résistance thermique du dispositif. Les techniques de rodage du substrat et la réalisation du radiateur intégré entrent dans le cadre d'un autre travail qui a permis de résoudre les différents problèmes [31]

IV.11.1. EPITAXIE N° 1

a) Structure et processus technologique

La première structure dont nous ayons pu disposer est celle représentée sur la figure (68). Bien que ne représentant pas une épitaxie pour structure IMPATT, elle nous a permis de mettre en oeuvre le processus technologique complet en vue de réaliser des diodes à hétérostructure de type non inversée. Les différentes étapes sont détaillées dans l'annexe 2 aussi nous nous contenterons ici de ne donner que les particularités de l'attaque méso.

Pour cette épitaxie, nous avons utilisé dans un premier temps la solution méso suivante :



Cette attaque s'étant révélée trop lente, nous avons modifié les proportions (2 - 2 - 1) afin d'augmenter la vitesse d'attaque. Toutefois, cette solution qui est surtout active pour l'InP, a pour principale inconvénient d'attaquer également la résine, ce qui a pour conséquence une détérioration de la partie supérieure des structures méso. Les premières mesures

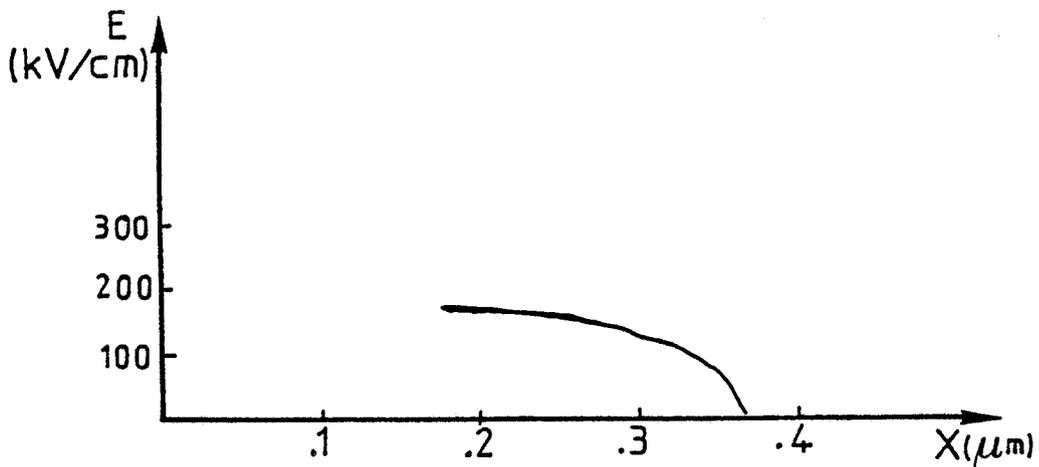
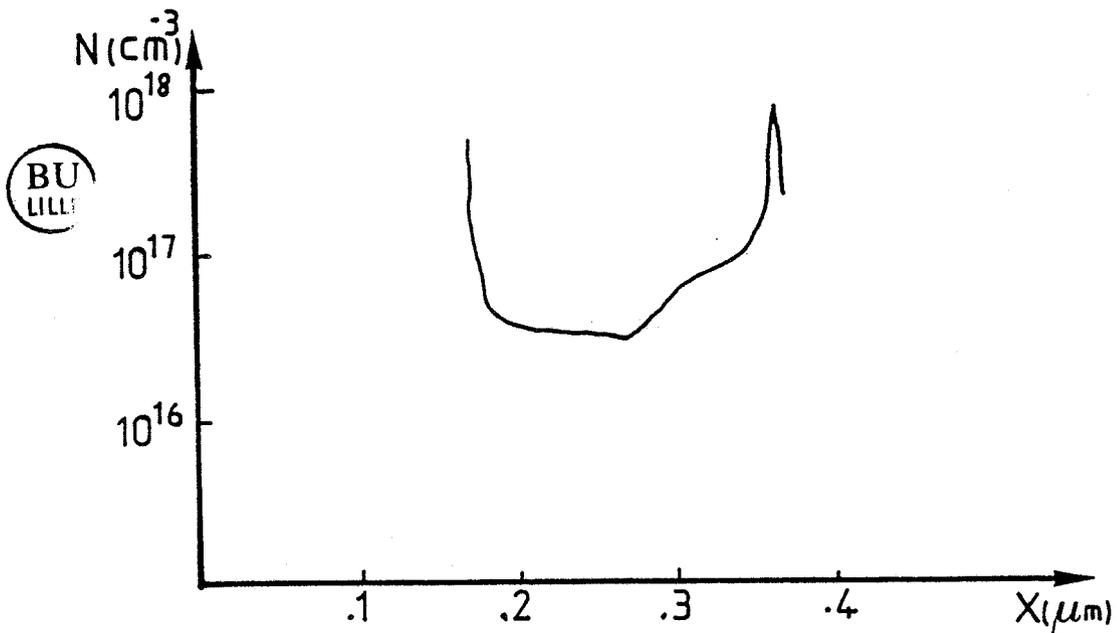
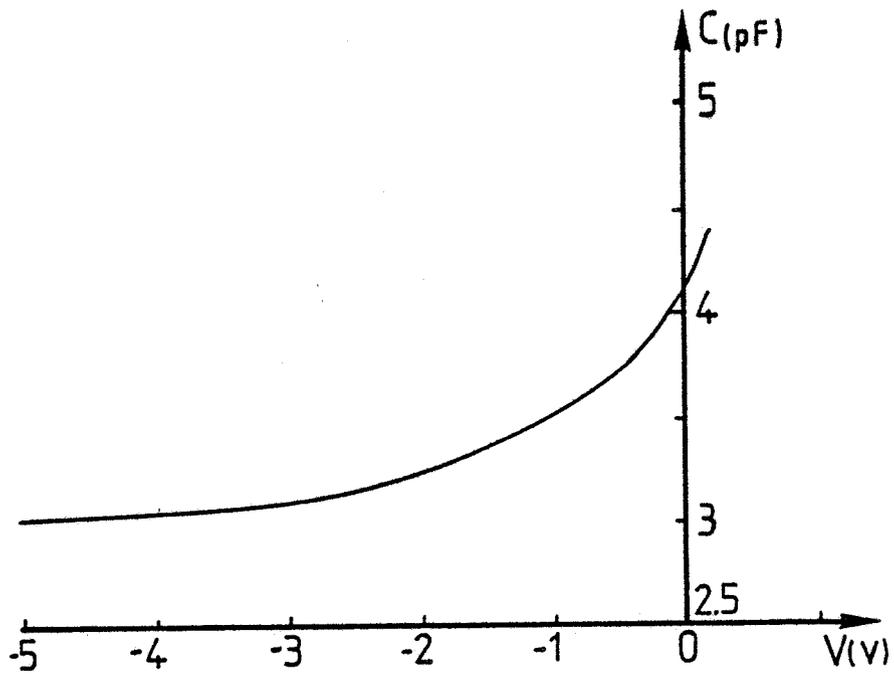


FIG. 72

Caractéristique $C(v) - N(x) - E(x) - \text{Epitaxie n}^\circ 1 - \text{Diode n}^\circ 1$

effectuée au traceur de courbe ont permis de vérifier la qualité des diodes et ont mis en évidence une importante dispersion, des caractéristiques $I(v)$ pour l'ensemble des échantillons. Celle-ci peut s'expliquer soit par une non uniformité des couches épitaxiées soit par une mauvaise qualité des mésas. Cependant, le courant de saturation étant relativement faible, il nous a été possible de sélectionner quelques échantillons en vue d'une caractérisation systématique et d'une comparaison théorie-expérience approfondie.

b) Caractérisation $C(v)$ - $N(x)$ - $E(x)$ - $I(v)$

1) Caractéristiques $C(v)$ - $N(x)$ - $E(x)$

Les mesures de la capacité en fonction de la tension ont été réalisées à l'analyseur de réseau HP à la fréquence de 500 MHz, cela afin de s'affranchir des effets d'une conductance parasite. L'ensemble des résultats est représenté sur les figures (72) à (75) pour 4 diodes que nous avons trouvées significatives, ces courbes donnent l'allure de l'évolution de la capacité de la jonction en fonction de la tension desquelles on déduit le dopage et la carte du champ électrique. Bien que présentant des allures relativement semblables, les différentes courbes montrent que les points caractéristiques C_0 (C à 0 Volt) et C_{sat} (qui correspond à la valeur pour laquelle la diode est confinée) sont très différents. Les profils de dopage déduits de ces caractéristiques font apparaître une dispersion très importante, tant au niveau de la concentration que des épaisseurs des couches actives. Ceci se traduit sur les profils de champ électrique par des différences surtout au niveau de la jonction.

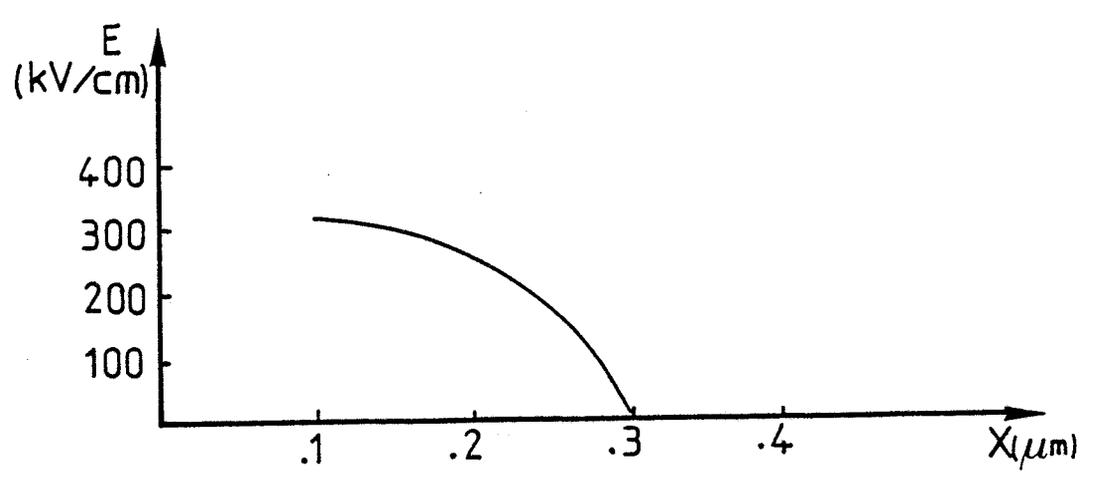
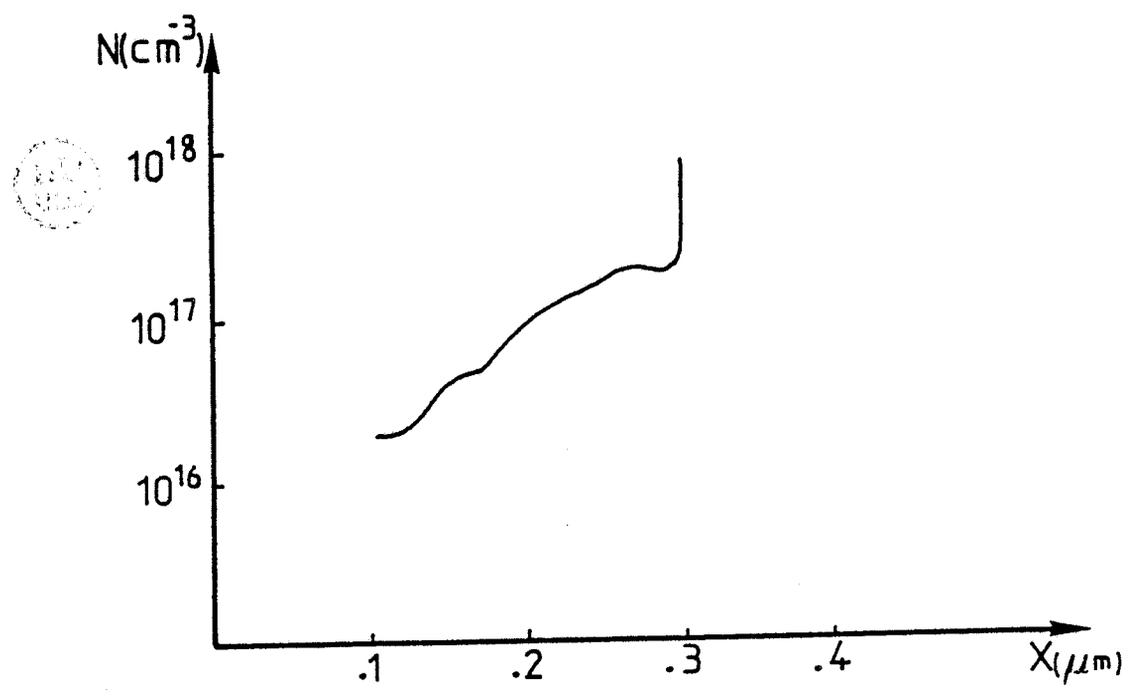
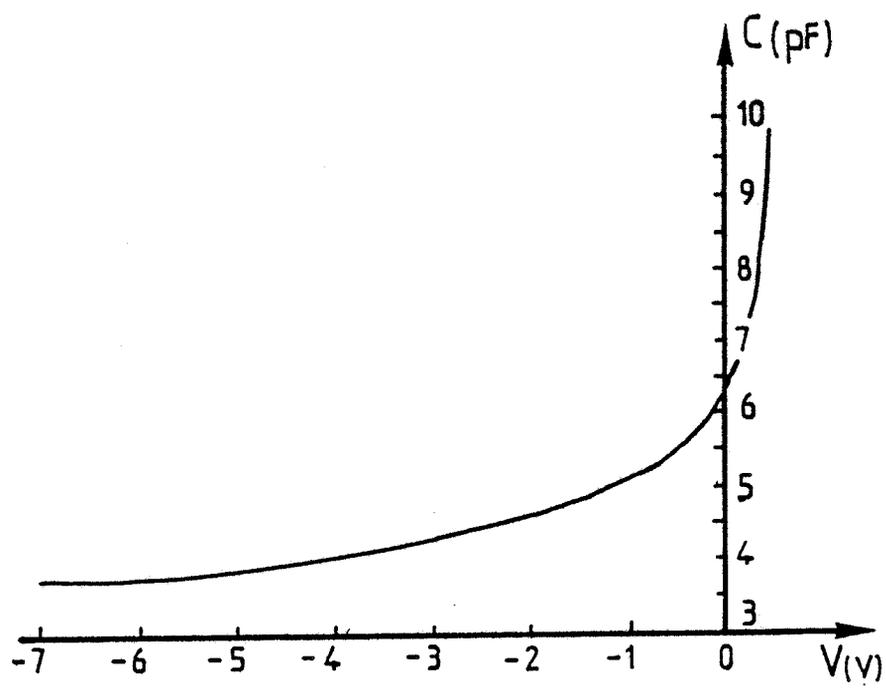


FIG.73

Caractéristique $C(v) - N(x) - E(x) - \text{Epitaxie n}^\circ 1 - \text{Diode n}^\circ 2$

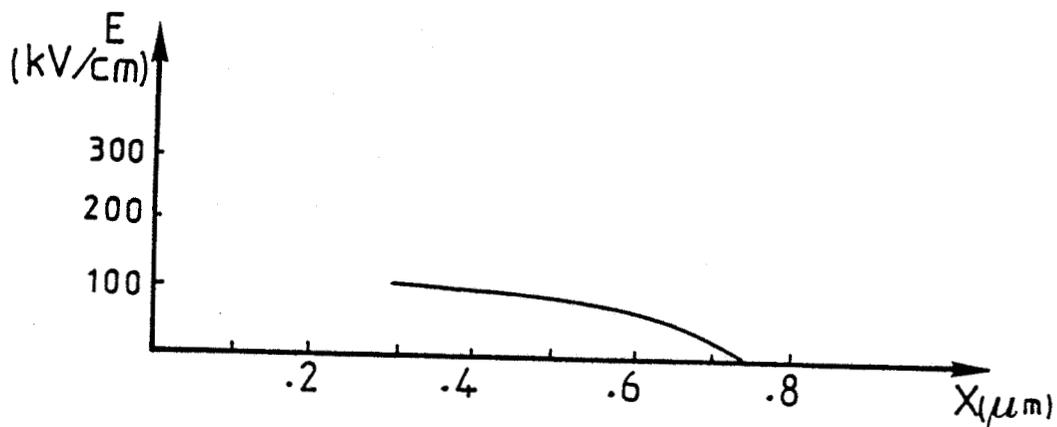
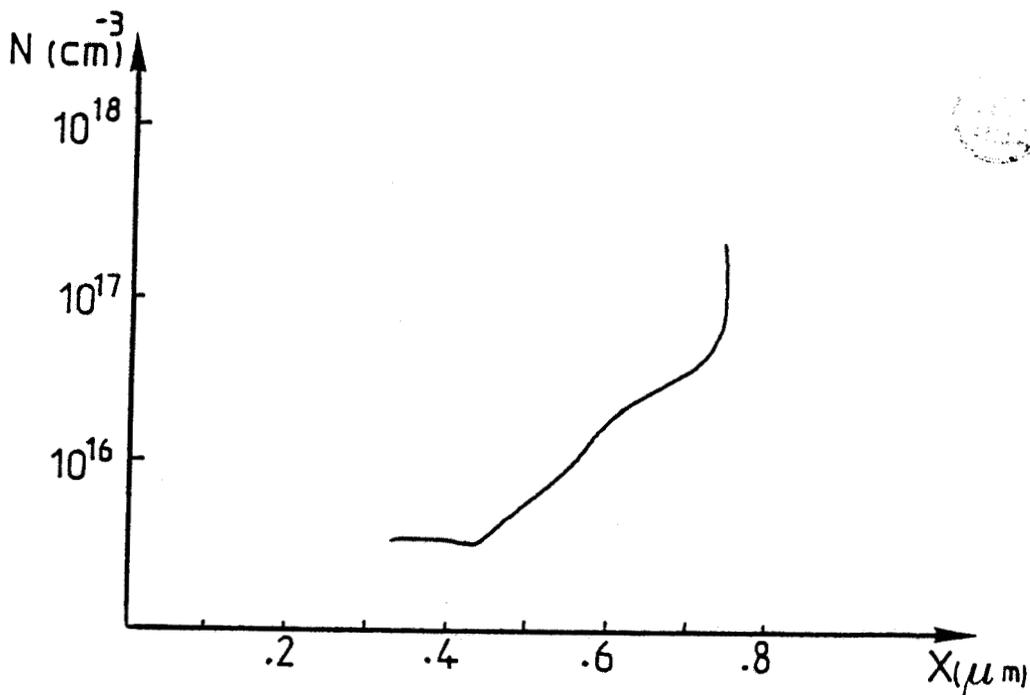
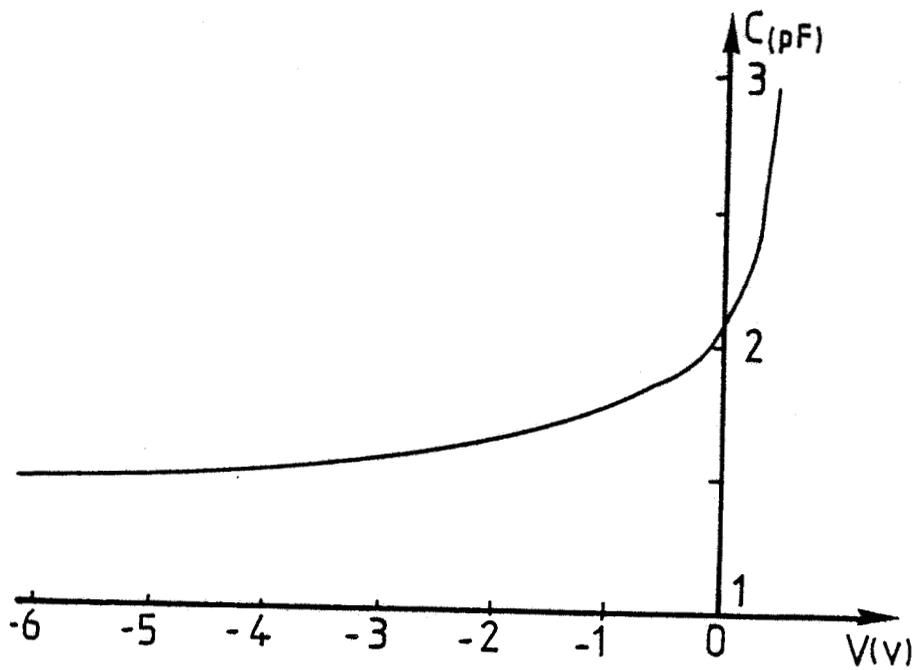


FIG.74

Caractéristique $C(v) - N(x) - E(x) - \text{Epitaxie n}^\circ 1 - \text{Diode n}^\circ 3$

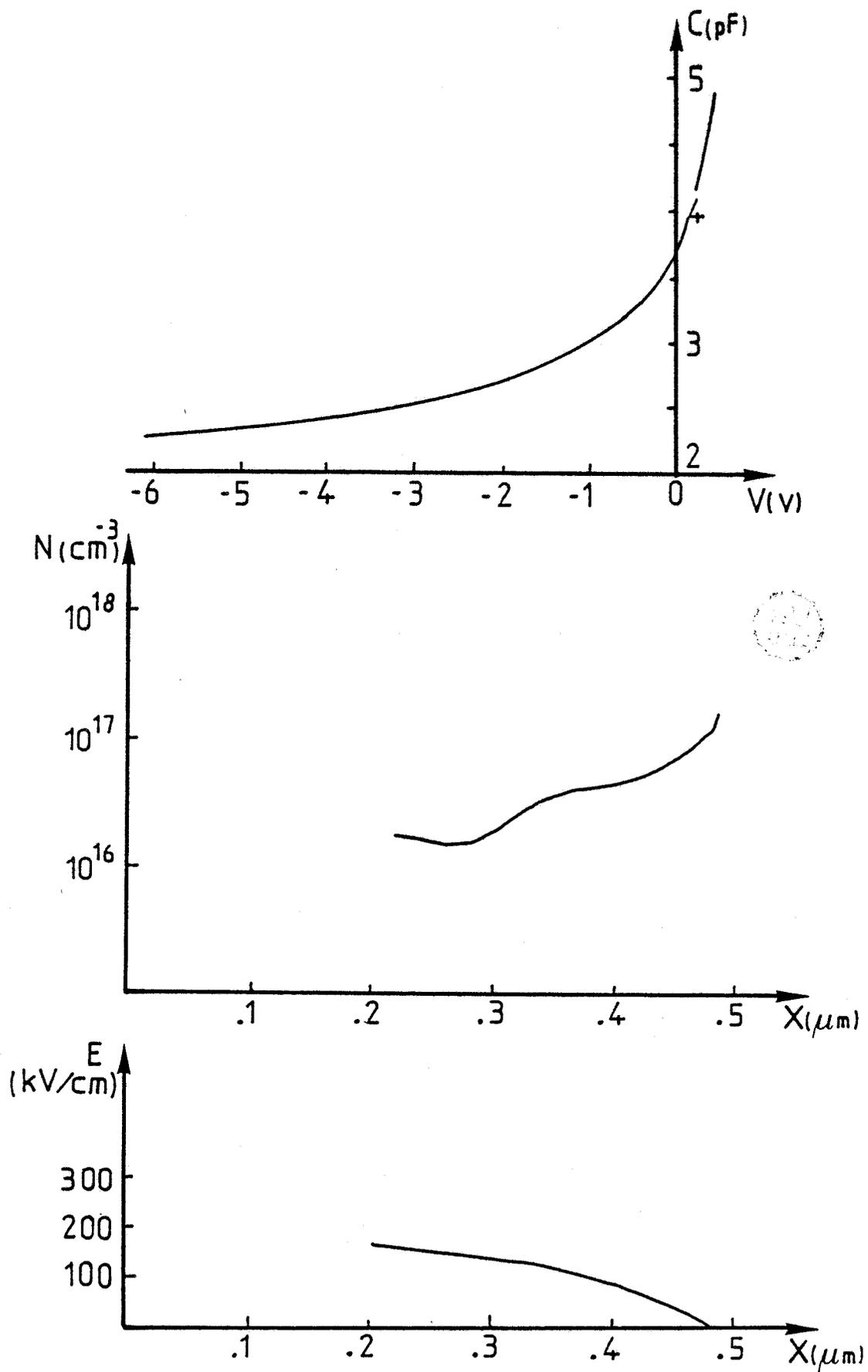


FIG. 75

Maractéristique $C(v)$ - $N(x)$ - $E(x)$ - Epitaxie n° 1 - Diode n° 4

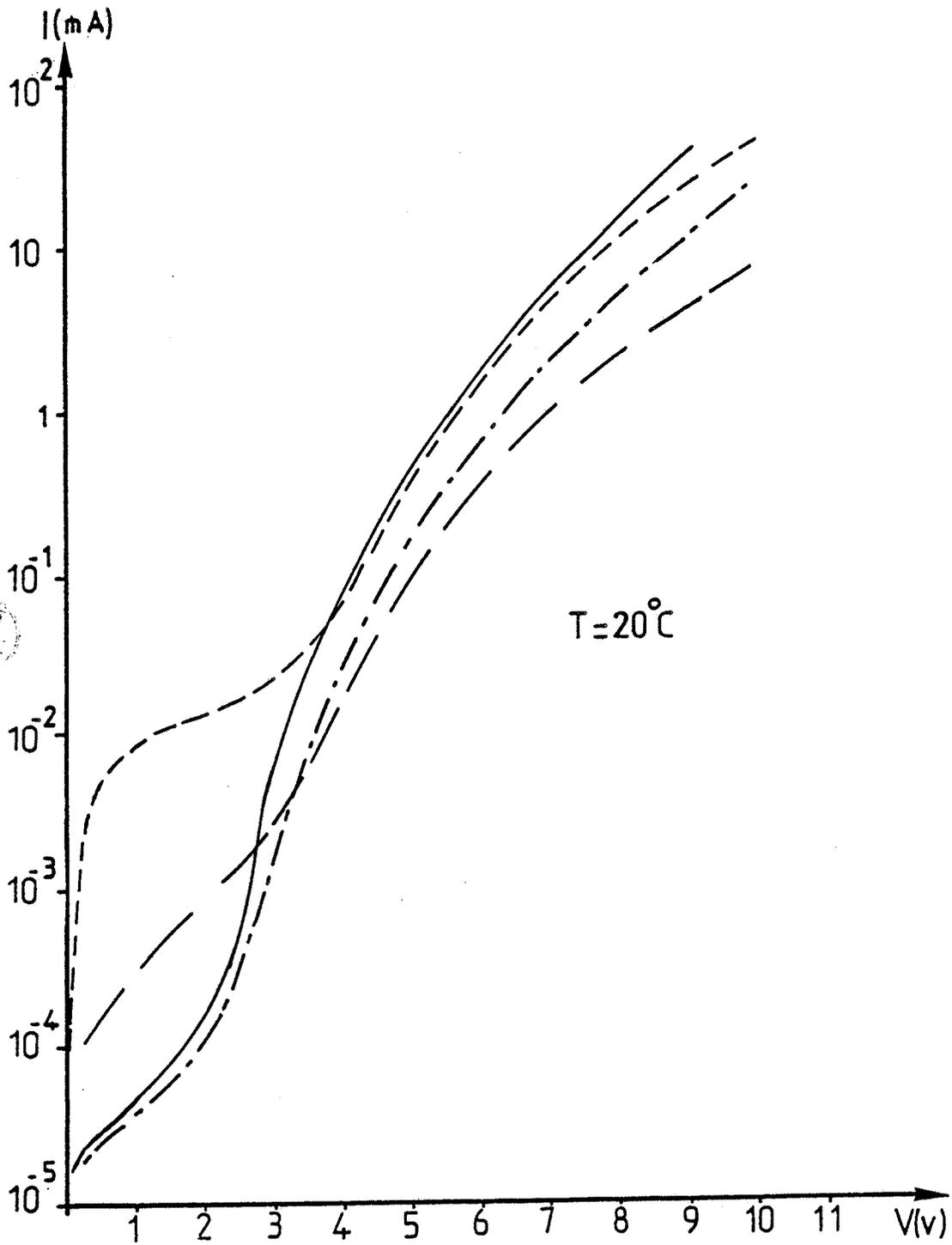


FIG. 76

Caractéristique $I(V)$ à température ambiante pour différents échantillons

2) Caractéristique I(v)

Sur la figure (76), nous avons représenté l'évolution des caractéristiques I(v) pour quelques échantillons. Si l'allure des courbes est relativement semblable, par contre les valeurs des paliers à faible tension sont très différentes. D'autre part, les caractéristiques se divisent en deux zones distinctes.

- $v < 3$ volts, l'allure est typique d'un courant de génération - recombinaison
- $v > 3$ volts, l'évolution est du type tunnel

La seconde zone constitue la partie la plus importante dans la caractéristique I(v) et dans cette structure, le courant tunnel est donc dominant, ceci est une conséquence du dopage élevé de la zone GaInAs, ce qui confirme les résultats présentés dans le chapitre II.

Il nous a semblé important d'effectuer des relevés de l'évolution I(v) en fonction de la température (fig (77) et (78)) pour des diodes qui présentent, à la température ambiante, une évolution semblable. Pour des températures allant de 20°C à 150°C, on peut remarquer que le comportement est très différent à faible tension. Si la diode n° 2 présente une évolution caractéristique d'un courant génération-recombinaison, il n'en est pas de même pour la diode n° 1 où l'évolution en fonction de la température est beaucoup plus faible. D'autre part, on peut remarquer dans ce dernier cas, que le courant est beaucoup plus élevé à température ambiante, ce qui est le siège de fuites importantes.

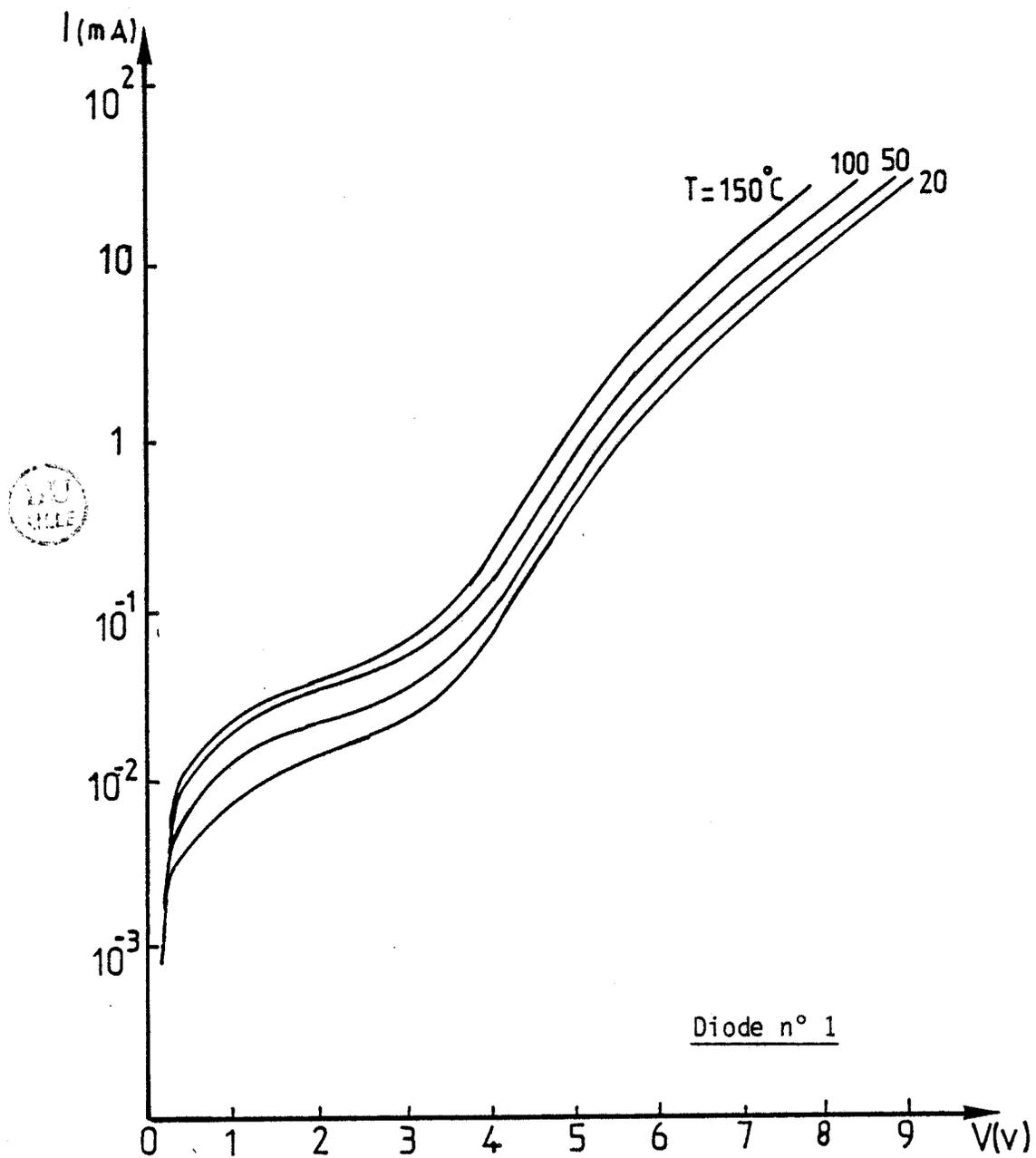


FIG. 77

Evolution du courant inverse en fonction de la température

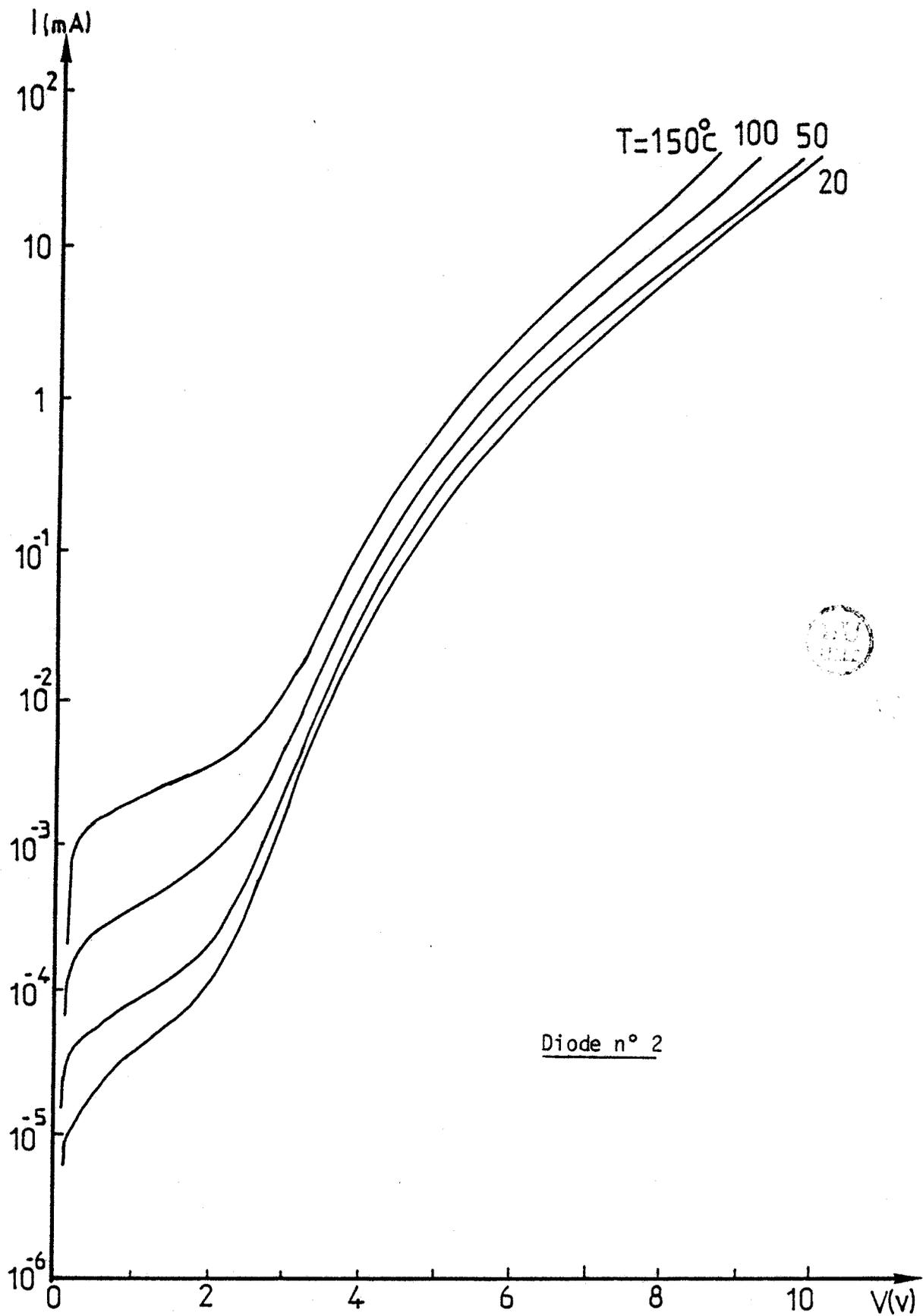


FIG. 78

Caractéristique $I(v)$ en fonction de la température

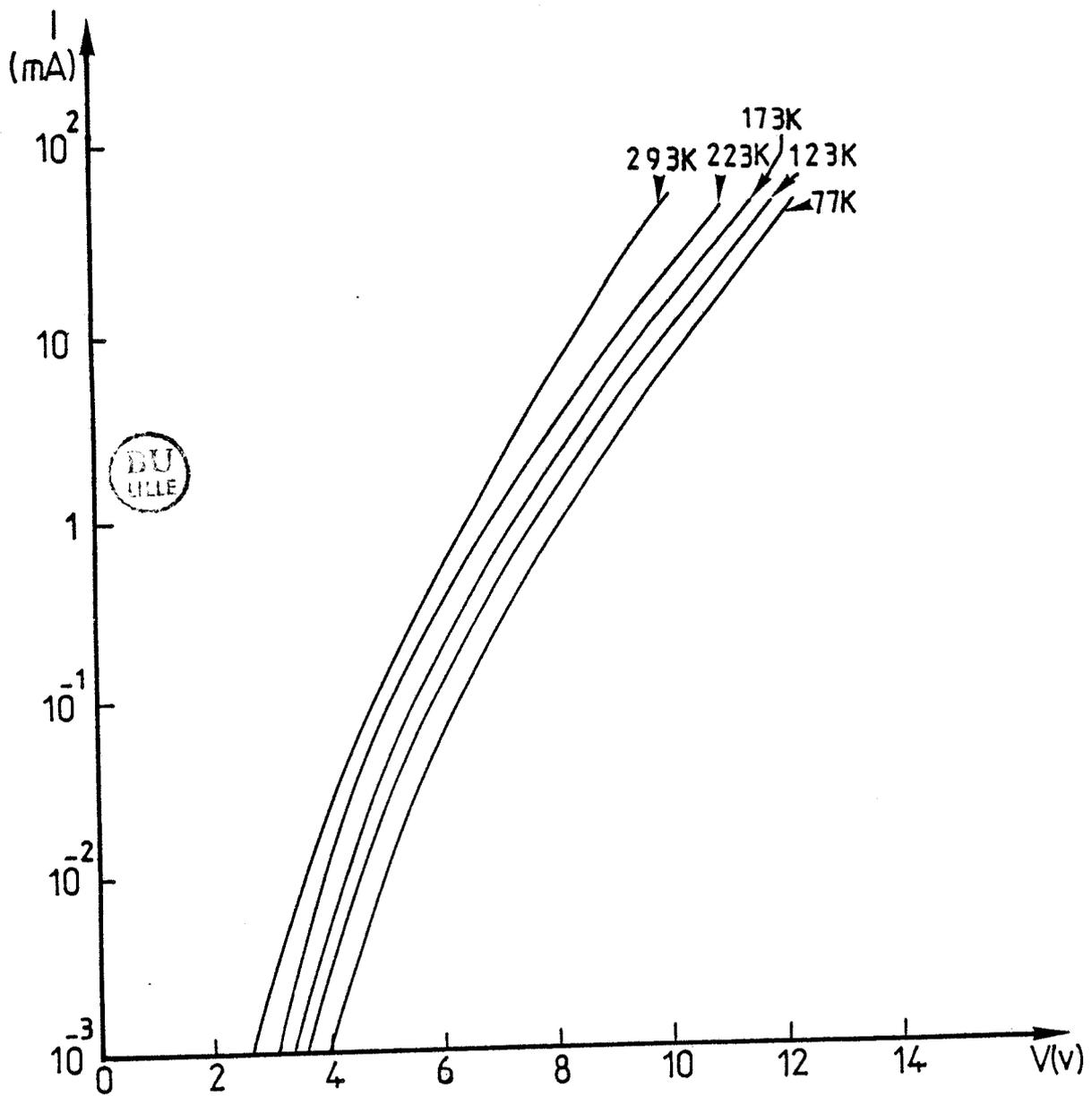


FIG. 79

Evolution du courant inverse pour les basses températures

Sur l'ensemble des mesures, les diodes ne présentent pas de claquage par avalanche pour cette gamme de températures, aussi nous avons procédé à des mesures à basses températures (fig. 79) en vue de diminuer l'influence du courant tunnel et d'espérer faire apparaître l'existence d'un phénomène d'évolution de la tension en fonction de la température. Rappelons que l'effet d'avalanche peut être caractérisé par la forme suivante :

$$V_{av}(t) = V_{av}(t_0) [1 + \beta(t-t_0)]$$

avec β coefficient d'expansion en température en $^{\circ}\text{C}^{-1}$

$\beta > 0$: effet d'avalanche.

Or dans notre cas, la tension croît toujours quand la température décroît ce qui confirme la prédominance de l'effet tunnel dans ces diodes.

Nous avons également pu évaluer, à partir des amplitudes du courant de type génération recombinaison les valeurs du temps de recombinaison τ_{eff} , pour les valeurs estimées des dopages. Les points de mesure sont représentés sur la figure 32 du chapitre II par les références M3 et M8 : on peut constater qu'ils se situent très près des valeurs relevés par d'autres auteurs.

L'analyse de la caractéristique $I(v)$ en fonction de la température peut nous donner des informations sur la position des niveaux pièges qui déterminent le processus de génération recombinaison et confirmer nos impressions premières sur la nature des composantes qui constituent le courant inverse.

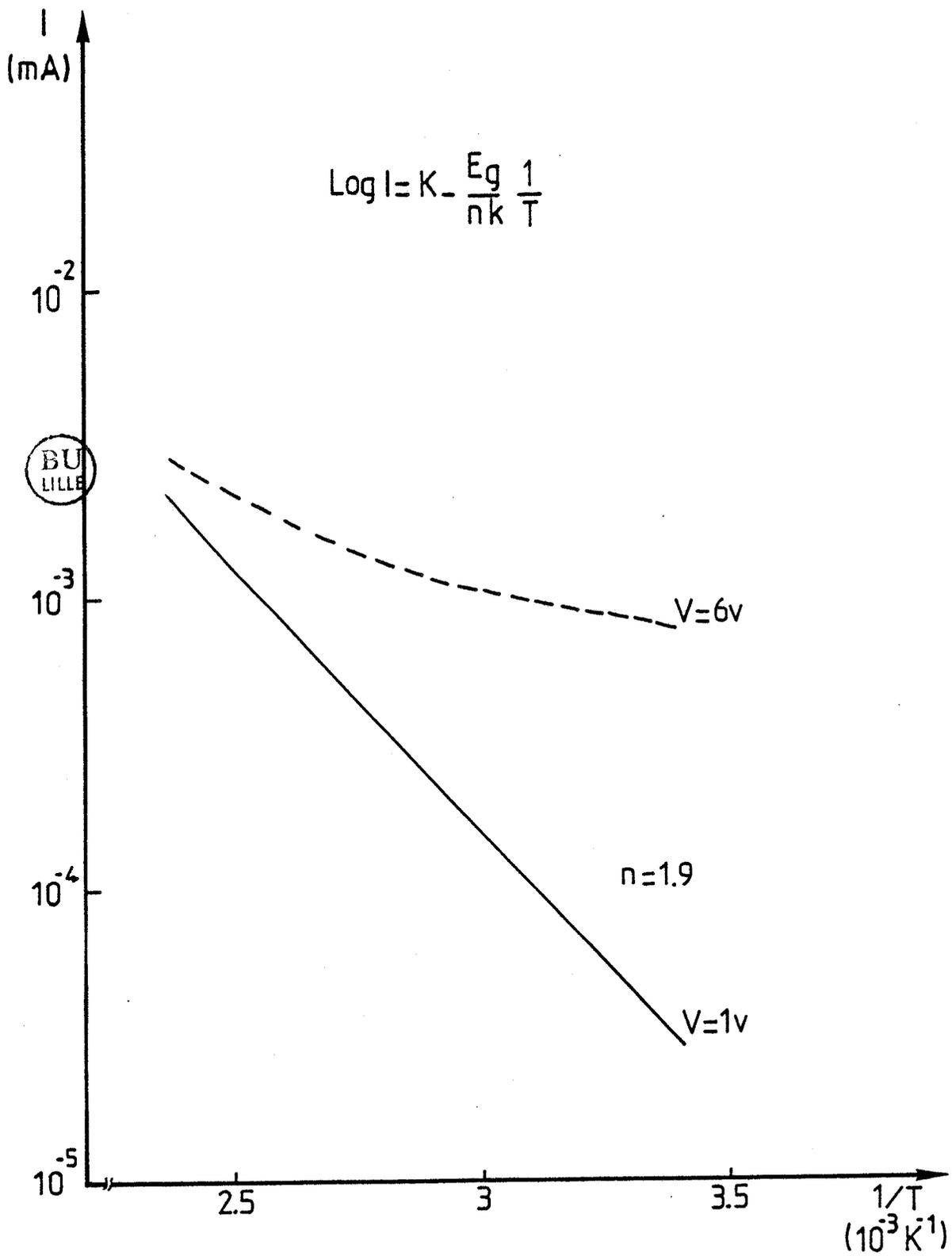


FIG. 80

Estimation du niveau piège (pente de $\text{Log } I = f(1/4)$)

Soit l'expression du courant génération - recombinaison :

$$I_{GR} = q.s.w. \frac{n_i(T)}{\tau_{eff}(T)}$$

Il est alors possible de considérer deux niveaux d'approximation suivant que l'on prend en compte ou non, l'évolution de τ_{eff} en fonction de la température.

Si l'on admet que le temps de recombinaison est indépendant de T, le courant de génération recombinaison est de la forme $I_{GR} = K n_i(T)$ et pour la gamme de température utilisée, on peut admettre que :

$$I_{GR} \sim A e^{-\frac{qE_g(T)}{n kT}}$$

avec n : facteur relatif à la position des niveaux pièges.

$$E_g(T) = E_g(0) - \sigma \cdot T$$

Connaissant l'évolution $\text{Log } I_{GR} = f\left(\frac{1}{T}\right)$, on peut évaluer la pente de cette caractéristique :

$$\frac{d \text{Log } I_{GR}}{d 1/T} = - \frac{q E_g(0)}{n k} \quad \text{d'où on déduit la valeur du coefficient } n.$$

Nous avons représenté l'évolution $\text{Log } I_{GR} = f(1/T)$ sur la figure (80) pour deux tensions qui correspondent au palier génération recombinaison ($V = 1 \text{ V}$) et pour une tension plus élevée correspondant à priori à la zone du courant tunnel ($V = 6 \text{ V}$) en utilisant les mesures de la figure 78 .

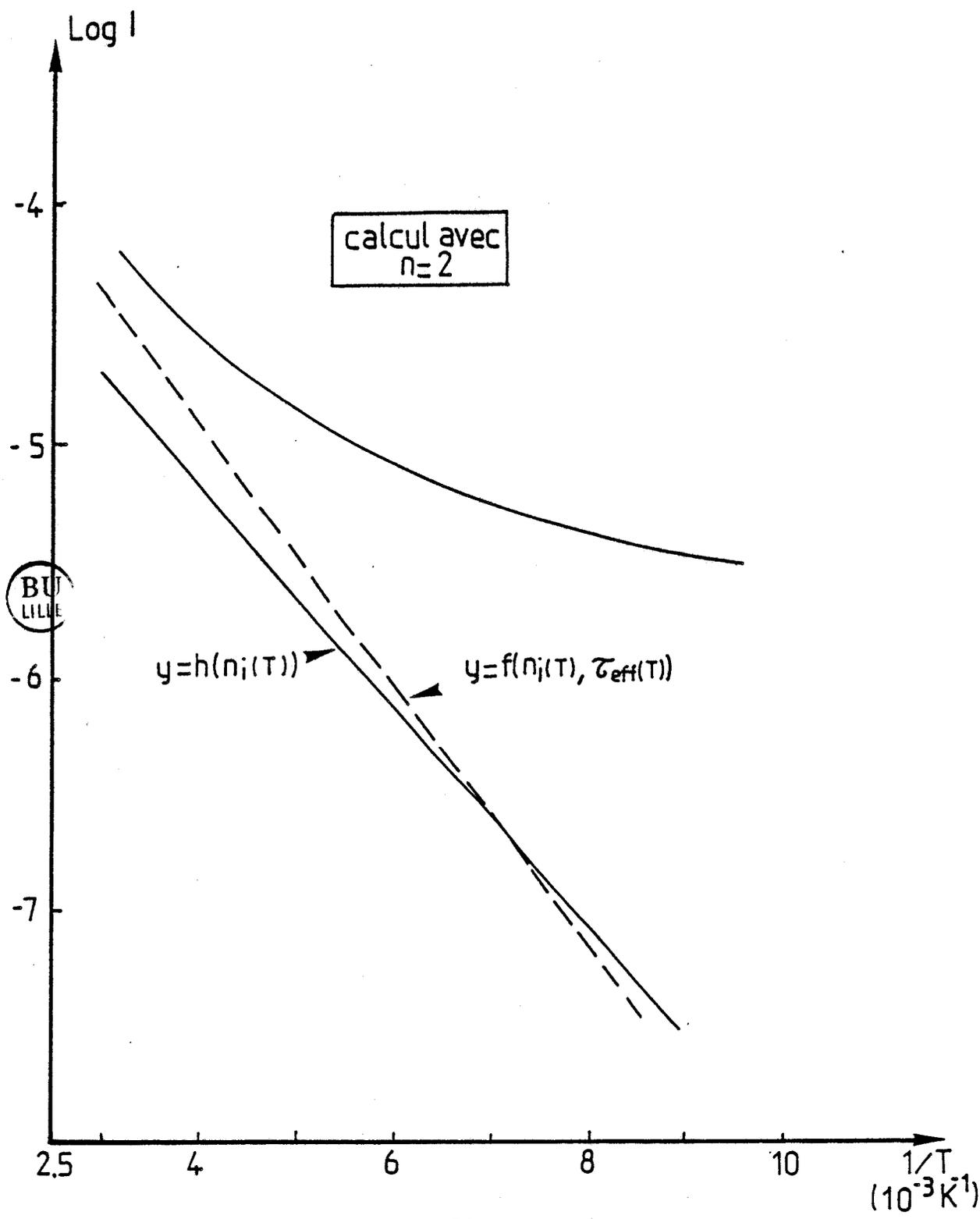


FIG. 81

Influence de la prise en compte de $\tau_{\text{eff}}(T)$,
 Calcul effectué avec $n = 2$

Nous constatons que pour $V = 1V$, la caractéristique est linéaire ce qui confirme que le courant est de type GR : le calcul de la pente permet de déduire une valeur $n \approx 2$, ce qui traduit l'existence d'un niveau de pièges au milieu de la bande interdite. Par contre pour $V = 6V$, la caractéristique n'est plus linéaire, ce qui traduit un courant consécutif à un autre processus.

Si l'on prend en compte la dépendance avec T , l'expression de I_{GR} peut s'écrire :

$$I_{GR} \sim \frac{n_i(T)}{\tau_{eff}(T)}$$

Si on prend la loi d'évolution $\tau_{eff}(T)$ que nous avons estimé au chapitre II, $\tau_{eff} = K.T^{4,8}$, on obtient :

$$I_{GR} \sim \frac{T^{3/2} e^{-\frac{q(Eg(0) - \sigma \cdot T)}{n k T}}}{T^{4,8}}$$



d'où $\text{Log } I_{GR} \sim -\frac{qEg(0)}{n k} X + \frac{q\sigma}{nk} + 3,3 \text{ Log } X$ avec $X = 1/T$

Le tracé de la courbe $\text{Log } I_{GR} = f(x)$ est représenté sur la figure (81). On peut remarquer que le terme en $\text{Log } X$ reste de peu d'importance devant les autres, ce qui conduit à valider les approximations précédentes et à tirer des conclusions identiques au cas précédent. Cette méthode permet de caractériser de façon simple le courant génération recombinaison de structures GaInAs.

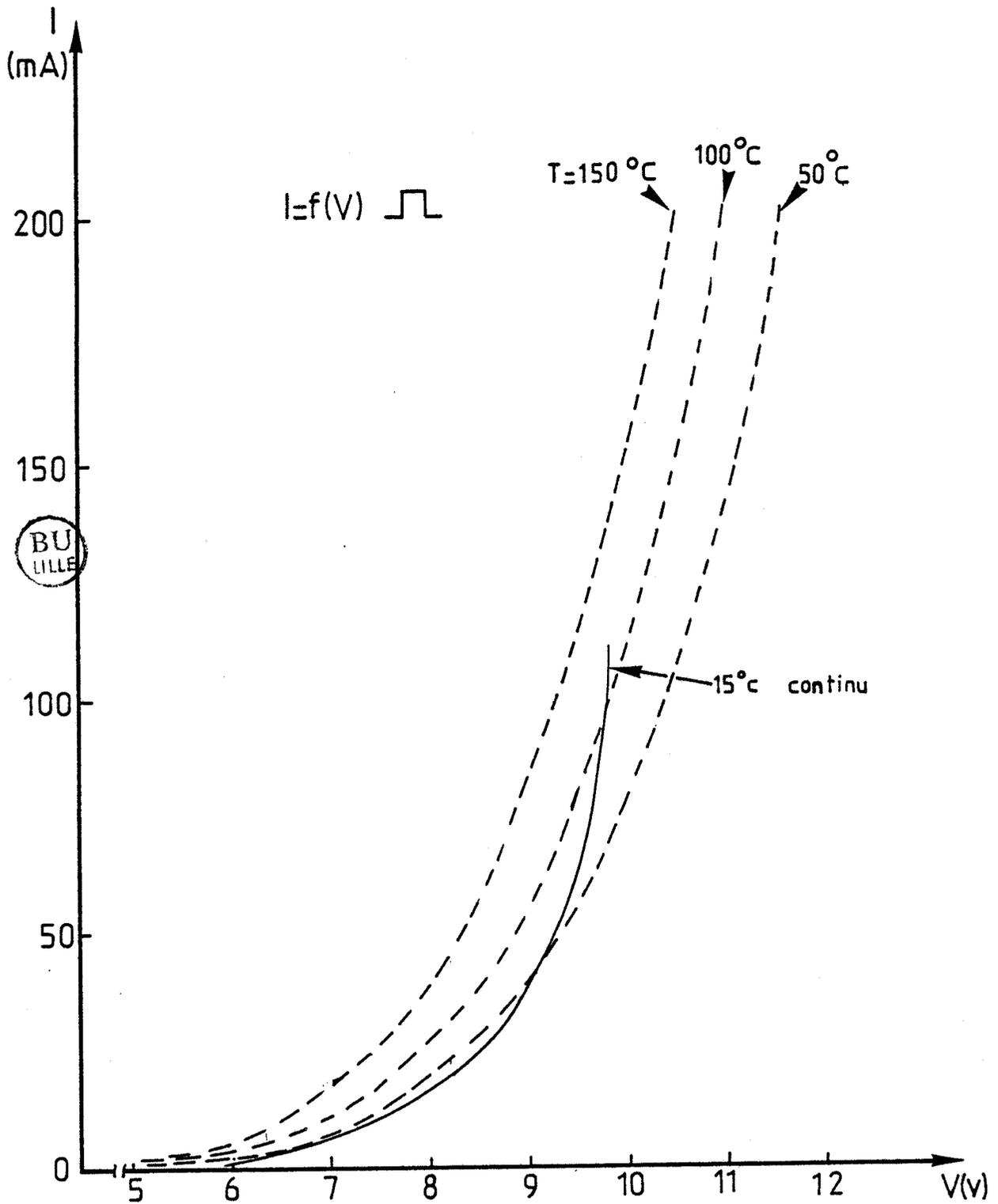


FIG. 82

Relevé de la caractéristique $I(v)$ en impulsions et en continu pour la mesure de la résistance thermique R_{th}

c) Détermination du R_{th}

Nous avons effectué des mesures de la caractéristique $I(v)$ en impulsions pour différentes températures de boîtier afin de déterminer la résistance thermique des échantillons. La bonne tenue en courant de ces diodes (~ 200 mA en impulsion) a permis ce type de mesures qui sont représentées sur la figure (82). A partir des mesures en impulsions pour trois températures (50°C , 100°C et 150°C) et en continu pour la température de 15°C , nous avons pu évaluer une résistance thermique :

$$R_{th} = \frac{T_{\text{boîtier}} - T_{\text{amb}}}{P_0}$$

de l'ordre de 90°C/W , ce qui peut être considéré comme une valeur raisonnable compte tenu que la structure est non inversée et que le substrat n'a pas été aminci. Le calcul effectué en tenant compte d'une conductivité thermique $\sigma_{th} = 0,6 \text{W}^\circ\text{C}^{-1} \text{cm}^{-1}$ [43], d'une épaisseur de couche de $350 \mu\text{m}$ et d'une section de $9 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2$ conduit à une valeur théorique de $R_{th} = 65^\circ\text{C/W}$. Il semble donc que l'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales soit bon si on prend en compte les résistances thermiques des éléments parasites de la diode.

d) Comparaison théorie-expérience

Dans le second chapitre, nous avons établi les lois d'évolution des courants génération-recombinaison, tunnel et avons montré l'influence qu'une résistance shunt à la diode pouvait présenter sur l'allure de la caractéristique $I(v)$. Nous représentons sur la figure 83 l'ensemble des courbes donnant l'évolution $I(v)$ en fonction de la température. Nous avons pu estimer les valeurs du dopage ($N_d = 9 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$) et la longueur ($X = 0,3 \mu\text{m}$) de la zone GaInAs. D'autre part, un paramètre important pour le courant tunnel est le coefficient α . En effet, le courant tunnel peut se mettre sous la forme :

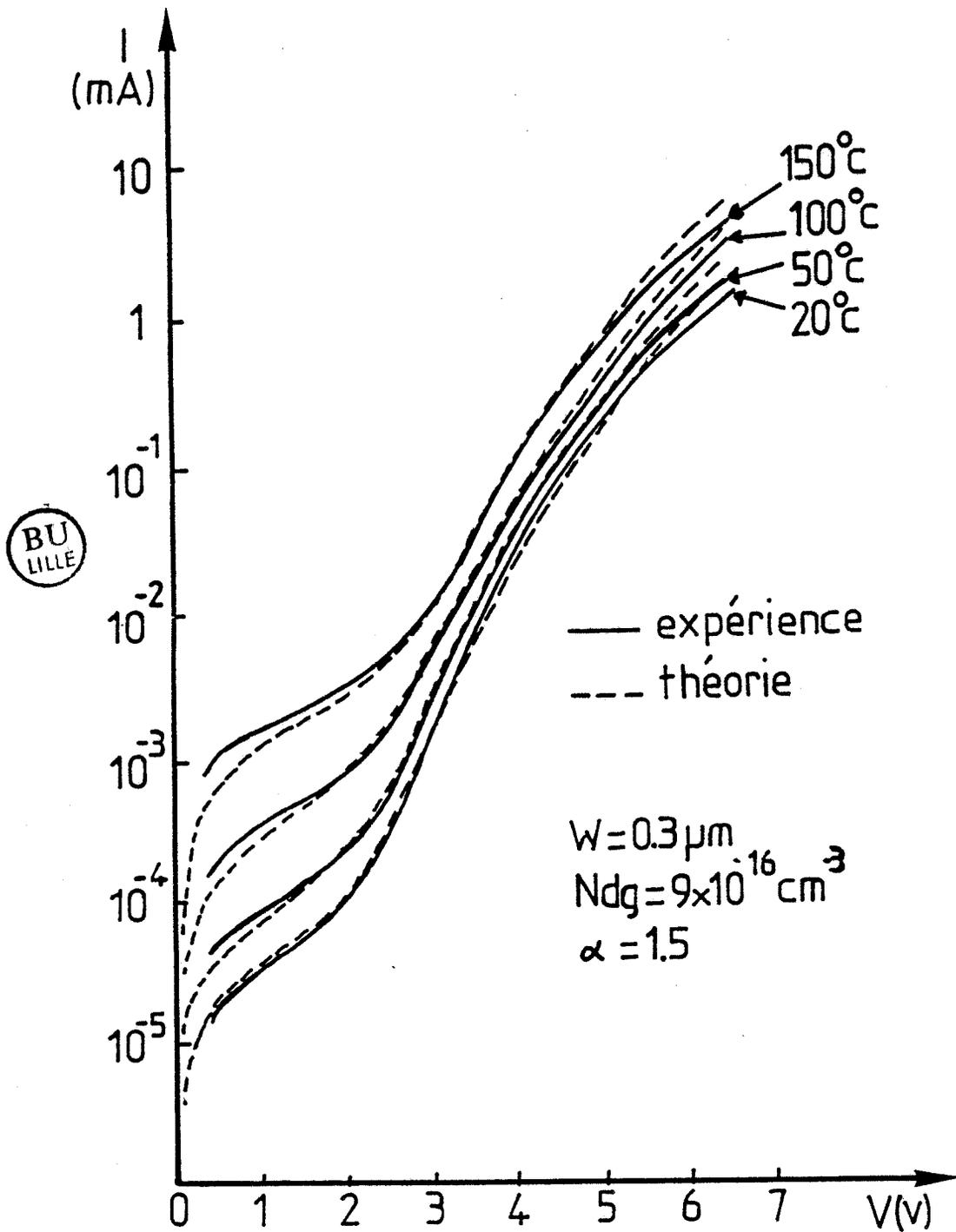


FIG. 83

Comparaison expérience - théorie pour l'évolution de la caractéristique $I(v)$ de l'hétérojonction GaInAs/InP

$$I_{\text{tun}} = \left(\frac{2m^*}{Eg(T)} \right)^{1/2} \cdot \frac{q^3 E \cdot V}{4\pi^2 h^2} \cdot \exp \left(-K \cdot \alpha \cdot \frac{Eg(T)^{3/2}}{E} \right)$$

E : champ électrique

V : tension appliquée.

si on tient compte uniquement de l'influence de la zone GaInAs.

Ce coefficient α traduit la forme de la barrière pour le passage des porteurs par effet tunnel. Une valeur de $\alpha = 1,5$ permet d'obtenir une bonne concordance entre les courbes théoriques et expérimentales. D'autre part, elle constitue une valeur proche de celle établie par d'autres auteurs [17] et elle se situe entre les valeurs limites correspondant au cas des barrières triangulaires ($\alpha = 1,1$) ou parabolique ($\alpha = 1,88$). Il est également important de noter que si l'accord entre théorie et expérience s'est révélé bon pour les forts niveaux de polarisation ($V > 3V$), il a fallu tenir compte d'une résistance parallèle pour les faibles niveaux où l'influence du courant de fuite est non négligeable.

Commentaires

Cette première étude, sur une structure GaInAs/InP qui n'est pas du type IMPATT nous a permis de mettre en oeuvre les méthodes d'élaboration technologique des hétérostructures et d'évaluer les problèmes rencontrés.

L'attaque méso HNO_3 , très sélective, ne peut être utilisée de manière systématique sur les épitaxies GaInAs/InP. Toutefois, cela nous a conduit à un ensemble de mesures qui ont confirmé nos prévisions théoriques, notamment en ce qui concerne les différentes composantes du courant inverse.

IV. II.2. EPITAXIE n°2

a) Structure et process technologique

L'épitaxie utilisée dans ce cas est celle du type IMPATT dont les paramètres sont définis sur la figure (84).

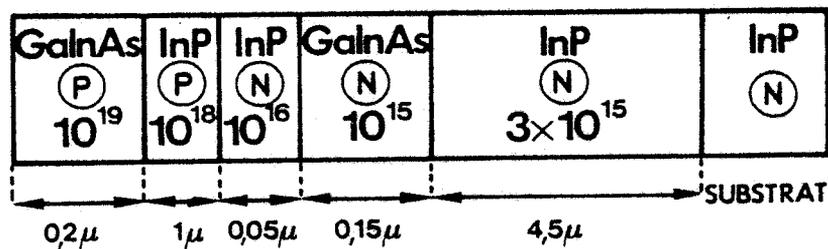


FIG. 84

Elle correspond à la structure type bande X dont nous avons défini les caractéristiques optimales et en particulier afin de réduire le courant inverse, elle présente une jonction P^+N en InP et la zone GaInAs est faiblement dopée (quelques 10^{15} cm^{-3}). Toutefois, comme le montre la caractérisation effectuée, les dimensions et les dopages des couches utilisées n'étaient pas conformes aux spécifications que nous avons demandées.

L'ensemble du process technologique est peu différent du précédent, aussi nous allons détailler uniquement les parties qui ici différencient essentiellement la solution retenue pour l'attaque mēsa et les méthodes de rinçages nécessaires afin de réduire les courants de fuite de surface.

$S = 25\ 000\ \mu\text{m}^2$

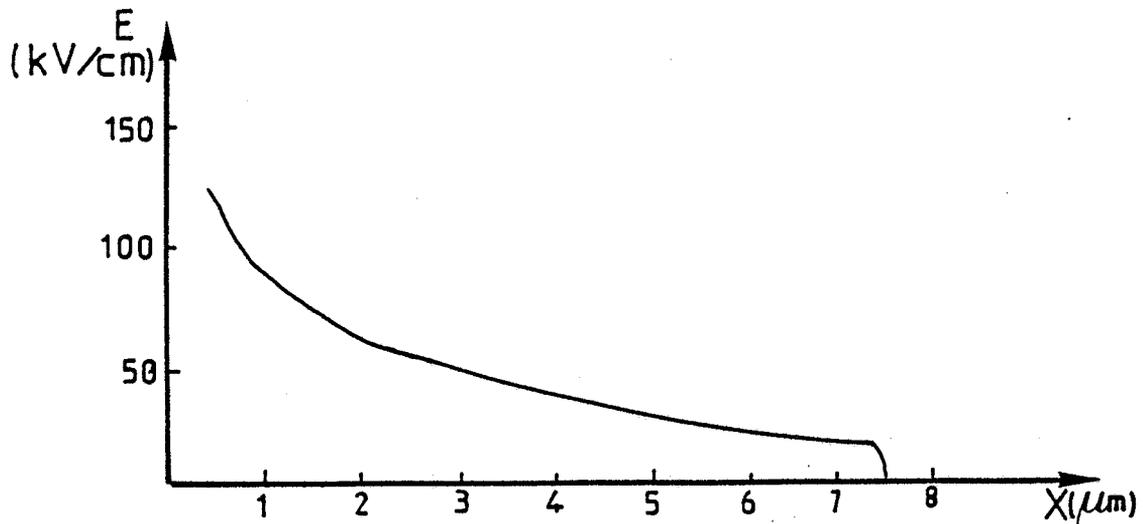
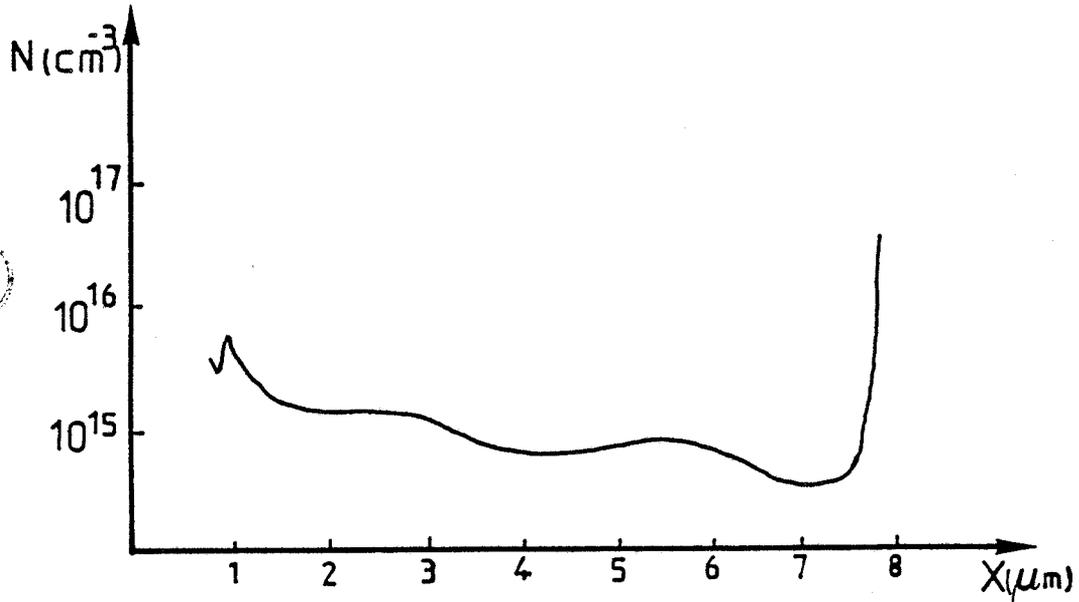
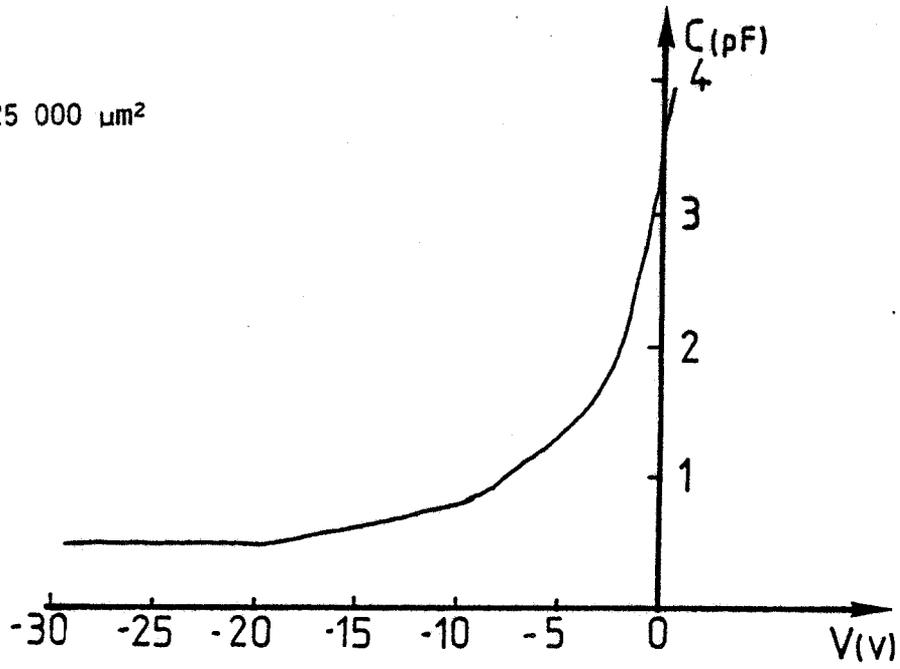


FIG. 85

Caractéristique $C(v)$ - $E(x)$ - $N(x)$ (Epitaxie n° 2)

L'attaque méssa a été réalisée dans ce cas avec la solution 1 Br - 34 H Br - 70 H₂O qui a donné une géométrie d'excellente qualité. Cette étape est suivie d'un rinçage à l'acide fluorhydrique (HF) sous ultrasons afin de décaper la surface du méssa et d'éviter la formation d'oxydes ou de composés organiques dus à l'attaque au brome.

b) Caractérisation C(v) - N(x) - E(x) - I(v).

1) Caractéristique C(v) - N(x) - E(x)

Nous avons reporté sur la figure (85) la courbe C(v) mesurée ainsi que le dopage et la répartition spatiale du champ dans la diode. On peut remarquer que celle-ci est confinée pour des tensions supérieures à 18 V, ce qui est le résultat d'une désertion très rapide de la zone de transit consécutive à un dopage très faible (plus petit que celui prévu initialement) qui peut être évalué à 10^{15} cm^{-3} . Cette valeur explique que la carte de champ obtenue soit rapidement tronquée en fonction de la tension appliquée ; il peut en résulter que le champ à l'interface zone de transit - substrat qui peut prendre des valeurs importantes pour des tensions plus élevées, ce qui n'est pas favorable pour obtenir une bonne tenue en tension du dispositif IMPATT. D'autre part, des mesures effectuées sur d'autres échantillons ont montré une dispersion importante de l'évolution de la capacité mesurée à l'équilibre électrostatique ($V = 0$), valeur qui permet de déterminer les dopages de la structure dans une zone proche de la jonction. Les courbes représentées sur la figure (86) pour une diode de surface plus faible montrent que la capacité évolue proportionnellement à la section. Par contre, on peut remarquer une dispersion importante du dopage qui en est déduit essentiellement dans la zone proche des hétérojonctions qui constitue la partie la plus difficile à contrôler lors de l'épitaxie.

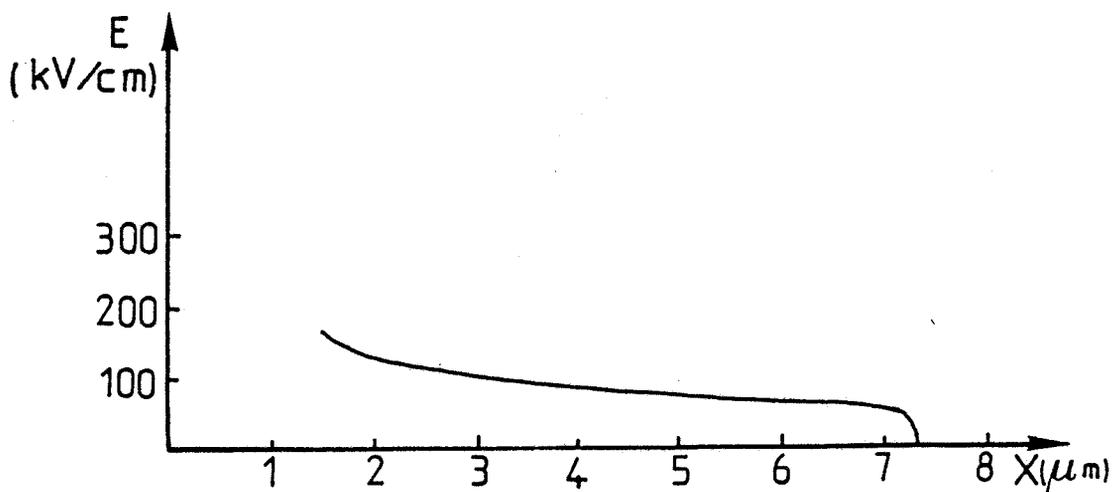
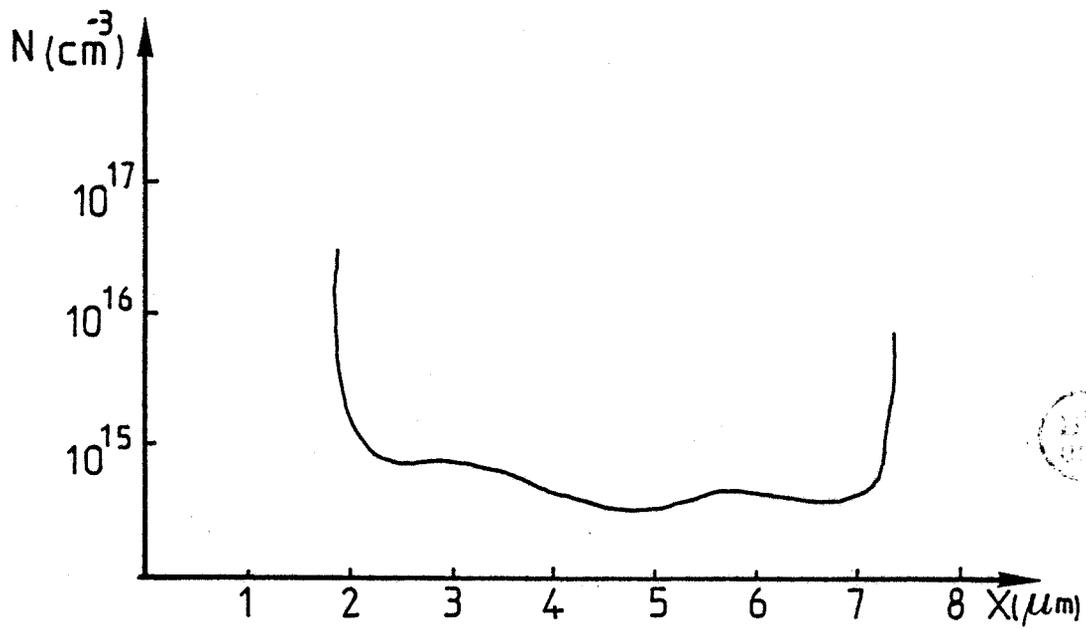
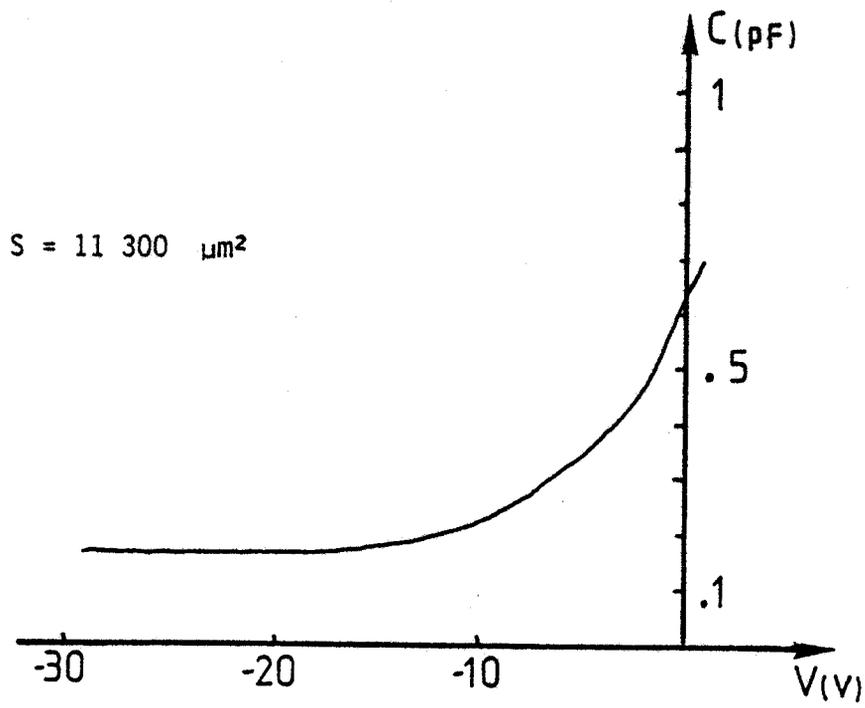


FIG. 86

Caractéristique $C(v) - E(x) - N(x)$ (Epitaxie n° 2)

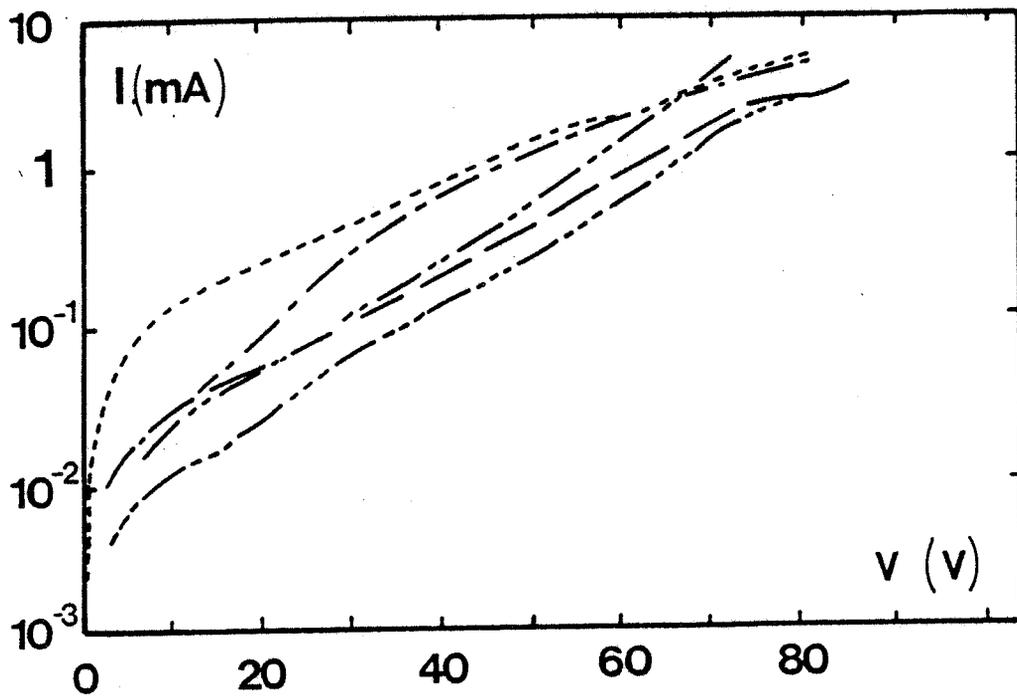


FIG. 87

Caractéristique $I(v)$ pour différents échantillons de l'épitaxie n°2

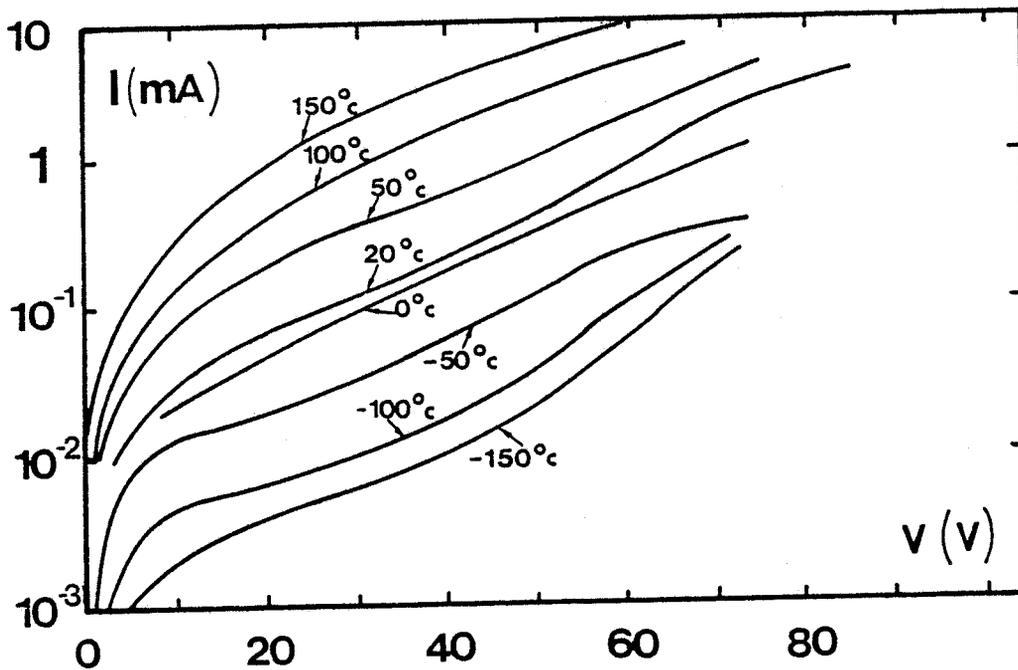


FIG. 88

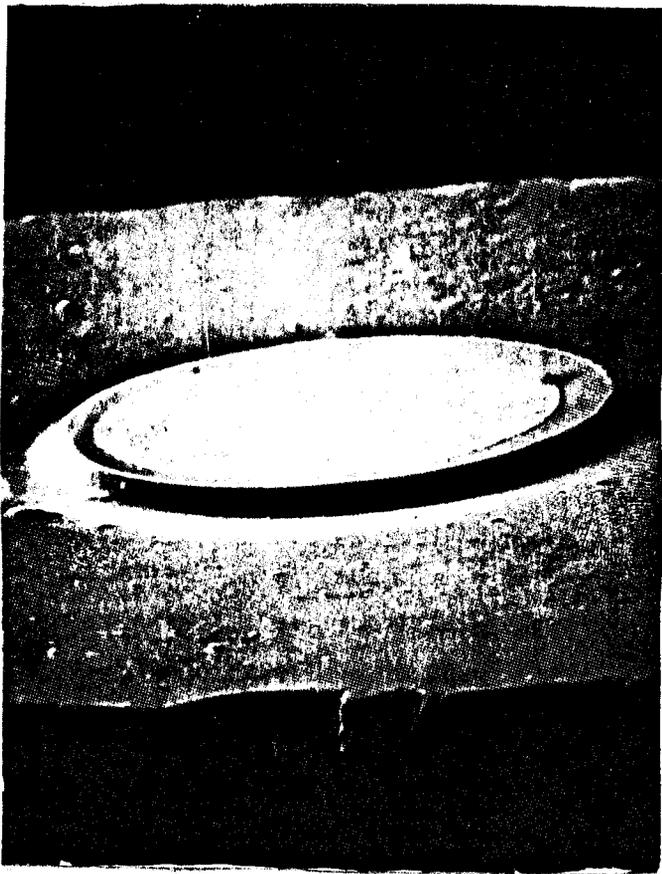
Evolution de la caractéristique $I(v)$ en fonction de la température

2) Caractéristiques I(v)

La figure (87) montre l'évolution I(v) pour une série de diodes de différentes sections. On peut remarquer d'une part, la dispersion très importante consécutive aux courants de fuite et d'autre part, dans tous les cas une destruction prématurée des échantillons pour des courants de quelques milliampères sous une tension de l'ordre de 70 V. Des mesures effectuées en régime impulsionnel ont abouti à la même conclusion quant à la fragilité des composants ce qui laisse supposer que le claquage n'est pas d'origine thermique. La figure (88) illustre le comportement de la caractéristique I(v) en fonction de la température, on peut noter que cette évolution ne correspond pas aux évolutions typiques que nous avons explicité dans le chapitre II et que nous avons retrouvé dans la série précédente mais plus certainement à une composante de fuite de surface dont l'évolution avec la température masque les composantes du courant inverse.

Commentaires

En utilisant une solution au brome pour l'attaque méso, nous avons pu réaliser des structures mésas d'excellente qualité. Toutefois nous n'avons pas réussi à éliminer l'influence des courants de fuite malgré de nombreux essais de décapage et de rinçage, aussi dans ces conditions, il n'est pas certain qu'ils correspondent à des courants de fuites superficiels et il est possible d'incriminer aussi la qualité des couches. La grande non uniformité du dopage dans la zone proche du GaInAs semble confirmer ces résultats.

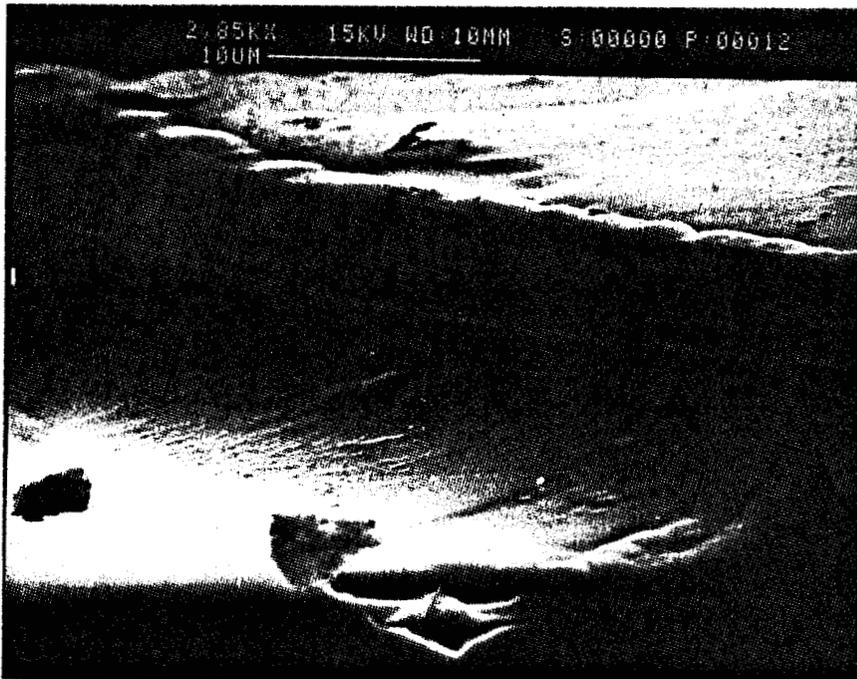


Profil de méssa obtenu à l'aide d'une solution
au brome



Flanc du mesa





Flanc du mesa avec vue de la couche hetero GaInAs

Par ailleurs sur l'ensemble des échantillons testés, nous avons constaté une mauvaise tenue en courant pour l'ensemble des diodes, où nous n'avons pu dépasser des valeurs de 1 à 2 mA, au delà de laquelle le composant était détruit. L'analyse au microscope électronique n'a pas fait apparaître de claquage en surface et de ce fait, il semble qu'un claquage interne soit responsable de la destruction. Ceci peut s'expliquer par les conditions de réalisation de la structure.

La croissance épitaxiale de la couche InP-N correspondant à la zone de transit a été réalisée directement sur le substrat InP-N⁺⁺, ce qui peut entraîner des dislocations du réseau cristallin à l'interface zone active_substrat, or dans cette zone, il peut régner des champs électriques élevés compte tenu de la valeur plus faible que prévue, du dopage de la zone InP-N. Afin d'éviter ce problème, il semble qu'une reprise d'épitaxie sur le substrat InP-N⁺⁺ soit nécessaire afin d'éliminer les défauts cristallins de l'interface InP-N/InP-N⁺⁺ et que d'autre part les dopages de la zone N soient plus élevés.

IV. II.3. EPITAXIE n° 3

a) Structure et process technologique

La structure est représentée sur la figure (90)

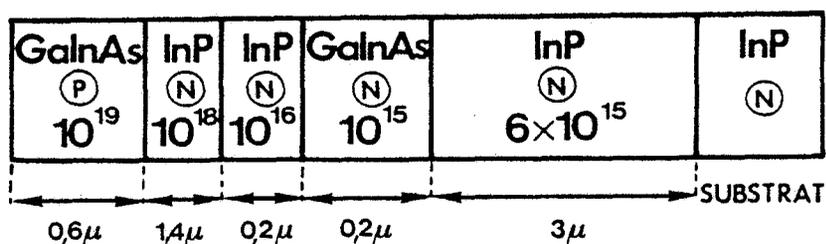


FIG. 90

A partir de l'épitaxie de départ, nous avons pu réaliser trois process sur des fragments de tailles identiques : les deux premiers par voie chimique avec des solutions au brome et le troisième avec une gravure par voie sèche.

- la première attaque méso a été réalisée à partir des solutions suivantes :

- | | | |
|---|------------------------------|------------------------|
| ① | $H_2 SO_4 - H_2 O_2 - H_2 O$ | (10 : 1 : 40) t = 1 mn |
| ② | $Br - H Br - H_2 O$ | (1 : 17 : 35) t = 8 mn |
| ③ | $Br - Me O H$ | (1 : 100) t = 1 mn |

La solution ① sert principalement à l'attaque du-GaInAs qui constitue la première couche alors que les deux autres attaquent principalement l'InP. Le nettoyage final est ensuite réalisé au moyen des compositions chimiques suivantes :

- Alcool isopropylique
- $H_2 SO_4$ pur
- $H F - H_2 O$
- Alcool isopropylique et séchage à l'azote.

- Sur la seconde partie de l'épitaxie, nous avons repris en partie la composition chimique testée sur l'épitaxie n°1.

- | | | |
|---|------------------------------|---------------|
| ① | $H_2 SO_4 - H_2 O_2 - H_2 O$ | (10 : 1 : 40) |
| ② | $H NO_3 - H Cl - H_2 O$ | (3 : 2 : 6) |
| ③ | $Br - H Br - H_2 O$ | (1 : 17 : 34) |

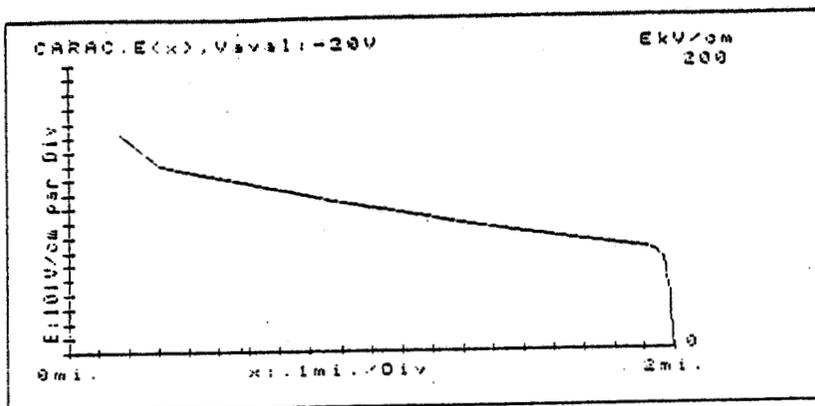
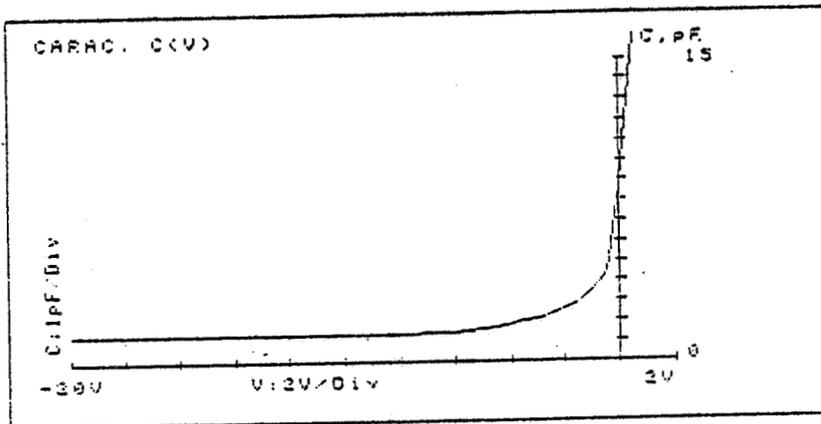
L'attaque mēsa ętant alors ręalisęe en utilisant successivement ces trois solutions avec un nettoyage final identique au pręcedent, nous avons ensuite procędę ę la passivation des diodes en utilisant une ręsine aux polyimides, cette ętape ętant ręalisęe immędiatement apręs le sęchage de l'ępitaxie processęe.

De ces deux process, il ne nous a pas ętę possible d'ęlaborer des ęchantillons exploitables soit parce que le courant de fuite ętait trop important, soit en raison de la destruction pręmaturęe ę faible courant des diodes.

Finalement, sur le troisięme fragment, nous avons procędę ę une attaque męsa par voie sęche ę partir de l'usuneur ionique (Microetch Veeco). Comme nous l'avons dęjђ mentionnę pręcedemment, cette attaque possęde l'avantage de ręsoudre le problęme des composęs conducteurs lięs au brome qui peuvent ętre ę notre avis responsables de la ręsistance de fuite des diodes. Toutefois, le profil męsa ętant de mauvaise qualitę, il est nęcessaire d'avoir recours ę un nettoyage final identique aux pręcedents afin d'uniformiser la surface latęrale de la diode.

Cependant, il est important de noter que l'attaque par voie sęche est peu sęlective, et en consęquence, la ręsine qui forme le masque de base est elle męme attaquęe, ce qui nęcessite la ręalisation de cette opęration en plusieurs ętapes. La profondeur de męsa obtenue est de 3,7 μm pour une duręe totale d'exposition de 40 minutes. Les ęchantillons obtenus pręsentent des courants de fuite beaucoup plus faibles, aussi il nous a ętę possible de monter quelques puces en boitier afin de ręaliser une caractęrisation statique ęlectrique complęte.

Mat. : INP/GAINAS Type:H.L. S.Drift
 S : 20000 microns carres
 Freq : 100 MHz
 Temp : 20 °C (293 K)



BU
LILLE

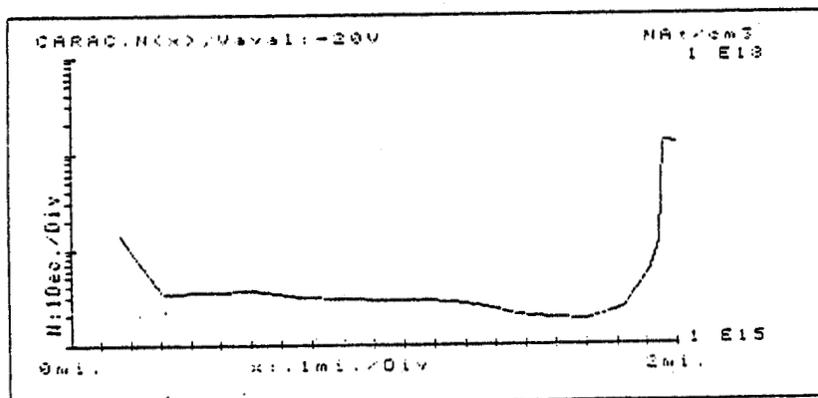


FIG 90

Caractéristiques C(v) - N(x) - E(x) (épitaxie n° 3) Diode n° 1

b) Caractérisation C(v) - N(x) - E(x) - I(v)

1) Caractéristique C(v) - N(x) - E(x)

Nous présentons sur les figures (90) à (93), les courbes relatives à la mesure de la capacité en fonction de la tension appliquée pour différentes diodes dont les sections sont de $9\ 200\ \mu\text{m}^2$ pour la première et de $23\ 000\ \mu\text{m}^2$ pour les autres, ce qui correspond à des diamètres de $110\ \mu\text{m}$ et $170\ \mu\text{m}$ respectivement. L'allure des caractéristiques C(v) indique une bonne homogénéité des couches épitaxiées d'un échantillon à l'autre.

L'exploitation de ces résultats en vue de déterminer le dopage et la carte de champ électrique conduit aux conclusions suivantes :

- la longueur de la zone active est comprise entre $1,7\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à une valeur plus faible que celle initialement prévue.
- il est d'autre part possible de dissocier les différentes couches du dispositif :
 - . $0,4\ \mu\text{m} < x < 1,7\ \mu\text{m}$ à $2\ \mu\text{m}$, le dopage est de l'ordre de 3 à $4 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ ce qui est plus faible que celui prévu par cette épitaxie (fig 89) où un dopage de 6 à $7 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ était visé.
 - . $0,2\ \mu\text{m} < x < 0,4\ \mu\text{m}$, on obtient des valeurs de $2 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ à $4 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ correspondant à la zone d'avalanche GaInAs.
 - . Enfin pour $x < 0,2\ \mu\text{m}$, le dopage est très variable, il évolue de $8 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ à $10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ et semble correspondre à la zone tampon InP-N dont la valeur était fixée à $10^{16}\ \text{cm}^{-3}$.

Mat. : INP/GAINAS Type:H.L. S.Drift
 S : 23000 microns carres
 Freq : 100 MHz
 Temp : 20 °C (293 K)

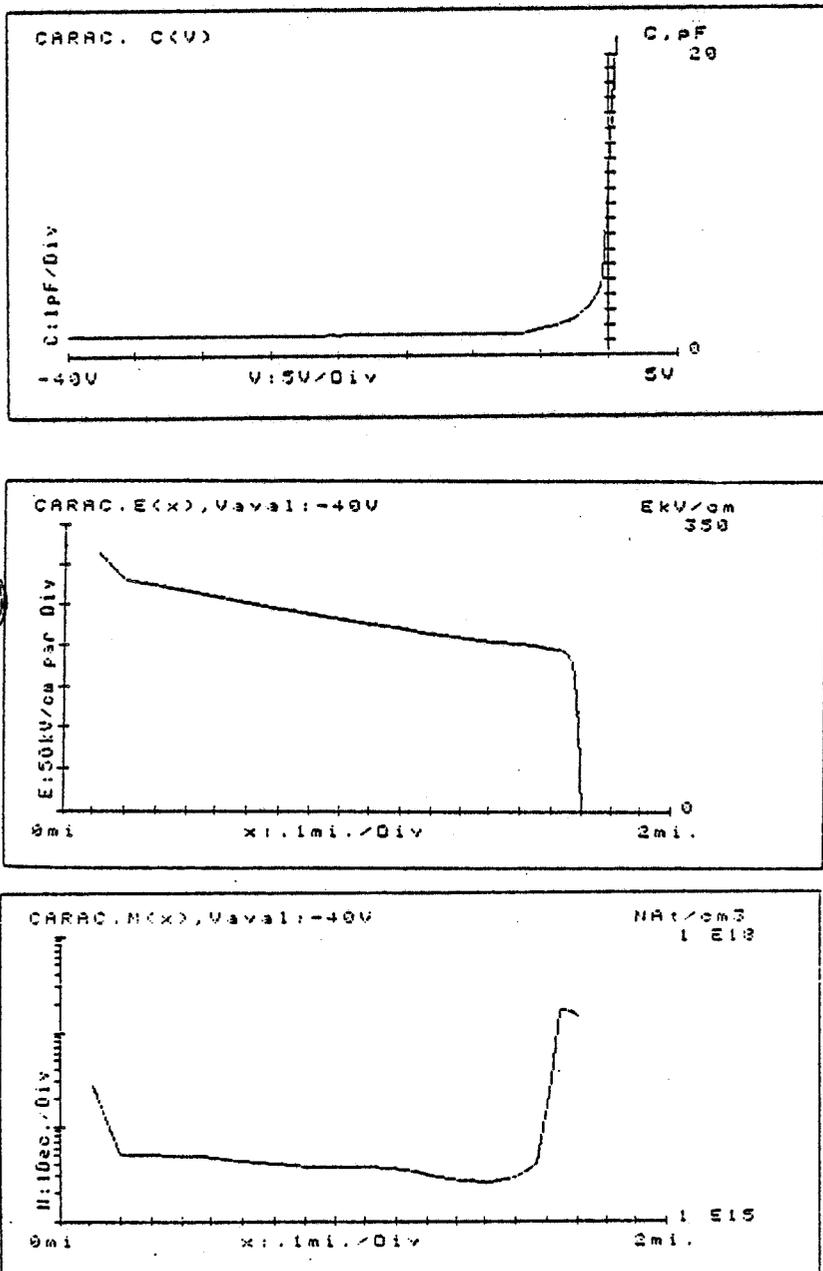


FIG. 91

Caractéristique $C(v) - N(x) - E(x)$ (Epitaxie n° 3) Diode n°2

Mat. : GaInAs/InP Type:H.L. S.Drift
 S : 23000 microns carres
 Freq : 100 MHz
 Temp : 20 qC (293 K)

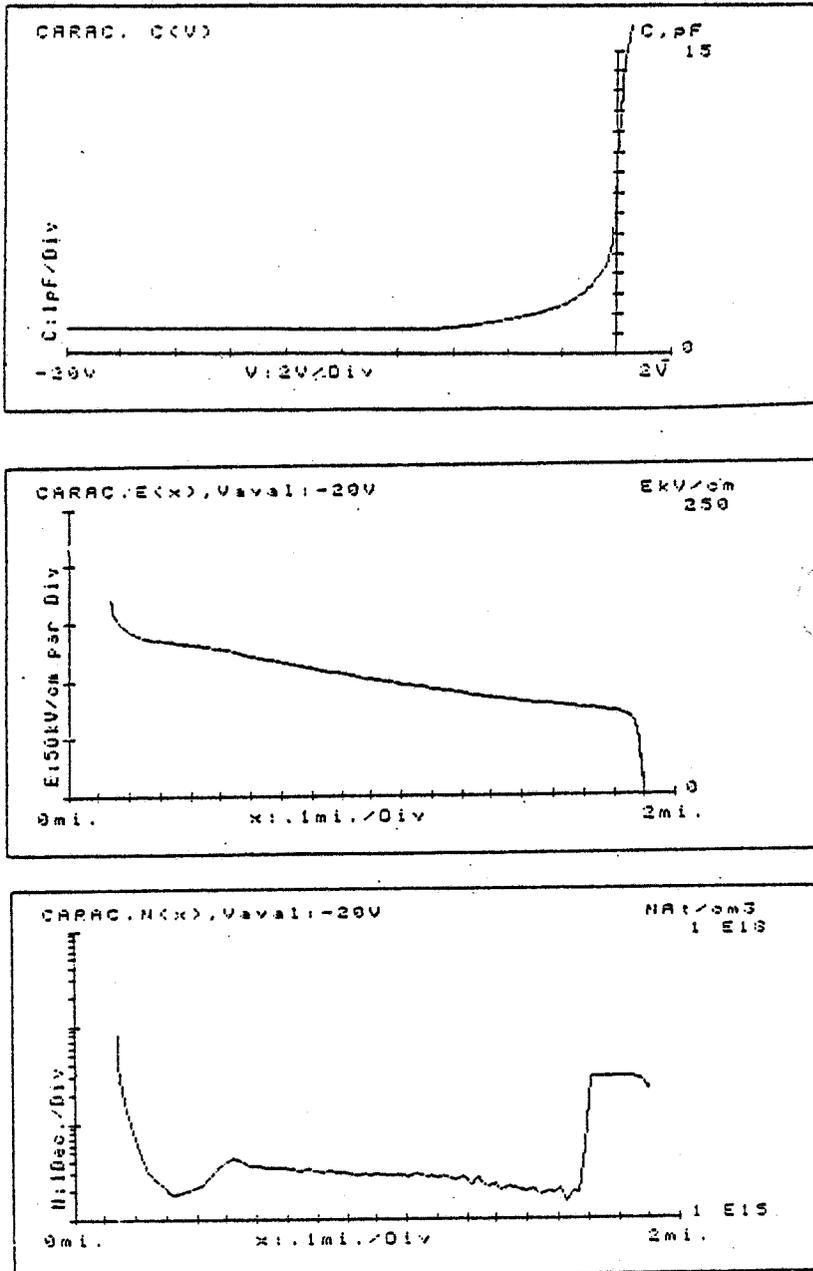


FIG. 92

Caractéristiques $C(v) - N(x) - E(x)$ (Epitaxie n° 3) Diode n° 3

Mat. : InP/GaInAs Type:H.L. S.Drift
 S : 9300 microns carrés
 Freq : 100 MHz
 Temp : 20 °C (293 K)

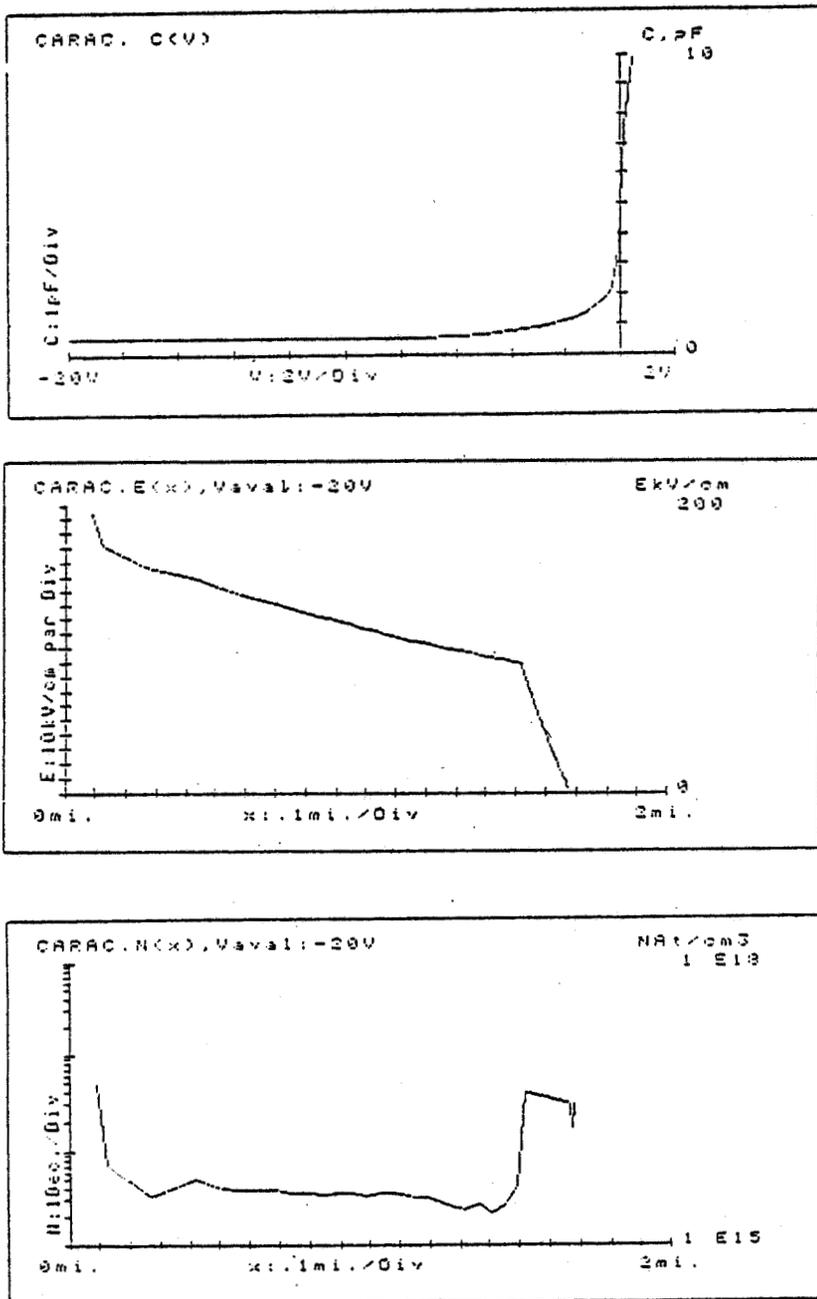
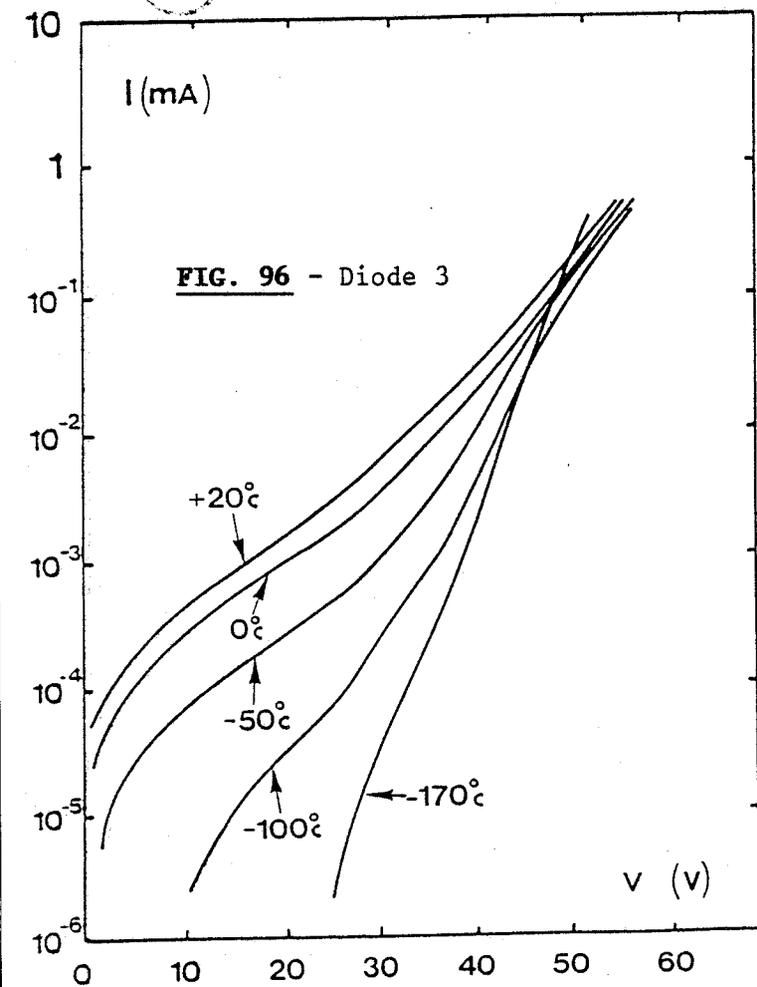
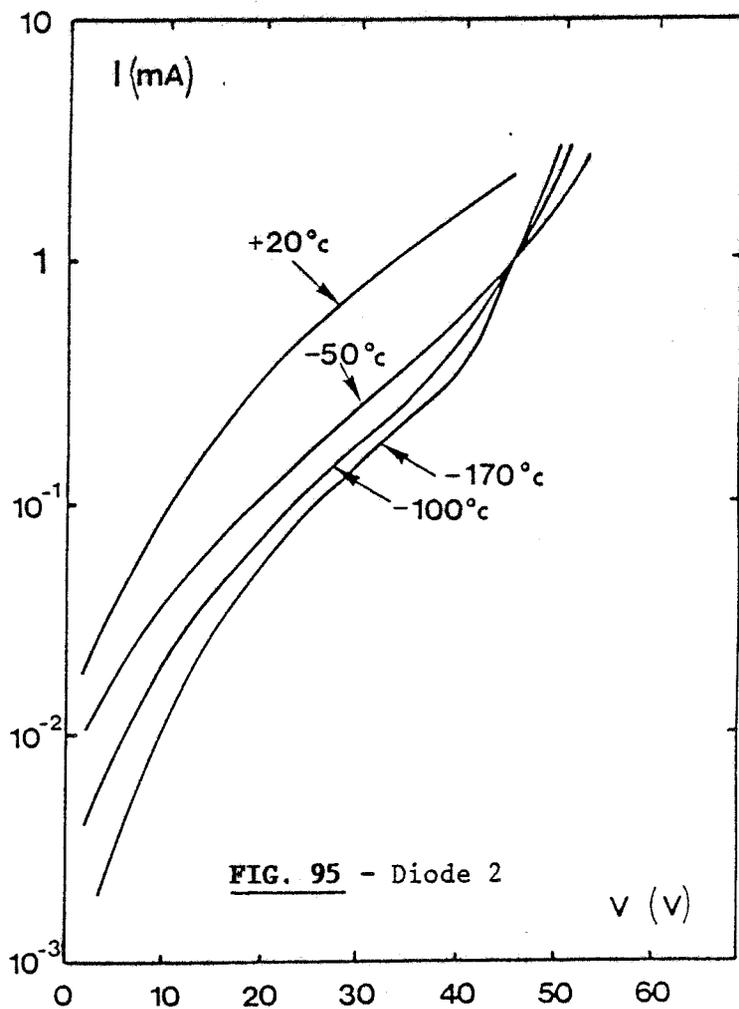
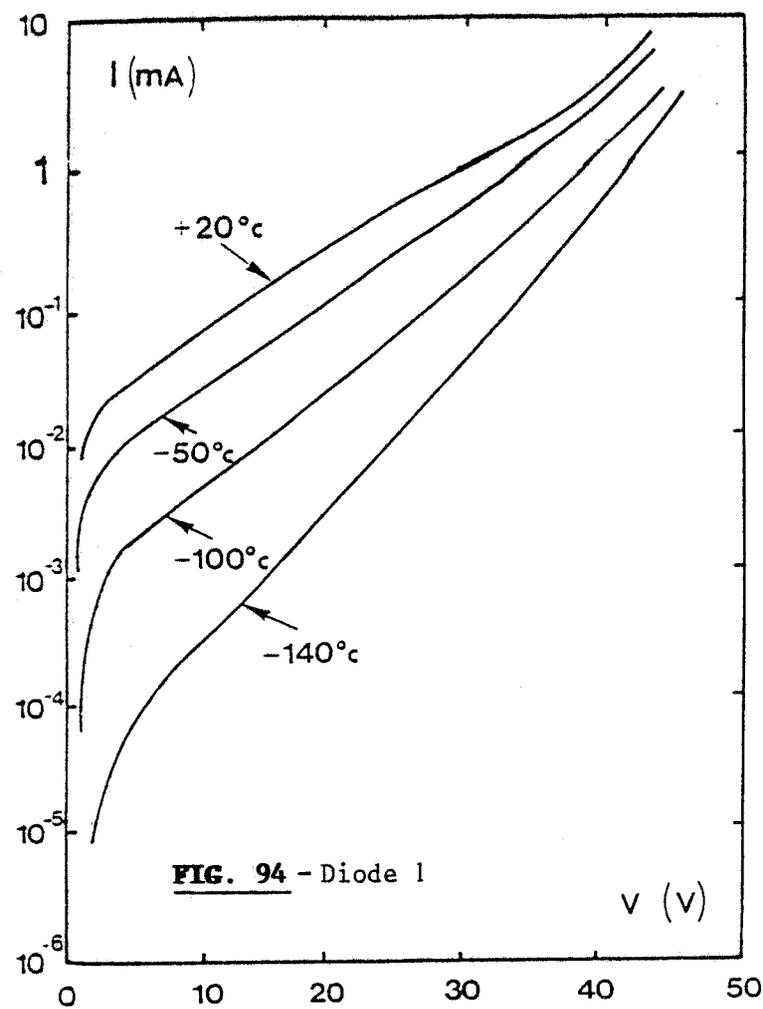


FIG. 93

Caractéristiques $C(v) - N(x) - E(x)$ (Epitaxie n° 3) Diode n° 4



Evolution des caractéristiques $I(v)$
en fonction de la température

Cette caractérisation permet de mettre en évidence de façon relativement précise, les différentes zones du dispositif et de constater quelques anomalies relatives aux dopages localisés essentiellement au niveau des couches qui constituent la zone d'avalanche.

2) Caractéristique I(v)

Nous représentons sur les figures (94) à (96) les courbes I(v) en fonction de la température pour différents échantillons.

Les évolutions mesurées nous donnent des comportements très différents pour les trois types de diodes typiques.

- Pour la diode n° 1, on observe une composante liée au courant de fuite qui masque les composantes génération - recombinaison et tunnel. D'autre part, aucun effet d'avalanche n'apparaît.
- La diode n° 2 présente une évolution différente. En effet, au delà de 45 V et pour les basses températures, l'effet d'avalanche semble apparaître. Pour des tensions inférieures à 45 V le comportement est caractéristique d'une évolution de type tunnel. On remarquera qu'à température ambiante, l'évolution I(v) caractérise plutôt une composante de fuite du même ordre de grandeur que la précédente.
- la diode n° 3 fait apparaître des courants de fuite beaucoup plus faibles aussi on peut distinguer plusieurs zones :
 - . $V < 30$ V, l'évolution est du type génération - recombinaison
 - . $V > 30$ V, on a un courant tunnel et un effet de type avalanche observé uniquement à la température de -170°C . Les courants mesurés sont dans ce cas beaucoup plus faibles que pour les deux diodes précédentes.

Commentaires

Le dernier processus réalisé montre qu'il est possible de diminuer les courants de fuite et de mettre en évidence l'effet d'avalanche dans le dispositif.

Les résultats de caractérisation ont fait apparaître une dispersion des courbes $I(v)$ qui paraît justifiée par la différence des profils de dopage obtenus au niveau de la jonction. En effet, le dopage élevé ($\sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$) de la zone tampon InP-N justifie l'importance du courant tunnel de la diode n° 2 alors qu'une valeur inférieure de ce dopage entraîne une diminution du courant tunnel et laisse apparaître toutes les composantes classiques du courant sur la diode n° 3.

En conséquence, les paramètres des couches de la zone d'avalanche constituent les éléments les plus critiques du dispositif. La reproductibilité du dopage dans cette zone et l'uniformité des épitaxies semblent difficile à obtenir. D'autre part, le plan de la jonction en InP semble également mal défini à cause de la diffusion du zinc de la zone P^+ , or celui-ci constitue le point le plus important car il conditionne l'importance de l'effet tunnel et la tension d'avalanche. Une étude systématique s'avère ainsi nécessaire pour la réalisation des épitaxies et l'étude du problème posé par le claquage prématuré à l'interface $N - N^{++}$.

CONCLUSION

Cette étude a permis de mettre en évidence la possibilité de réalisation du dispositif IMPATT et de cerner les principaux problèmes qui sont liés d'une part à la réalisation du contact ohmique sur la zone P⁺ et d'autre part à l'élaboration de structure méso de bonne qualité.

En ce qui concerne les contacts ohmiques, les résultats obtenus montrent que notre technologie doit être améliorée pour la bande X afin d'obtenir une résistance de contact qui ne dépasse pas 3 Ω en tout. Résultat qui paraît tout à fait réaliste compte tenu des valeurs publiées qui sont de 2,5 Ω pour une section de 10 000 μm^2 côté P⁺ et inférieure à 1 Ω pour le côté N⁺.

Pour l'utilisation en ondes millimétriques, compte tenu des sections utilisées qui sont de l'ordre de 1 000 μm^2 (diamètre 35 μm) il s'avère que ces problèmes deviennent très critiques car s'il est possible d'obtenir des résistances faibles du côté N⁺, la résistance de contact côté P⁺ peut alors rendre le dispositif inopérant pour la génération de puissance en millimétrique.

Nous avons pu montrer que l'attaque par voie chimique pouvait rendre possible la conception de structures méso de bonne qualité. Mais compte tenu des impératifs liés à l'épaisseur des couches, au dopage de la zone de transit et de bonnes transitions au niveau de l'hétérojonction, cette structure s'avère relativement complexe à réaliser, ce qui présente un grand nombre d'études systématiques à effectuer. A partir des résultats expérimentaux, nous avons montré qu'il existait un bon accord en ce qui concerne les valeurs du temps effectif de recombinaison, du courant tunnel et nous avons ainsi pu valider le modèle théorique.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons montré que les performances potentielles de dispositifs à hétérostructures pouvaient être particulièrement intéressantes. L'étude des phénomènes physiques spécifiques aux hétérojonctions que nous avons développés dans ce mémoire a permis de mettre l'accent d'une part sur les particularités issues du diagramme de bandes et d'autre part sur l'importance des courants parasites.

L'étude expérimentale que nous avons effectuée montre qu'un travail important doit être poursuivi sur l'ensemble du processus technologique. En effet, bien que l'épitaxie soit complexe à réaliser, notamment en ce qui concerne le contrôle du plan de la jonction et le dopage de la zone de transit, une étude plus systématique sur l'élaboration des couches devrait en permettre la concrétisation. De plus, en ce qui concerne l'élaboration des composants, la conception des mésas de bonne qualité et la réduction de la résistance de contact sur InP-P⁺ est indispensable pour le développement de la filière InP en millimétrique. Dans ce domaine, si les problèmes relatifs aux structures mésas sont partiellement résolus, il semble que des contacts ohmiques acceptables puissent être obtenus par la recherche d'eutectiques autres que AuZn.

En ce qui concerne le rodage, des études sont actuellement réalisées en vue d'amincir les substrats en InP, matériau particulièrement friable, en vue de l'inversion des diodes.

Cependant, l'étude théorique a mis en évidence la possibilité d'obtenir des rendements élevés en millimétrique pour des dispositifs IMPATT InP ou à hétérostructures GaInAs/InP. Une étude plus complète qui prend en compte les phénomènes de dynamique non stationnaire qui apparaissent à ces fréquences, semble un objectif intéressant à poursuivre sur les thèmes suivants :

- la diode InP à structure PIN où l'on tient compte des phénomènes de transit dans la zone d'avalanche.
- la diode à hétérostructure où la zone d'avalanche est réduite au maximum grâce à l'utilisation d'un matériau fortement ionisant.

B I B L I O G R A P H I E

- [1] J. PRIBETICH
"Recherche théorique et expérimentale de structures ATT AsGa pour réalisation d'oscillateurs hyperfréquences à très hauts rendements"
Thèse d'Etat, Lille, 5 janvier 1979.
- [2] B. CULSHAW, R.A. GIBLIN and P.A. BLAKEY
"Avalanche diode oscillators"
Int. J. Electronics 1974.
- [3] J.C. DE JAEGER et G. SALMER
"Characteristics of isotype n-Ge/n-GaAs heterojunction"
I.E.E. proc. Vol. 127, n° 4, August 1980, pp. 207-211
- [4] T.P. PEARSALL
"GaInAsP alloys semiconductors"
Edited by T.P. PEARSALL, A. Wiley-Interscience Publication
- [5] M. RAZEGHUI
"Etude et caractérisation de l'hétérojonction $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ pour diodes IMPATT",
Rapport de synthèse final
- [6] R. ALLAM
"Modélisation et caractérisation des diodes ATT de forte puissance AsGa pour bande J (16 GHz)"
Thèse docteur Ingénieur, Lille, Mai 1984
- [7] W. FAWCETT, G. HILL
"Temperature dependance of the $V(E)$ characteristic of electron in InP"
Elect. Letter, Vol. 11, n° 4, February 1975, pp. 80-81

- [8] D. LIPPENS
 "Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par chocs en régime non stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques"
 Thèse d'Etat, Lille, 21 juin 1984.
- [9] B. KÄLLBACK
 "Noise performance of GaAs and InP limited diodes"
 E.L. Janvier 1973, Vol. 9, n° 1
- [10] BAUHANN-HADDAD-MASNARI
 "Comparison of the hot electron diffusion rates for GaAs and InP"
 E.L., vol. 9, n° 19, sept. 1973.
- [11] WIEDER H.H.
 "Fermi level and surface barrier of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ alloys"
 A.P.L. Février 1981, 38 (3), pp. 70-171
- [12] NAHORY R.E., POLLACK M.A., JOHNSTON V.D., and BARNES R.O.
 "Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP".
 A.P.L., vol. 33, n° 7, Oct. 1978, pp. 659-661
- [13] CHIN R., HOLONYAK N., KOLVAS R.M., ROSSI J.A., KEUNE D.L. and GROVES W.O.
 "Single thin active layer visible spectrum $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-z}\text{As}_z$ heterostructure lasers".
 JAP, April 1978, vol. 49, n° 4, pp. 2251-2256
- [14] NAKAJIMA K., YAMAGUCHI A., AKITA K., and DOTANIT
 "Composition dependance of the band gaps of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ quaternary solide lattice matched on Inp substrates".
 Jap vol. 49, n° 12, déc. 1978, pp. 5944-5950
- [15] NICHOLAS R.J., PORTAL J.C., HOULBERT C., PERRIER C. and PEARSALL T.P.
 "An experimental determination of effective masses for $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ alloys grown on InP"
 A.P.L. Vol. 34, n° 8, April 1979, pp. 492-494

- [16] ADACHI S.
"Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related linearies"
JAP Vol. 53, n° 12, Déc. 1982, pp. 8775-8792
- [17] FORREST S.R., LEHENY R.F., NAHORY R.E., and POLLACK M.
" $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ photodiode with dark current limited by generation recombination and tunneling"
A.P.L. Vol. 37, n° 3, August 1980 pp. 322-325
- [18] D. ANKRI
"Etude et réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs-GaAs",
Thèse docteur Ingénieur, Paris VI, 4 novembre 1980
- [19] A. MARTY
"Sur l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs/GaAs théorie et expérience"
Thèse d'Etat, Toulouse, Juin 1980.
- [20] J.C. DE JAEGER
"Structure à hétérojonctions pour la conception de diodes à avalanche et
tempt de transit à très haut rendement"
Thèse d'Etat, Lille, 10 Juillet 1985
- [21] AIGRAIN P et ENGLERT F.
"Les semi-conducteurs"
Dunod, 1958
- [22] C. VERSHAHEYEN
Thèse de 3ème cycle à paraître
- [23] J.E. PETRESCU-PRAHOVA et Al.
"Negative photocurrent in GaAs/GaA:As heterojunction"
SSE, vol. 18, 1975, pp. 215-222

- [24] T.P. PEARSALL et Al.
"A $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ heterophotodiode with reduced dark current"
IEEE. Jour.Quant. Elect. Vol. QE17, n° 2, February 1981,
- [25] S.M. SZE
"Physics of semi-conductor devices"
2nd edition
- [26] MOLL J.L.
"Physics of semi-conductors"
New-York, MacGraw Hill, 1964.
- [27] M. CHIVE
"De l'utilisation de l'effet tunnel dans les structures semi-conductrices
à temps de transit pour la génération d'ondes hyperfréquences"
Thèse d'Etat, Lille, 15 décembre 1978.
- [28] E.O. KANE
"Theory of tunneling"
J. of Applied Physic, Vol. 32 n° 1, pp. 83-91, Janvier 1961
- [29] S.R.FORREST, O.K. KIM, R.G. SMITH
"Analysis of dark current and photoresponse"
S.S.E., vol. 26, n° 10, pp. 951-968
- [30] R. TROMMER and H. ALBRECHT
"Confirmation of tunneling current via traps by DLTS measurements in
GaInAs photodiodes"
J.J.A.P., vol. 22, n° 6, June 1983, pp. 364-366
- [31] THAO BOUN
Thèse 3ème cycle à paraître
- [32] J.C. DE JEAGER, R. KOZLOWSKI, G. SALMER, L. RACZY, J. VANBREMEERSCH, B. THAO
"Composants IMPATT à hétérostructures GaInAs/InP"
3ème rapport trimestriel, Contrat D.R.E.T., Lille, Février 1983

- [33] A.J. VALOIS and G.Y. ROBINSON
"Au - Be ohmic contacts to P-type Indium-Phosphide"
Solid State Electronics, Vol. 25, n° 10, pp. 973-977, 1982
- [34] N.G. KERAMIDAS, H. TEMKIN, S. MAHAJAN
"Ohmic contacts to InP and InGaAsP"
Inst. Phys. Conf., Série n° 56, chapter 5, 1981, pp. 293-299
- [35] T. SHIRAI, S. YAMAZAKI, H. KAWATA, K. NAKAJIMA and T. KANGDA
"A planar InP.InGaAsP heterostructure avalanche photodiode"
J.E.E.E. transactions on Electron devices, vol. ED29, n° 9, Sept. 1982
pp. 1404-1407
- [36] S.R. FORREST and O.K. KIM
"Analysis of the dark current and photoresponse of $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$
avalanche photodiodes"
Solid. State Electronics, Vol. 26, n° 10, 1983, pp. 951-968
- [37] L.N. COOK, N. TABATABAIE, M.M. TASHIMA, T.W. WINDHORN, G.E. BULMAN and
G.E. STILLMAN
"Low leakage LPE-grown InGaAs/InP avalanche photodiodes"
Inst. Phys. Conf., série n° 56, Chapter 6
- [38] P. CAPASSO, R.A. LOGAN, P.W. FOY, S. SUMSKI and D.D. MANCHON
"Low leakage current and saturated reverse characteristic in broad
area InGaAsP diodes"
Electronic Letters, 27th March, Vol. 16, n° 7, pp. 241-242
- [39] S. SAKAI, M. UMENO and Y. AMEMIYA
"InGaAsP/InP double heterostructure photodiodes"
J.J.A.P., Vol. 17, n° 9, 1978, pp. 1701-1702
- [40] S. SASAKI and M. KUZUHARA
"InGaAsP-InP heterojunction phototransistors and hight amplifiers"
J.J.A.P., Vol. 20, n° 4, April 1981, pp. L283-L286

[41] H.J. STOCKER and D.E. ASPNES

"Surface chemical reactions on $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ "
A.P.L. 42(1), January 1983, pp. 85-87

[42] A.R. CLAWSON, W.Y. LUM, G.E. McWILLIAMS and H.H. WIEDER

"Quaternary alloy $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ /InP photodetectors"
A.P.L. 32(9), 1 May 1978, pp. 549-551

[43] "Diodes GUNN InP oscillant à 94 GHz"

Contrat D.R.E.T., n° 82 34 350

Rapport final, 1984

ANNEXE I

Nous nous proposons dans cette annexe de détailler la méthode de calcul dans le cas de l'hétérojonction où il existe une zone d'inversion.

A partir de l'organigramme représenté sur la figure (A)1 , nous pouvons effectuer :

- le tracé de la carte de champ
- le tracé du diagramme de bandes
- le calcul de la charge d'inversion.

Pour cela, on utilise les paramètres relatifs à chaque matériau et les équations classiques du diagramme de bandes :

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2$$

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c$$

$$V_{do} = E_{g_{InP}} - \delta_v - \delta_c$$

$$\text{avec } \delta_c = \frac{kT}{q} \text{Log} \frac{N_c}{N_D} , \quad \delta_v = \frac{kT}{q} \text{Log} \frac{N_v}{N_A}$$

La procédure de calcul consiste alors à réaliser la convergence sur la tension de diffusion V_d :

$N_a, N_d, m_e^*, m_i^*, T$
 $X_i, X_G, E_{gI}, E_{gG}, \epsilon$

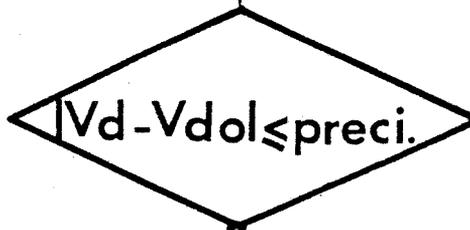
$N_c, N_v, \delta_c, \delta_v$
 $\Delta E_c, \Delta E_v, V_{d0}$

X_p

BU
LILLE

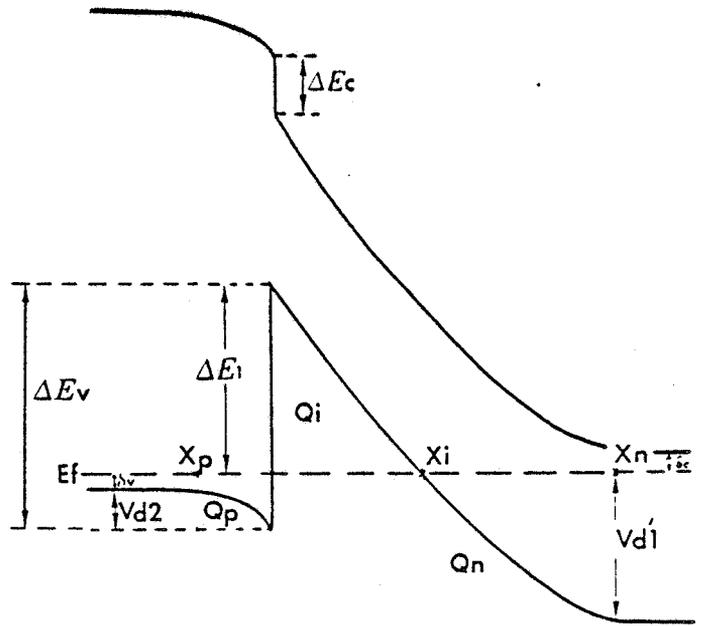
$Q_p, V_{d2}, Q_n, \Delta E_1$
 $V_{d1}, Q_i, V_d = V_{d1} + V_{d2}$

$X_p, X_{p+\Delta X_p}$



X_p, X_i, X_n

calcul et tracé du diagramme
de bandes et carte de champ



A.1 : Organigramme pour le calcul de la zone d'inversion

$$V_d = \Delta E_1 + V_{d2} + V_{d1}$$

On utilise successivement les étapes suivantes :

- on fixe X_p , d'où on déduit Q_p puis V_{d2}
- en $x = 0$, on a $\Delta E_1 = \Delta E_v - V_{d2} - \delta_v$
- connaissant ΔE_1 , on peut déduire Q_i , la charge d'inversion
- $Q_n = Q_p - Q_i$, d'où on déduit l'évolution du champ électrique de l'expression :

$$\frac{dV}{dx} = - \sqrt{\frac{4}{15 \pi^2 \epsilon} q^{5/2} \frac{(2m^*)^{3/2}}{h^2} V^{5/2} + \frac{(Q_n)^2}{\epsilon}} \quad \text{BU LILLE}$$

entre $x = 0$ et $x = x_i$ (en $x = x_i$ on a $V = 0$)

- connaissant $Q_n = N_{dg}(x_n - x_i)$, on peut ainsi calculer V_{d1} de x_i à x_n puis le potentiel de diffusion

$$V_d = \Delta E_1 + V_{d2} + V'_{d1}$$

- Si $|V_d - V_{do}| / V_{do} < \text{précision}$, on fait $X_p = X_p \pm \Delta X$ d'où la convergence

A N N E X E . I I

Nous décrivons dans cette annexe les principales étapes relatives au processus technologique pour la réalisation des diodes à hétérostructure GaInAs/InP

1) Nettoyage

Quel que soit le type d'épitaxie, cette opération est nécessaire afin d'assurer aux étapes suivantes le maximum de réussite. Pour l'épitaxie étudiée, le processus de nettoyage est le suivant :

- tétrachlorure de carbone chaud
- toluène chaud
- acétone chaud.

L'ensemble de ces réactions est effectué à chaud dans le bac à ultrasons. L'épitaxie est ensuite rincée à l'eau désionisée et enfin séchée à l'étuve.

2) Métallisation de la face arrière

Cette partie nécessite la protection de la face avant par de la résine. Le mode opératoire est le suivant :

- la désoxydation se fait par une solution HNO_3 diluée à 65 %, suivie d'un rinçage à l'eau pendant 5 mn, puis d'un séchage à l'étuve sous atmosphère neutre.
- métallisation de la face arrière :
 - . La métallisation sur le substrat N^{++} d'InP se fait par évaporation d'AuGe sous un vide de 3.10^{-6} Torr pendant 1 mn 15 s, ce qui permet d'obtenir un dépôt de 0,3 μm d'épaisseur.
 - . Une couche de Nickel est ensuite déposée par pulvérisation cathodique à l'aide d'une cible sous une atmosphère d'Argon à 9.10^{-3} Torr. Ces deux opérations sont suivies d'un recuit à 450 °C pendant 1 mn.
 - ..L'ultime étape consiste à déposer une couche d'or par évaporation pour la prise du contact extérieur.

3) Face avant (côté P^+)

- Désoxydation avec HNO_3 - HCl - H_2O (3 : 2 : 6) pour l'InP- P^+ ou H_2SO_4 - H_2O_2 - H_2O (5 : 1 : 100) pour le GaInAs- P^+ , puis rinçage de la plaquette et séchage.
- En vue de dégager les plots pour la métallisation de la face avant, on réalise les opérations suivantes :
 - . Dépôt d'une couche de résine de 1 μm d'épaisseur avec séchage pendant 20 mn à 80 °C
 - . insolation aux U.V du motif sur aligneur
 - . Révélation.
 - . Rinçage pendant 5 mn
 - . désoxydation
 - . rinçage
 - . séchage à 120 °C pendant 10 mn

- le dépôt d'eutectique AuZn est obtenu par évaporation sous un vide de 4.10^{-6} Torr (2000 Å) sur toute la surface de l'épitaxie.
- le dégagement des plots est obtenu par Lift off (l'épitaxie est baignée dans l'acétone sous ultrasons).
- le nettoyage est ensuite effectué à l'acétone bouillant
- Puis on réalise le recuit à 425 °C pendant 1 mn sous atmosphère d'azote hydrogéné.

4) Métallisation de la face avant :

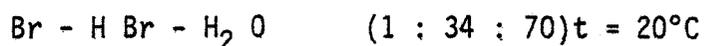
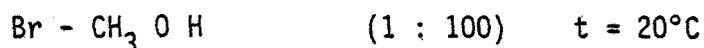
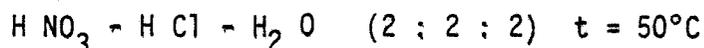
Un masquage d'un diamètre inférieur au précédent est effectué pour réaliser la métallisation, puis les opérations suivantes sont réalisées :

- Dépôts successifs de titane - platine-titane obtenus par pulvérisation cathodique (300 Å - 1000 Å - 300 Å)
- Dépôt de 3000 Å d'or obtenu par évaporation
- Un lift-off est ensuite nécessaire afin de dégager les plots de métallisation
- Un recuit final à 200 °C pendant 5 mn termine l'ensemble des opérations de métallisation.

5) Réalisation des mésas

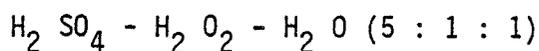
L'élaboration des mésas est effectuée après protection des métallisations des deux faces par photomasquage. La suite des opérations est effectuée de la manière suivante :

- l'une des solutions décrites dans le chapitre IV est utilisée pour la gravure par voie chimique :



ou utilisation de la gravure par voie sèche.

L'utilisation d'une solution au brome nécessite un décapage supplémentaire pour la solution :



Le contrôle de la profondeur d'attaque est systématiquement effectué à l'alphastep.

- Des rinçages successifs sont alors entrepris afin de rendre propre la surface du profil méso ; pour cela, on utilise les solutions suivantes :

- . Acide fluorhydrique (HF) dilué à 50 % puis à 10 %
- . Acétone
- . Alcool isopropylique
- . Séchage à l'azote
- . puis finalement un dernier rinçage à l'alcool isopropylique.

6) L'Opération suivante consiste à tester les diodes sous pointes en vue d'une caractérisation sommaire qui permet néanmoins de vérifier la qualité de l'épitaxie.

7) La découpe constitue l'ultime travail sur l'épitaxie avant la mise en boîtier dont nous avons détaillé la procédure dans le chapitre IV

