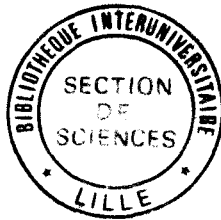


50376  
1991  
258

N° d'ordre : 790



66365

50376  
1991  
258

**THESE**

*présentée à*

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE  
LILLE FLANDRE ARTOIS**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**Joseph HARARI**

**ETUDES THEORIQUES ET EXPERIMENTALES  
DE PHOTODIODES A AVALANCHE PLANAIRES  
GaInAs-InP**

Soutenu le 18 octobre 1991 devant la Commission d'Examen composée de

Mrs E. CONSTANT  
D. DECOSTER  
J.L. GENTNER  
D. LIPPENS  
A. JOULLIE  
B. KRAMER  
L. RACZY

Président  
Directeur de Thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur

## **SOMMAIRE**

---

### **INTRODUCTION GENERALE**

	Page
<b>I. PRESENTATION</b>	
I.1. INTRODUCTION	3
I.2. PRINCIPE DU PHOTODETECTEUR	3
I.3. CHOIX DU MATERIAU	4
I.4. ETAT DE L'ART	7
<b>II. MODELISATION</b>	
II.1. INTRODUCTION	31
II.2. L'IONISATION PAR CHOC	31
II.2a. Modélisation macroscopique du phénomène	31
II.2b. Valeur des coefficients d'ionisation	34
II.3. LA STRUCTURE SAGM	40
II.4. MODELISATION	42
II.4a. Comportement statique	42
II.4b. Comportement dynamique	52
II.4c. Calcul du facteur de bruit	59
II.4d. Organigramme général de simulation	63
<b>III. APPLICATION : ETUDE DE LA STRUCTURE DE LA ZONE ACTIVE</b>	
III.1. INTRODUCTION	67
III.2. LIMITES IMPOSEES PAR L'EFFET TUNNEL	67
III.3. LIMITES TECHNOLOGIQUES	67
III.3a. Caractéristiques de la couche d'absorption	69
III.3b. Caractéristiques de la zone de multiplication	71
3b1. Zone d'avalanche à une couche d'InP	73
3b2. Zone d'avalanche à deux couches d'InP	77
III.3c. Conclusion	80
III.4. CONSEQUENCE : LES PERFORMANCES POSSIBLES	81
III.4a. Facteur d'excès de bruit	81
III.4b. Limites du comportement dynamique	82
4b1. Influence de l'ionisation par choc	82

4b2. Influence de la capacité et du transit	84
III.4c. Conclusion	87
<b>IV. ETUDE EXPERIMENTALE DU FONCTIONNEMENT EN REGIME STATIQUE</b>	
IV.1. INTRODUCTION	91
IV.2. BANC DE CARACTERISATION ET COMPOSANTS UTILISES	91
IV.3. ETUDE DU COURANT D'OBSCURITE	93
IV.3a. Préliminaire concernant l'influence de la température	93
IV.3b. Caractéristique Courant-Tension	94
IV.3c. Caractéristique Courant-Température	97
IV.4. ETUDE DU GAIN PAR MESURE DE PHOTOCOURANT	101
IV.4a. Influence de la tension et de la puissance lumineuse	101
IV.4b. Influence des conditions d'éclairément	105
IV.5. MESURE DU COURANT D'OBSCURITE NON MULTIPLIE	107
IV.6. VARIATION DE CARACTERISTIQUE OBSERVEE A LA SORTIE D'UNE CHAINE DE PRODUCTION	111
IV.7. CONCLUSION	114
<b>V. ETUDE DE L'ANNEAU DE GARDE</b>	
V.1. PRESENTATION DU PROBLEME	117
V.2. PROFIL DE DOPAGE DES ANNEAUX IMPLANTES (Be)	120
V.3. STRUCTURE DES COUCHES SUPERIEURES DES PHOTODIODES PLANAIRES DE TYPE SAGM	122
V.4. ETUDE MONODIMENSIONNELLE	124
V.4a. Anneau implanté : profil typique de champ	124
V.4b. Caractéristique de multiplication	127
V.4c. Multiplication : cas général	128
V.4d. Conclusions	130
V.5. ETUDE DES EFFETS DE BORD	131
V.5a. Calcul du champ électrique	131
V.5b. Effet de la courbure de la zone centrale	135
5b1. Analyse en coordonnées cylindriques	135
5b2. Plan de simulation utilisé	137
5b3. Résultats bidimensionnels	139
V.5c. L'anneau de garde	139

5c1. En fonction de la hauteur H	140
5c2. En fonction de la profondeur P	144
V.6. CONCLUSION CONCERNANT LE COMPORTEMENT DES PHOTODIODES PLANAIRE	147
V.7. CAS PARTICULIER DES COMPOSANTS DE ZONE D'AVALANCHE TRES FINE	150
<b>VI. ETUDE DES EFFETS DE NON-LINEARITE</b>	
VI.1. INTRODUCTION	157
VI.2. INFLUENCE DES PORTEURS MOBILES DANS LA ZONE DESERTE	159
VI.3. INFLUENCE DES HETEROINTERFACES	162
VI.3a. Caractéristiques de l'hétérointerface InP/GaInAs	162
VI.3b. Accumulation des porteurs (Pile-up)	164
VI.3c. Modélisation et résultats	166
VI.4. CONCLUSION	173
<b>VII. CARACTERISTIQUE DE BRUIT DES PHOTODIODES PLANAIRE</b>	
VII.1. RESULTATS THEORIQUES TYPIQUES DANS LE CAS D'UNE PHOTODIODE MESA	177
VII.2. INFLUENCE D'UNE NON-UNIFORMITE DU GAIN	177
VII.3. ETUDE EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DE BRUIT DES PHOTODIODES CITI ET ATT1	181
VII.3a. Banc de mesure de bruit	181
VII.3b. Caractérisation à 30MHz	183
VII.3c. Caractérisation entre 2 et 8GHz	187
VII.4. CONCLUSION	191
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	
<b>VIII. ANNEXES</b>	193
<b>IX. BIBLIOGRAPHIE GENERALE</b>	205

---

## INTRODUCTION

---

## INTRODUCTION

---

Les photodiodes à avalanche InP/GaInAs/InP sont actuellement des composants importants dans les systèmes performants de télécommunication par fibre optique fonctionnant aux grandes longueurs d'onde ( $1.3\mu\text{m}$  et surtout  $1.55\mu\text{m}$ ). Avec les photodiodes PIN, elles constituent l'élément central permettant la transformation de l'énergie optique en énergie électrique. Toutefois, à la différence des PIN, les photodiodes à avalanche possèdent un gain interne dû à l'ionisation par choc, qui permet de récolter plus d'une centaine d'électrons par photon incident. La sensibilité d'un récepteur étant d'abord liée à celle de la photodiode et à ses performances de bruit, il est possible de l'améliorer si l'on réalise des photodiodes à avalanche peu bruyantes.

C'est pourquoi ces photodétecteurs ont fait l'objet de recherches actives depuis quelques années (voir notre chapitre 1), mais ce sont des composants compliqués composés de cinq ou six couches épitaxiées dont les caractéristiques influent nettement sur le comportement global. Leur production est difficile à maîtriser et doit être faite avec le maximum d'efficacité. D'autre part, la structure globale des composants actuellement produits est planaire et utilise des anneaux de garde, aspect qui a été très peu étudié jusqu'à présent.

Nous proposons dans ce travail un certain nombre d'études théoriques et expérimentales, ainsi que des outils susceptibles d'aider à la conception et à l'amélioration de ces photodiodes. Certains logiciels que nous avons réalisés peuvent facilement être implantés et mis en oeuvre sur ordinateur de table afin d'assister une chaîne de production. Ils permettent de se faire une idée des problèmes rencontrés et d'intervenir rapidement si nécessaire.

Dans un premier chapitre, nous faisons un état de l'art détaillé de ces photodiodes à avalanche, qui montre les performances atteintes avec les composants réalisés jusqu'à présent, et qui permet de cerner l'évolution de la recherche concernant ces photodétecteurs. Cet état de l'art est complété par

une bibliographie chronologique.

Le chapitre 2 présente ensuite la modélisation mise au point au début de notre travail, qui permet de connaître les structures intéressantes et les performances limites que l'on peut obtenir avec ce composant dans les conditions actuelles (chapitre 3), c'est à dire avec une zone d'avalanche en InP. Cette modélisation s'appuie sur l'hypothèse de faible injection et la résolution des équation de transport de charges.

Puis, notre démarche ayant été de confronter constamment nos résultats théoriques avec le comportement observé en pratique, nous présentons au chapitre 4 des résultats expérimentaux qui font apparaître des propriétés particulières du fonctionnement statique de ces photodiodes, notamment l'influence de l'anneau de garde et la non-linéarité du gain lorsque la puissance lumineuse augmente.

Ceci nous a conduit à l'étude théorique des anneaux de garde implantés au Béryllium (chapitre 5), étude faite à partir d'un profil type d'implantation afin de fixer un cadre de références concernant ces anneaux et leur fonctionnement. Cette étude utilise, en plus de ceux précédemment mis au point, un logiciel de calcul du champ électrique bidimensionnel dans les conditions de la faible injection, valable pour le fonctionnement des anneaux de garde dans ce cas. Elle peut en outre constituer un point de repère pour aborder ce problème dans le cas d'autres photodétecteurs.

Nous finissons par deux études, l'une théorique, du comportement statique du composant, l'autre expérimentale, de ses performances de bruit.

La première (chapitre 6) présente une simulation du comportement statique qui introduit l'influence des charges mobiles et celle des hétérointerfaces.

La seconde (chapitre 7) présente des mesures de bruit effectuées sur deux photodiodes différentes, qui laissent entrevoir des améliorations possibles actuellement pour ce type de photodétecteur.

---

## **I. PRESENTATION**

---

I.1. INTRODUCTION

I.2. PRINCIPE DU PHOTODETECTEUR

I.3. CHOIX DU MATERIAU

I.4. HISTORIQUE ET ETAT DE L'ART



## I.1. INTRODUCTION

Nous voulons dans ce chapitre, situer la recherche sur les photodiodes à avalanche GaInAs/InP. Pour cela, après avoir brièvement présenté le principe de la photodétection, nous précisons le cheminement qui a conduit au choix du matériau pour ces composants; nous abordons alors la partie principale de notre présentation : un état de l'art faisant état de l'évolution des performances obtenues depuis les premiers essais jusqu'aux dernières réalisations (publications datant du début de cette année). Nous laisserons volontairement de côté, en les mentionnant simplement les photodiodes à avalanche à base de superréseau, malgré les résultats intéressants obtenus récemment avec ces dispositifs. Suit une bibliographie chronologique, complément indispensable de l'état de l'art, et qui donne une idée de l'ampleur des publications concernant ce composant.

## I.2. PRINCIPE DU PHOTODETECTEUR

Un photodétecteur met en jeu les interactions entre des mécanismes électroniques et des mécanismes optiques; on doit donc se placer successivement du point de vue optique et du point de vue électrique.

Du point de vue optique, considérons une onde lumineuse de longueur d'onde  $\lambda$  qui se propage dans un milieu semiconducteur de gap  $E_g$ . Si l'énergie d'un photon  $h\nu = hc/\lambda$  est supérieure à  $E_g$ , l'onde est absorbée, c'est à dire qu'il se produit dans le semiconducteur une interaction lumière-matière qui peut être plus ou moins complexe. Dans le cas contraire, le milieu est transparent pour l'onde optique incidente. Les équations de propagation permettent de formuler l'amplitude de l'onde qui s'écrit, selon la direction de propagation  $x$  dans le semiconducteur :

$$\psi(x,t) = A_0 \cdot \exp \left[ j( K \cdot x - \omega \cdot t ) \right]$$

où  $j$  est le complexe imaginaire pur de module 1 et  $K$  la constante de propagation. Lorsqu'il y a absorption,  $K$  est complexe;  $K = \beta + j \cdot \alpha$  et on a :

$$\psi(x,t) = A_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot \exp \left[ j( \beta \cdot x - \omega \cdot t ) \right]$$

Le module de l'onde est donc de la forme  $A_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$  (Loi de Lambert) où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde incidente.

Du point de vue électrique, l'absorption se caractérise par la création de paires électron-trou. Plus précisément, lorsqu'un électron lié à un atome, reçoit l'énergie d'un photon, son énergie augmente suffisamment pour qu'il devienne un porteur libre.

Le principe du photodétecteur est donc de créer par absorption de photons des porteurs libres dans un semiconducteur où existe un champ électrique. On peut créer le champ électrique soit simplement en polarisant à travers deux contacts ohmiques (cas du photoconducteur), soit en introduisant une jonction métallurgique qui donne lieu à un processus de diffusion de porteurs créant ainsi une zone déserte où se localise le champ (cas des photodiodes, du MSM et des phototransistors). Les grandeurs qui caractérisent le comportement d'un photodétecteur sont :

- le courant d'obscurité
- le rendement quantique (nombre de paires créées par photon incident)
- le gain (lorsqu'il existe).
- la fréquence de coupure,
- la puissance de bruit due au photocourant et au courant d'obscurité.

En ce qui concerne les photodiodes à avalanche, la multiplication des porteurs donne lieu à un bruit en excès quantifié par le facteur d'excès de bruit  $F_B$ . Il peut être supérieur ou inférieur au gain, on a bien sûr intérêt à ce qu'il soit le plus faible possible.

### **I.3. CHOIX DU MATERIAU**

Dans les années 75-80, les travaux de recherche sur les caractéristiques des fibres optiques ont révolutionné les techniques de télécommunication. On savait déjà qu'il était possible d'obtenir des pertes de transmission bien inférieures à celles des meilleurs cables; les recherches ont montré l'existence de deux fenêtres particulièrement intéressantes, l'une à la longueur d'onde de  $1.3\mu\text{m}$ , l'autre à  $1.55\mu\text{m}$ . La première présente une atténuation de l'ordre de  $0.7\text{dB/km}$ , la seconde, une atténuation de l'ordre de  $0.2\text{dB/km}$ . La figure 1.1 montre la caractéristique d'une fibre monomode typique réalisée en 1978 [10].

Ceci a provoqué d'actives recherches pour réaliser des émetteurs et des récepteurs fonctionnant à ces longueurs d'onde. Les matériaux III-V dont les

méthodes de croissance avaient été étudiées depuis les années 60 ont alors été l'objet de travaux afin de fabriquer des lasers et des photodiodes. Le

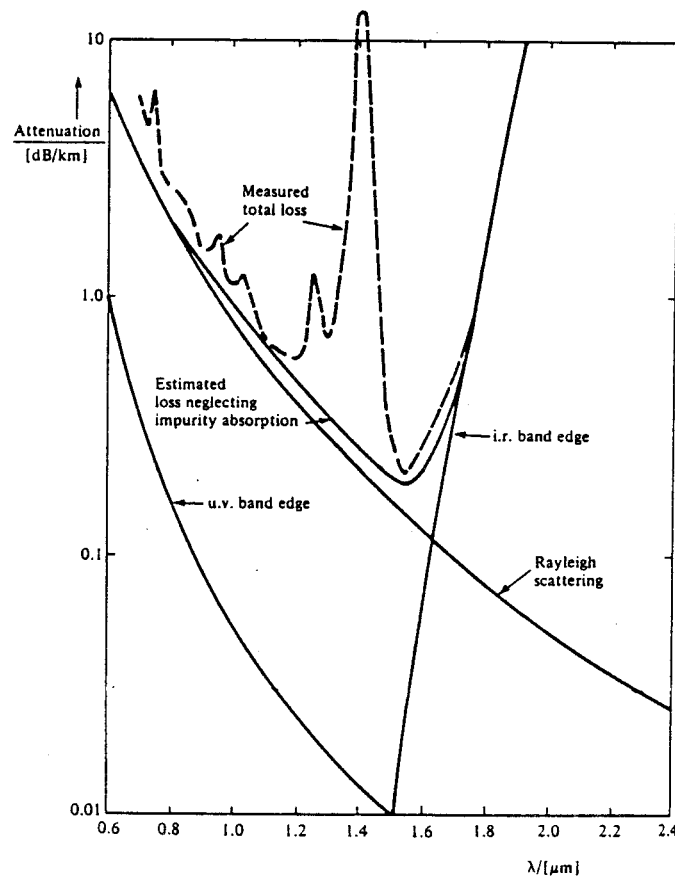


Figure 1.1 : Caractéristique typique d'une fibre monomode [10]

principal schéma des caractéristiques gap-paramètre de maille de ces matériaux [39] est donné figure 1.2.

Les éléments déterminants pour le choix d'un type d'alliage dans le but d'un usage optoélectronique sont le paramètre de maille cristalline et la largeur de bande interdite. Les techniques de croissance et l'obtention de bonnes performances exigent en effet d'utiliser des composés adaptés en maille, et la longueur d'onde émise ou détectée dépend directement du gap. Dans la Figure 1.2, les éléments du groupe III sont le gallium, l'aluminium et l'indium (Ga,Al,In) et ceux du groupe V sont le phosphore, l'arsenic et l'antimoine (P,As,Sb). Les composés binaires sont représentés par des points, les ternaires par des lignes et les quaternaires par les surfaces entre ces lignes.

La fenêtre à  $1.55\mu\text{m}$  nécessite un composé de gap inférieur à  $0.8\text{eV}$ , les composés du type AlGaAsSb étant de mise en oeuvre technologique plus

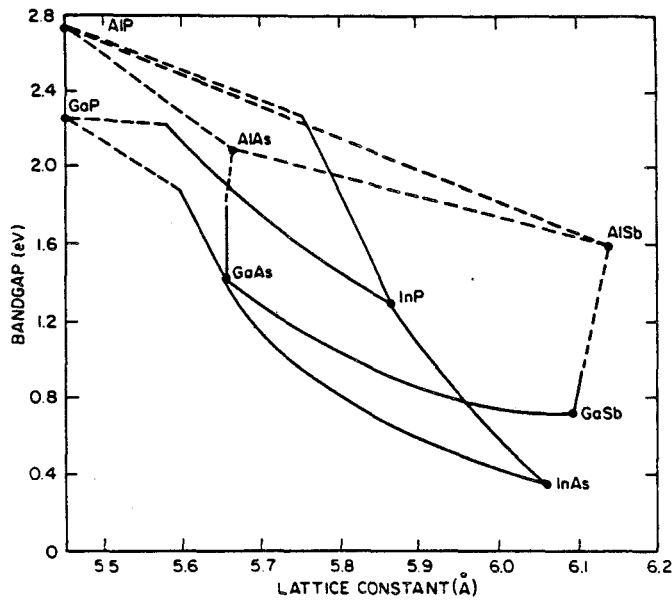


Figure 1.2 : Schéma des caractéristiques des matériaux III-V [39]

délicate, on a été conduit à l'adoption des composés du type GaInAsP permettant les plus petits gaps. Le schéma montre que la technologie sur GaAs permet des gaps compris entre 1.42 et 1.91eV ( $\lambda \leq 0.87\mu\text{m}$ ) alors que celle sur InP autorise des gaps compris entre 0.73 et 1.35eV ( $\lambda \leq 1.65\mu\text{m}$ ). La technologie des composés du type  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  epitaxiés en accord de maille sur substrat d'InP a donc été adoptée pour réaliser des lasers et des photodétecteurs fonctionnant aux grandes longueurs d'onde. Ces matériaux ont une composition donnée par la relation :

$$x = y/2.2$$

Le cas  $y = 0$  correspond à l'InP et lorsque  $y$  varie de 0 à 1, on passe progressivement de l'InP au  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ . La figure 1.3 montre l'évolution de la largeur de bande interdite en fonction de la variable  $y$ .

En ce qui concerne le matériau, et en plus des alliages  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , les recherches se tournent actuellement vers les superréseaux AlInAs/GaInAs [54,61,80,85] en ce qui concerne la technologie sur InP, et vers les superréseaux AlGaAs/GaAs [84] pour la technologie sur GaAs, notamment afin d'améliorer les caractéristiques de bruit.

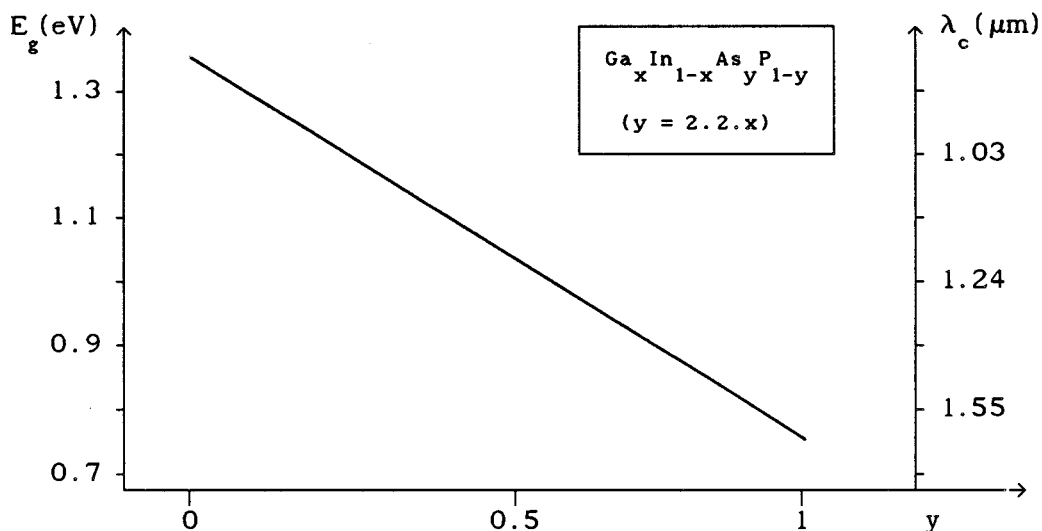


Figure 1.3 : Variation du Gap en fonction de la composition pour les composés du type GaInAsP adaptés en maille sur l'InP.

#### I.4. HISTORIQUE ET ETAT DE L'ART

Les premières réalisations de photodiode à avalanche sur substrat d'InP datent des années 1977-78 [1-5]. On disposait alors de photodiodes en germanium dont la technologie était bien maîtrisée, mais on cherchait à réduire le bruit en excès ainsi que le courant d'obscurité; c'est pourquoi on s'est tourné vers les technologies sur InP. La méthode de croissance utilisée à l'époque était majoritairement l'épitaxie en phase liquide [1-5], (essai en épitaxie phase vapeur [11]). Les structures réalisées étaient de type  $P^+N$ , comparables à ce qui se faisait pour le germanium, et utilisaient soit des homojonctions dans le GaInAs(P) [2-5,8,11,16,17,23,26], soit des hétérojonctions InP/GaInAs(P) [1,2,7,12]. Les jonctions réalisées étaient généralement abruptes mais des essais ont été faits pour obtenir des profils différents grâce à l'implantation ionique [8,13]. On essayait d'une part d'obtenir des gains élevés, d'autre part de réduire le courant d'obscurité alors trop élevé [7,9,12,19].

Ce sont ces exigences qui poussent Nishida & al au début de l'année 1979 à faire varier la position de la jonction dans une structure InP/GaInAsP/InP en examinant son effet sur les caractéristiques de gain et d'obscurité [14,15]. Ils montrent la nécessité d'une structure épitaxiée particulière : la structure SAM (Separated Absorption and Multiplication), dont le principe

consiste à séparer la couche de multiplication de la couche d'absorption pour absorber la lumière dans une couche de quaternaire (ou ternaire) ayant un gap faible, et multiplier dans une couche d'InP à grand gap. La jonction est réalisée dans l'InP de façon à obtenir un champ élevé dans l'InP et faible dans le GaInAs(P). Le profil de champ typique d'une telle structure est présenté en figure 1.4.

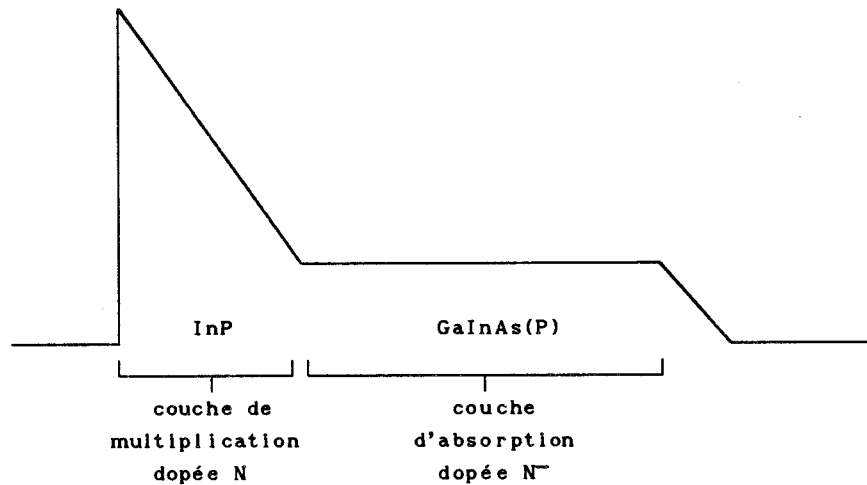


Figure 1.4 : Profil typique de champ électrique dans une structure SAM

L'adoption de cette structure permet dès 1979, de faire des composants qui absorbent soit dans un composé quaternaire ( $\lambda_c \leq 1.29\mu\text{m}$ ) [27,28,37,40,42], soit dans le GaInAs, ce dernier étant désormais le plus généralement utilisé [18,20,24,25,26,29,30, etc..]. En plus, les mesures de bruit de grenaille [28,38,40] donnent des facteurs de bruit bien inférieurs ( $F_b \leq 7$  pour  $M = 10$ ) à ce qu'on obtient avec les photodiodes au germanium ( $F_b = M$ ) [6]. Les recherches se tournent alors d'une part vers les problèmes de fiabilité pour la production industrielle, d'autre part vers l'amélioration des performances dynamiques (augmentation de la fréquence de coupure).

En ce qui concerne la fiabilité, on est conduit à des composants planaires pour obtenir une meilleure passivation; c'est à dire que les différentes couches de la diode sont déposées et que la zone InP de type  $P^+$ , réalisant la jonction métallurgique est obtenue par diffusion locale de Zinc ou de Cadmium [22] dans la couche supérieure d'InP non intentionnellement dopée que l'on passive ensuite soigneusement. Les premières photodiodes de ce type sont faites par Ando & al [31] en 1980 et leurs caractéristiques montrent la nécessité de prendre en compte les effets de bord à la courbure de la jonction, donc l'importance d'anneaux de garde limitant le champ électrique à

la périphérie du composant. Par la suite, après quelques tentatives pour faire les anneaux de garde par diffusion [27,47], la technologie de l'implantation de Beryllium est généralement adoptée pour la production en nombre de composants très fiables (Fujitsu:[37,42,49], NEC:[59,75], ATT:[71] et à CIT Alcatel:[66]), même si les réalisations de laboratoire restent encore de type Mesa [29,30,38,43,45,48,55,56,63,64,65,70,72] parce que leur comportement est plus simple à analyser étant donnée l'uniformité de leur fonctionnement sur toute l'aire de la jonction.

En ce qui concerne maintenant l'amélioration de la rapidité du composant, on essaie d'abord de diminuer l'influence de l'hétérointerface InP/GaInAs en faisant varier sa gradualité. Forrest & al [35,41] montrent en 1982 l'importance d'introduire une couche dans laquelle la largeur de bande interdite varie régulièrement entre l'InP et le GaInAs, et ceci sur une épaisseur de l'ordre de 500 à 1000 angstroms. Cette couche de gap graduel est réalisée en déposant successivement plusieurs couches très fines de GaInAsP (y variant de 1 à 0 sur la figure 1.3) entre la couche d'absorption et la couche de multiplication [41,44,46,47,48], ce qui donne naissance à un nouveau type de structure : la structure SAGM (où le G indique la présence de la couche graduelle). Cette technique permet d'obtenir rapidement des photodiodes à avalanche de bande passante supérieure au Gigahertz [46,48,49,59].

Le problème qui est considéré ensuite concerne la rapidité du processus d'avalanche. C'est pourquoi on réduit l'épaisseur de la couche de multiplication de façon à y diminuer le temps de transit des porteurs. Ceci conduit à des couches d'avalanche d'épaisseur submicronique [51,55,58, 60,65,70,72,79] et à des produits gain-bande supérieurs à 30 GHz. Ces nouvelles exigences mènent donc à des composants dont les couches épitaxiées ont des caractéristiques (dopage, épaisseur) très précises; une précision que ne permet plus l'épitaxie en phase liquide; c'est pourquoi la méthode de croissance change peu à peu.

En 1984, on commence à utiliser l'épitaxie en phase vapeur [47,48,51]; simultanément, les premières réalisations de photodiodes PIN GaInAs sur InP en MOCVD [52,53,57] ouvrent cette voie dès 1985 pour les photodiodes à avalanche [58,60,64,79]. Enfin, la CBE devient aussi très utilisée pour les composants rapides [63,65,70,72].

A partir de 1988, de nouvelles structures sont testées pour réaliser des photodiodes à avalanche planaires sans les inconvénients de la technologie au

Beryllium. On diffuse des anneaux flottants [73,81], on essaie d'implanter une jonction graduelle sans effet de bord [62,69] donc ne nécessitant pas d'anneau de garde, ou on réalise au centre de la diode une structure différente de celle existant sur les bords [79,82,83]. D'autre part, l'épaisseur de la couche d'avalanche diminue jusqu'à devenir inférieure à  $0.3\mu\text{m}$  afin d'augmenter le produit gain-bande [82,83].

Pour mieux montrer l'évolution de la technologie et des caractéristiques du composant, nous avons réuni les informations concernant 20 composants représentatifs réalisés entre 1979 et 1990 dans un tableau chronologique figurant aux deux pages suivantes. Nous avons noté :

- la référence et la date de la publication avec le nom du premier auteur,
- le type de la structure ( $P^+N$ , SAM ou SAGM), avec une flèche indiquant si l'éclairement se fait face avant ou face arrière,
- la méthode de croissance,
- la tension mesurée de claquage par avalanche  $V_B$  (avec celle correspondant à l'anneau de garde seul, lorsqu'il existe, et si elle est mesurée),
- l'intensité du courant d'obscurité à  $0.9.V_B$ ,
- le gain maximal obtenu pour un photocourant primaire donné (en général de  $1\mu\text{A}$ ),
- le facteur de bruit mesuré pour un gain de 10,
- la fréquence de coupure pour un gain donné,
- le produit gain-bande.

Pour la lecture de ce tableau, il faut préciser que si la plupart des lignes correspondent à des composants réalisés en laboratoire, certaines sont le reflet d'une production en nombre (leurs références sont [37,40,59,75]), et leurs performances sont la valeur moyenne relevée et non la meilleure. Tous les composants planaires ont un substrat de type  $N^+$ , et il s'agit le plus souvent d'InP orienté  $\langle 100 \rangle$  à quelques rares exceptions près où l'InP $\langle 111 \rangle$  a été choisi [67]. Les structures types du tableau sont données aux figures 1.5, 1.6, 1.7 et 1.8. Celles présentées sont toutes de type SAGM; pour obtenir les structures SAM correspondantes, il suffit d'enlever la couche de quaternaire.

La figure 1.5 montre la structure généralement adoptée, à quelques variantes près, pour la production en nombre; elle a été proposée par Taguchi & al (NEC) [59,75] avec double anneau de garde implanté au Beryllium, mais elle



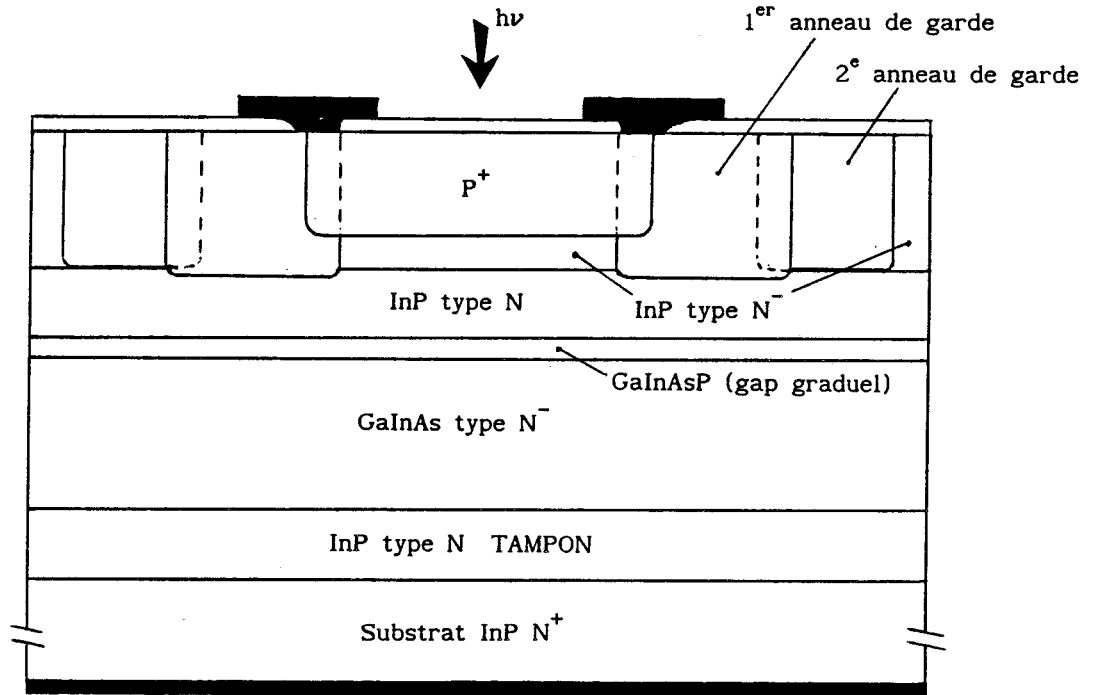


Figure 1.5 : Schéma d'une structure planaire typique

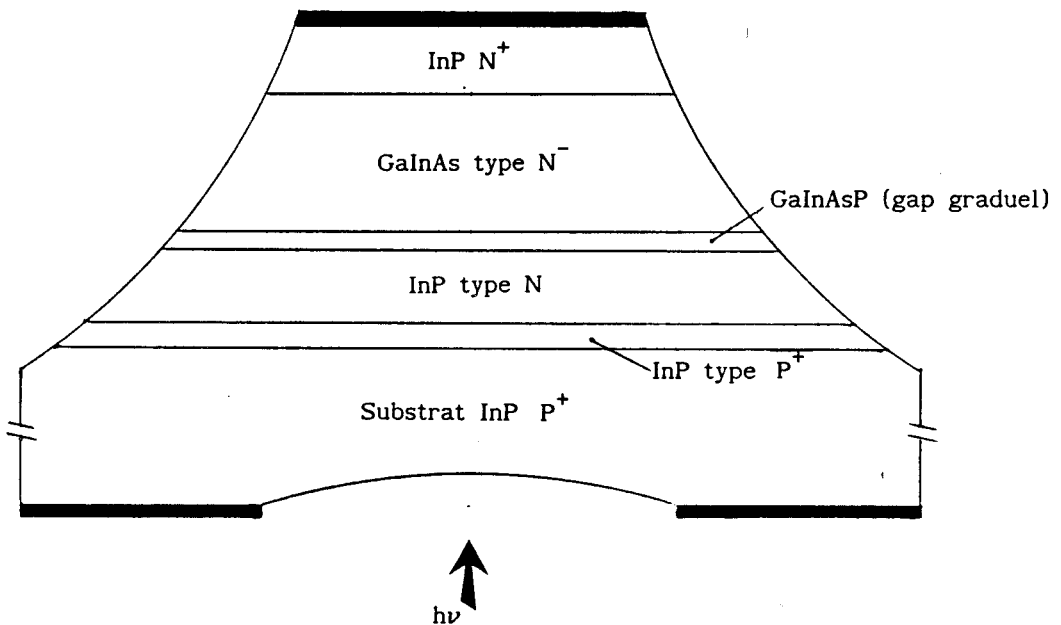


Figure 1.6 : Schéma d'une structure méssa typique

PHOTODIODES A AVALANCHE SUR SUBSTRAT D'InP

Ref.	Référence	Structure du composant	Croissance
14	Taguchi 07/79	P <sup>+</sup> N GaInAsP planar sans AG ↓	LPE
15	Nishida 08/79	P <sup>+</sup> N GaInAsP planar sans AG ↓	LPE
25	Susa 08/80	SAM GaInAs mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↓	LPE
27	Osaka 08/80	SAM GaInAs planar + AG Cd-diffusé ↓	LPE
31	Ando 02/81	SAM GaInAs planar sans AG ↓	LPE+VPE
29	Diadiuck 02/81	SAM GaInAsP mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↑	LPE
30	Susa 02/81	SAM GaInAs mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↓	LPE
37,40	Shirai 10/81 03/82	SAM GaInAsP planar + AG Be-implanté ↓	LPE
44	Matsushima 10/82	SAGM planar sans AG ↓	LPE
47	Ando 07/83	SAM planar GaInAs + AG Zn-diffusé ↓	VPE
48	Campbell 09/83	SAGM mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↑	LPE
51	Sugimoto 08/84	SAGM planar + AG Be-implanté ↓	VPE
55	Holden 09/85	SAGM mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↑	LPE
58	Dupuis 02/86	SAGM mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↑	MOCVD
59	Taguchi 04/86	SAGM planar + 2AG Be-implantés ↓	VPE
67	Shirai 03/87	SAGM planar + AG Be-implanté ↓	LPE
70,72	Campbell 11/87 03/88	SAGM mesa (substrat P <sup>+</sup> ) ↑	CBE
73,81	Liu 10/88 08/90	SAM planar + 2AG flottants Zn-diff. ↑	VPE
75	Taguchi 11/88	SAGM planar + 2AG Be-implantés ↓	VPE
82,83	Tarof 09/90 01/91	SAGM planar sans AG ↓	MOCVD

LEGENDE

AG : anneau de garde  
 Cd-diffusé : réalisé par diffusion de Cadmium  
 Zn-diffusé : réalisé par diffusion de Zinc  
 Be-implanté : réalisé par implantation de Beryllium

LPE : Liquid phase epitaxy  
 CBE : Chemical beam epitaxy  
 VPE : Vapour phase epitaxy  
 MOCVD : Metalorganic chemical vapour deposition

↑ ↓ éclairage face arrière ou face avant

Ref.	$V_B$ (V)	$I_0$ (nA) à 0.9Vb	$M_{MAX}$	$F_B$	$F_c$ (GHz)	GB
14	35	0.2	70 (1 $\mu$ A)	—	1.5(M=10)	—
15	35	0.1	3000(1nA)	—	—	—
25	80	50	60 (1 $\mu$ A)	6.5 (M=10)	1.5(M=1)	—
27	56 <sub>c</sub> /66 <sub>b</sub>	5	13(0.5 $\mu$ A)	—	—	—
31	43	15	5.5(1 $\mu$ A)	—	1.0(M=1)	—
29	68	10	30 (1 $\mu$ A)	3 (M=10)	2.0(M=1)	—
30	102	50	50 (1 $\mu$ A)	—	2.5(M=10)	—
37,40	89 <sub>c</sub> /110 <sub>b</sub>	50	110(0.3 $\mu$ A)	6 (M=10)	—	—
44	36	50	60 (1 $\mu$ A)	—	—	—
47	65 <sub>c</sub> /72 <sub>b</sub>	1 $\mu$ A(M=10)	30 (1 $\mu$ A)	—	2.0(M=1)	—
48	100	35	20 (1 $\mu$ A)	—	1.0(M=10)	10GHz
51	100	50	30 (1 $\mu$ A)	6 (M=10)	1.0(M=10)	10GHz
55	100	35	—	—	4.0(M=10)	40GHz
58	43	32	20 (3 $\mu$ A)	—	1.5(M=1)	—
59	110	20	60 (1 $\mu$ A)	5 (M=10)	2.0(M=10)	20GHz
67	83	10	500(10nA)	—	1.0(M=50)	50GHz
70,72	64	150	100(2 $\mu$ A)	5 (M=10)	3.5(M=20)	70GHz
73,81	75	1.5	8 (50nA)	—	—	—
75	80 <sub>c</sub> /110 <sub>b</sub>	100	60 (1 $\mu$ A)	5 (M=10)	2.5(M=20)	50GHz
82,83	64	7	10 (1 $\mu$ A)	—	4.0(M=10)	100GHz

**LEGENDE**

80<sub>c</sub>/110<sub>b</sub> Tension d'avalanche au centre et au bord du composant (anneau de garde seul).

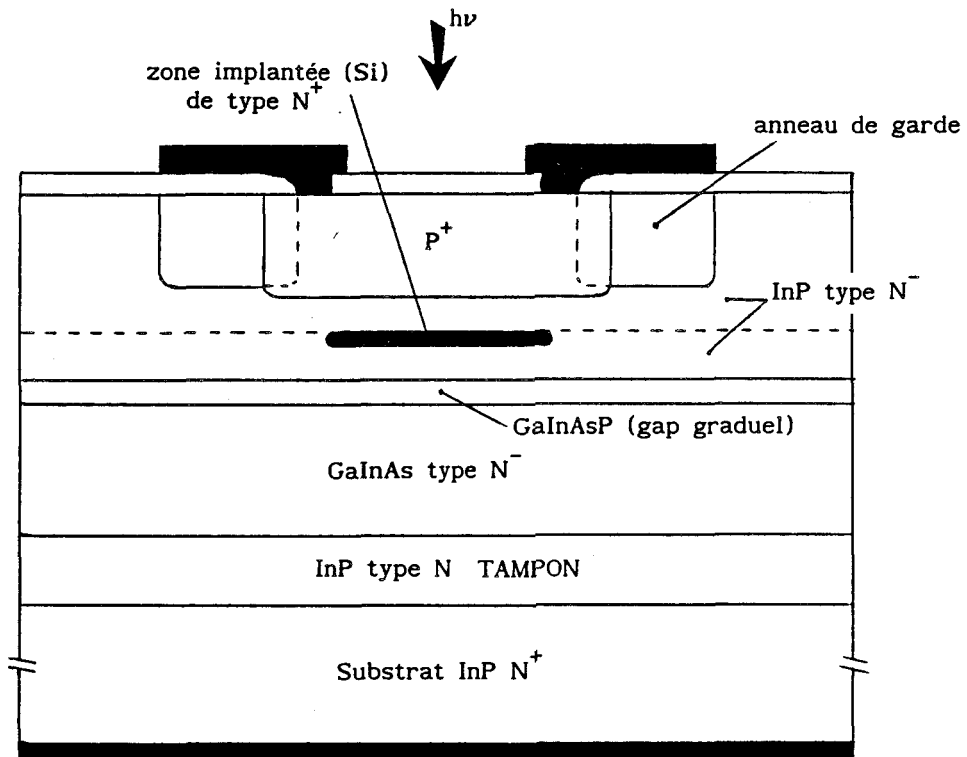


Figure 1.7 : Schéma d'une structure planaire à zone d'avalanche implantée (Si)

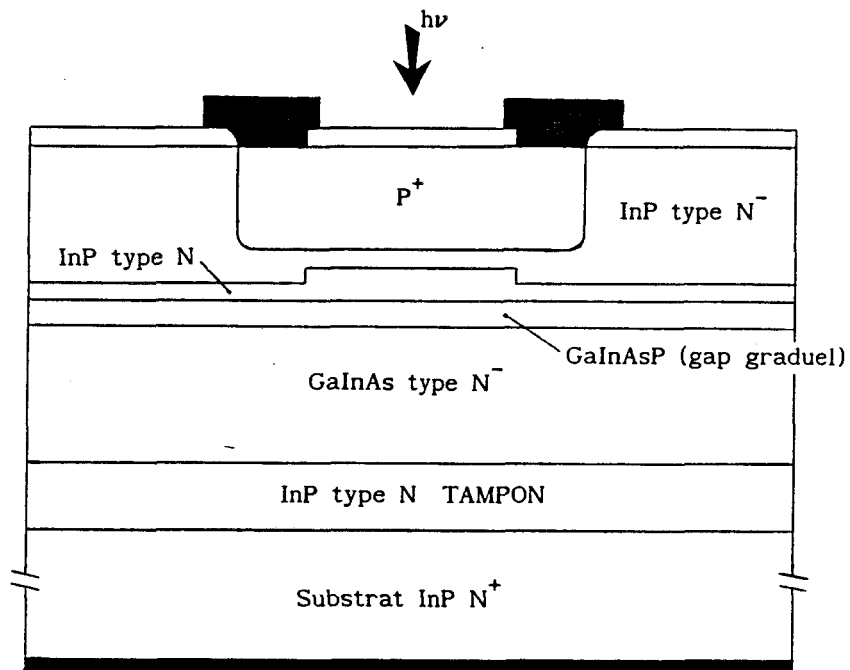


Figure 1.8 : Schéma de la structure planaire réalisée par Tarof & al [79]

existe avec un seul anneau chez Fujitsu et à CIT Alcatel. La zone d'avalanche située au centre immédiatement sous la zone  $P^+$  est composée d'une partie dopée  $N^-$  et d'une partie dopée  $N$ , mais la présence de la partie peu dopée dépend de la profondeur de la zone  $P^+$  obtenue par diffusion. A CIT Alcatel, cette zone peu dopée a été conservée d'épaisseur  $0.3\mu\text{m}$  environ, mais elle n'existe ni chez NEC, ni chez Fujitsu, qui diffusent l'espèce  $P^+$  jusqu'à la couche d'InP dopée  $N$ . Une forme de cette structure existe avec éclairage par le dessous, elle est réalisée par AT&T et présentée dans le chapitre 5 à la Figure 5.2. Enfin, en mettant deux anneaux flottants diffusés à la place des anneaux implantés, on obtient une structure similaire à celle proposée par Liu & al [73,81].

La figure 1.6 montre la structure de base adoptée, avec ou sans couche graduelle, au Japon [25,30] et surtout chez AT&T [29,48,70,72] pour la réalisation de composants d'étude à hautes performances dynamiques (bande passante et bruit). Elle a l'avantage d'être simple à fabriquer et d'un comportement uniforme sur toute la surface de la jonction, mais sa fiabilité est douteuse ([78] et cf chapitre 5).

Les figures 1.7 et 1.8 présentent deux structures planaires spéciales. La première a été fabriquée par Fujitsu en 1987 [67]. Pour réaliser sa couche d'avalanche, on fait croître une couche fine d'InP peu dopé sur le quaternaire, puis on y implante dans la zone centrale du Silicium de façon à obtenir une fine zone de type  $N^+$ ; il faut ensuite reprendre l'épitaxie pour finir le composant. Cette structure est intéressante puisqu'elle permet de faire des photodiodes à fine couche d'avalanche en utilisant l'épitaxie en phase liquide, mais elle est très délicate à fabriquer. Enfin, la structure de la figure 1.8 a été réalisée par Tarof & al [82,83] avec de très fines couches d'avalanche ( $\leq 0.3\mu\text{m}$ ). (Fujitsu l'a fabriquée aussi mais pour des épaisseurs de zone de multiplication de l'ordre de  $0.8\mu\text{m}$ , et avec un anneau de garde implanté au Beryllium [49,50]). Pour faire sa couche d'avalanche, on fait croître de l'InP fortement dopé (chez Tarof,  $N_d \geq 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ) sur la couche graduelle, puis on réalise un méso avant de reprendre l'épitaxie et terminer. Les produits gain-bande parmi les plus élevés ont été mesurés en 1990 [82,83] sur ce type de diode réalisé en MOCVD sans anneau de garde. Mais la reprise d'épitaxie après formation du méso reste difficile à maîtriser.

Pour compléter cet état de l'art, nous allons nous intéresser plus précisément aux performances dynamiques du composant (rapidité, bruit). En ce

qui concerne la rapidité, on dispose de deux éléments caractéristiques : fréquence de coupure et produit gain-bande. La première varie avec le point de fonctionnement de la diode, aussi faut-il fixer un point de repère pour pouvoir comparer les résultats; mais un tel point de repère valable pour toutes les réalisations n'est pas concevable puisque le point de fonctionnement optimal d'un dispositif dépend de toutes ses caractéristiques statiques et dynamiques. Il semble donc plus intéressant de considérer le

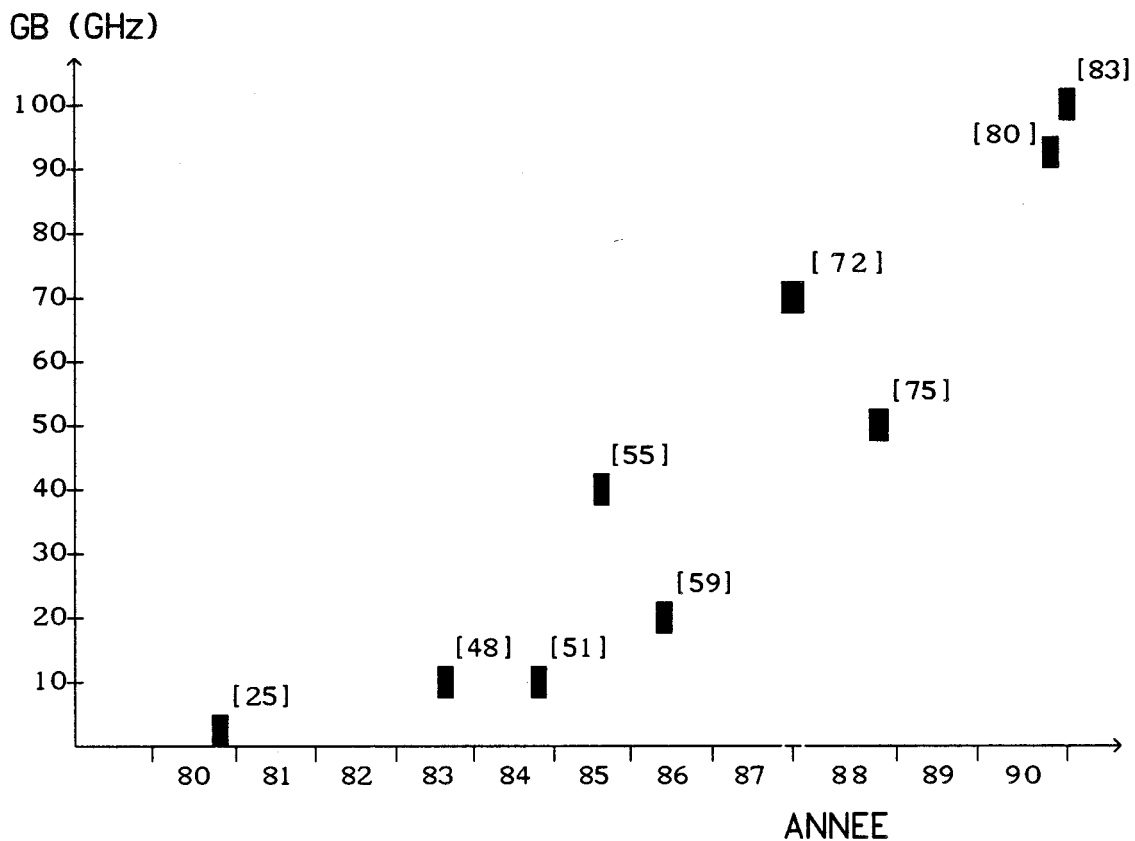


Figure 1.9 : Evolution du produit gain-bande depuis 1980

produit gain-bande, en sachant que la fréquence de coupure ne peut excéder 7 à 8GHz compte tenu des dimensions du composant, et encore, lorsque le gain est égal à l'unité. Nous avons donc reporté en Figure 1.9 l'évolution de ce produit depuis les premières mesures (1980).

Cette évolution visualise certaines données du tableau et doit être prise dans son contexte, c'est à dire avec l'évolution des structures et celle des méthodes de croissance.

En ce qui concerne le bruit, le facteur d'excès de bruit  $F_B$  variant avec le gain, on donne souvent sa valeur pour  $M = 10$ , mais pour une bonne

comparaison, il faut tenir compte des autres performances dynamiques de façon à apprécier le résultat global. La figure 1.10 présente donc la variation du facteur de bruit mesuré à gain 10 en fonction du produit gain-bande de la structure concernée.

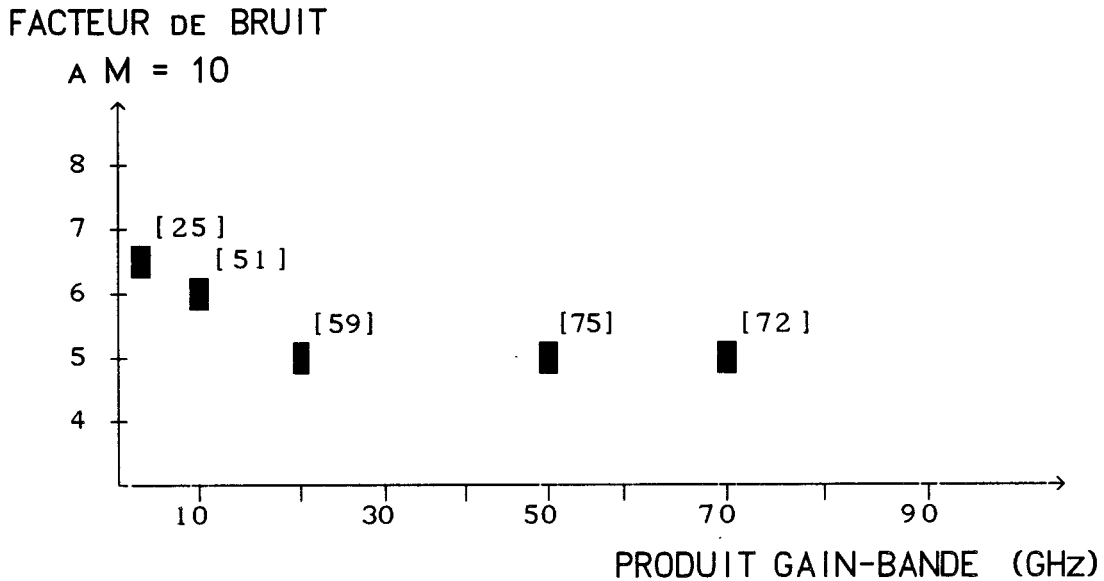


Figure 1.10 : Performances dynamiques globales

Ces données montrent bien le niveau des performances mesurées. Les caractéristiques de bruit sont toujours meilleures que celles obtenues avec le Germanium aux grandes longueurs d'onde [6]. D'autre part, le facteur de bruit diminue, ou, tout au moins, reste sensiblement constant ( $F_B = 5$  pour  $M = 10$ ) lorsque le produit gain-bande augmente; c'est un résultat que nous analyserons au chapitres 3 et 6.

Pour finir, il est important de pouvoir apprécier les répercussions qu'ont toutes ces performances sur celles des récepteurs où les photodiodes à avalanche sur substrat d'InP sont utilisées. Les deux caractéristiques déterminantes de tels récepteurs sont la fréquence de fonctionnement et la puissance minimale détectable. La première fixe le débit maximal de la transmission (en bits/s), alors que la seconde représente la puissance lumineuse minimale qu'il faut récolter au niveau du récepteur pour restaurer le signal avec un taux d'erreur donné (en général  $10^{-9}$ ). Il est évident que plus cette puissance est faible, plus la distance entre émetteur et récepteur pourra être importante, et moins il y aura de répéteurs dans une liaison de

longueur donnée. A titre indicatif, une diminution de 1dB sur la puissance minimale détectable permet d'accroître la distance de cinq kilomètres (fibre monomode présentant une atténuation de 0.2dB/km). Nous allons donc comparer les performances des récepteurs réalisés en laboratoire avec différents types de photodétecteurs pour des liaisons aux grandes longueurs d'onde. La figure 1.11 présente un état de l'art réalisé avec l'aide des données publiées par Kasper & al [68] et qui conduit à quelques constatations :

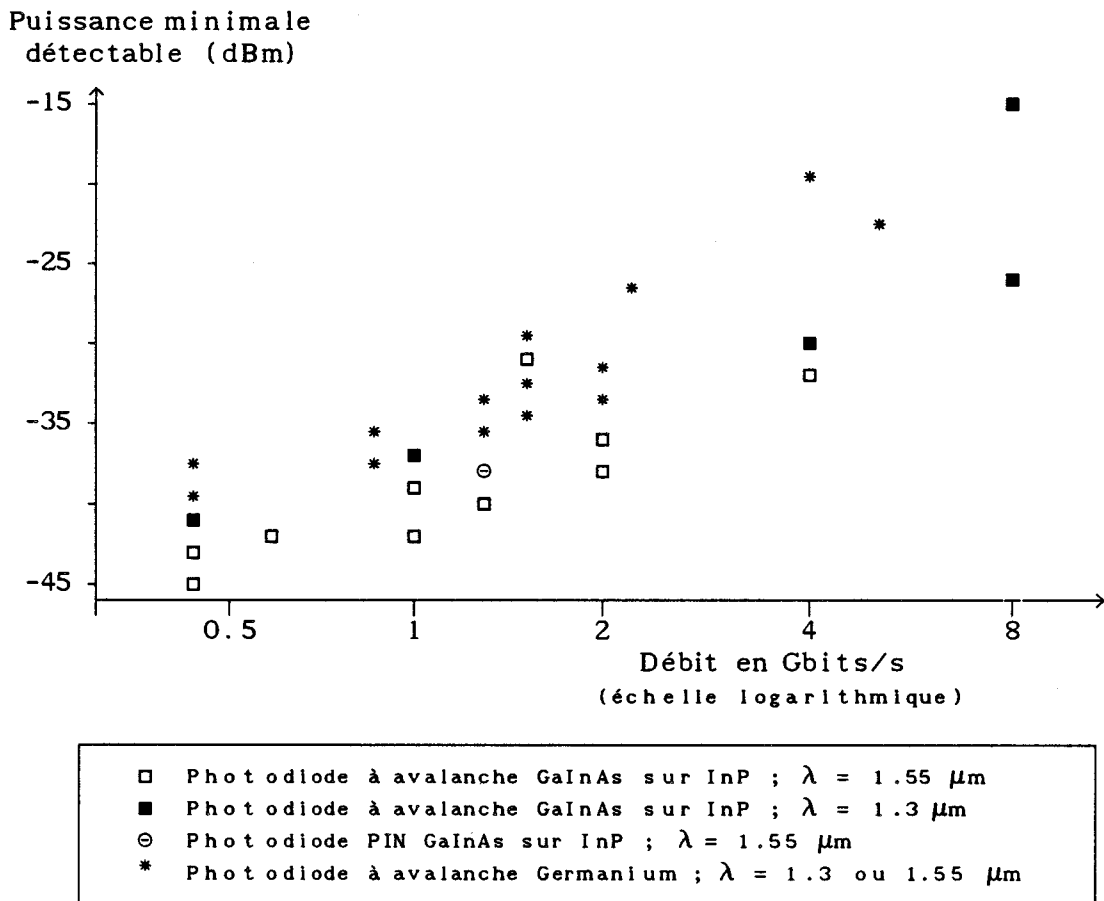


Figure 1.11 : Performances des récepteurs aux grandes longueurs d'onde

- Les photodiodes à avalanche GaInAs/InP permettent des fréquences de fonctionnement plus élevées que celles en Germanium.
- Elles conduisent, à même fréquence de fonctionnement à une puissance minimale détectable plus faible (meilleure sensibilité).

Le résultat concernant la structure PIN-FET (hybride) est donné à titre indicatif. En fait, une comparaison théorique [85] entre la sensibilité obtenue avec ce type de structure et celle obtenue avec les photodiodes à avalanche montre que ces dernières permettent une amélioration de quelques



décibel (entre 0 et 3dB) dans la bande comprise entre 0.8 et 6GHz. Pour les fréquences de l'ordre de 10GHz, il faut nécessairement améliorer les performances de bruit des photodiodes à avalanche pour obtenir des systèmes plus sensibles que ceux à base de PIN-FET. Tout ceci permet de situer l'intérêt des photodiodes à avalanche pour les systèmes de télécommunication. Passons à l'étude du composant.



Références pour l'état de l'art

- [1] H.H. WIEDER, A.R. CLAWSON & G.E. McWILLIAMS  
In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/InP heterojunction photodiodes.  
1977. Appl.phys.lett. 31(7) 01/10/77 pp 468-470
- [2] K.J. BACHMANN & J.L. SHAY  
An InGaAs detector for the 1.0-1.7μm wavelength range.  
1978. Appl.phys.lett. 32(7) 01/04/78 pp 446-448
- [3] C.E. HURWITZ & J.J. HSIEH  
GaInAsP/InP avalanche photodiodes.  
1978. Appl.phys.lett. 32(8) 15/04/78 pp 487-489
- [4] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
GaInAsP/InP avalanche photodiodes.  
1978. Jap.J of Appl.Phys. 17(11) 01/07/78 pp 2065-2066
- [5] T.P. PEARSALL & M. PAPUCHON  
The Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As homojunction photodiode. A new avalanche  
photodetector in the near infrared between 1.0 and 1.6μm.  
1978. Appl.phys.lett. 33(7) 01/10/78 pp 640-642
- [6] H. ANDO, H. KANBE, T. KIMURA, T. YAMAOKA & T. KANEDA  
Characteristics of Germanium avalanche photodiodes in the wavelength  
region of 1-1.6μm.  
1978. IEEE J.of Quant.Electr. QE-14(11) 01/11/78 pp 804-809
- [7] M.A. WASHINGTON, R.E. NAHORY, M.A. POLLACK & D. BEEBE  
High efficiency in In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/InP photodetectors with  
selective wavelength response between 0.9 and 1.7μm.  
1978. Appl.phys.lett. 33(10) 15/11/78 pp 854-856
- [8] H.D. LAW, L.R. TOMASETTA & K. NAKANO  
Ion-implanted InGaAsP avalanche photodiode.  
1978. Appl.phys.lett. 33(1) 01/12/78 pp 920-922
- [9] T.P. LEE, C.A. BURRUS & A.G. DENTAI  
InGaAsP/InP photodiodes : microplasma-limited avalanche  
multiplication at 1-1.3μm wavelength.  
1979. IEEE J.of Quant.Electr. QE-15(1) 01/01/79 pp 30-35
- [10] T. MIYA, T. TERUNUMA, T. HOSAKA & T. MIYASHITA  
Ultimate low-loss single-mode fiber at 1.55μm.  
1979. El.lett. 15(5) 01/03/79 pp 106-108
- [11] G.H. OLSEN & H. KRESSEL  
Vapour-grown 1.3μm InGaAsP/InP avalanche photodiode.  
1979. El.lett. 15(5) 01/03/79 pp 141-142

- [12] R. YEATS & S.H. CHIAO  
Long-wavelength InGaAsP avalanche Photodiodes.  
1979. Appl.phys.lett. 34(9) 01/04/79 pp 581-583
- [13] M. FENG, J.D. OBERSTAR, T.H. WINDHORN,  
L.W. COOK, G.E. STILLMAN & B.G. STREETMAN  
Be-implanted 1.3 $\mu$ m InGaAsP avalanche photodetectors.  
1979. Appl.phys.lett. 34(9) 01/04/79 pp 591-593
- [14] K. TAGUCHI, Y. MATSUMOTO & K. NISHIDA  
InP-InGaAsP planar avalanche photodiodes with self-guard-ring effect.  
1979. El.lett. 15(15) 19/07/79 pp 453-455
- [15] K. NISHIDA, K. TAGUCHI, Y. MATSUMOTO  
InGaAsP heterostructure avalanche photodiodes with high avalanche gain.  
1979. Appl.phys.lett. 35(1) 01/08/79 pp 251-253
- [16] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
InGaAsP/InP avalanche photodiode prepared by Zn-diffusion.  
1979. Jap.J of Appl.Phys. 18(8) 01/08/79 pp 1615-1616
- [17] Y. MATSUSHIMA, K. SAKAI, S. AKIBA & T. YAMAMOTO  
Zn-diffused In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP avalanche photodetector.  
1979. Appl.phys.lett. 35(6) 15/09/79 pp 466-468
- [18] R.F. LEHENY, R.E. NAHORY & M.A. POLLACK  
In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As p-i-n photodiodes for long  
wavelength fibre-optic systems.  
1979. El.lett. 15(22) 25/10/79 pp 713-715
- [19] R. YEATS & S.H. CHIAO  
Leakage current in InGaAsP avalanche photodiodes.  
1980. Appl.phys.lett. 36(2) 15/01/80 pp 167-170
- [20] H. KANBE, N. SUSU, H. NAKAGOME & H. ANDO  
InGaAs avalanche photodiode with InP PN junction.  
1980. El.lett. 16(5) 28/02/80 pp 163-165
- [21] S.R. FORREST, M. DiDOMENICO, R.G. SMITH & H.J. STOCKER  
Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector diodes.  
1980. Appl.phys.lett. 36(7) 01/04/80 pp 580-582
- [22] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
Effect of impurity diffusion on the characteristics  
of avalanche photodiode.  
1980. Jap.J of Appl.Phys. 19(4) 01/04/80 pp 687-691
- [23] Y. TAKANASHI, M. KAWASHIMA & Y. HORIKOSHI  
Required donor concentration of epitaxial layers for efficient  
InGaAsP avalanche photodiodes.  
1980. Jap.J of Appl.Phys. 19(4) 01/04/80 pp 693-701

- [24] H. ANDO, H. KANBE, M. ITO & T. KANEDA  
Tunneling current in InGaAs and optimum design  
for InGaAs/InP avalanche photodiodes.  
1980. Jap.J of Appl.Phys. 19(6) 01/06/80 pp 277-280
- [25] N. SUSU, H. NAKAGOME, O. MIKAMI, H. ANDO & H. KANBE  
New InGaAs/InP avalanche photodiode structure  
for the 1-1.6 $\mu$ m wavelength region.  
1980. IEEE J.of Quant.Electr. QE-16(8) 01/08/80 pp 864-870
- [26] S.R. FORREST, R.F. LEHENY, R.E. NAHORY & M.A. POLLACK  
In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As photodiodes with dark current limited by  
generation-recombination and tunneling.  
1980. Appl.phys.lett. 37(3) 01/08/80 pp 322-325
- [27] F. OSAKA, K. NAKAZIMA, T. KANEDA, T. SAKURAI & N. SUSU  
InP/GaInAsP avalanche photodiodes with new guard ring structure.  
1980. El.lett. 16(18) 28/08/80 pp 716-717
- [28] V. DIADIUK, S.H. GROVES & C.E. HURWITZ  
Avalanche multiplication and noise characteristics of low-dark-current  
GaInAsP/InP avalanche photodetectors.  
1980. Appl.phys.lett. 37(9) 01/11/80 pp 807-810
- [29] V. DIADIUK, S.H. GROVES, C.E. HURWITZ & G.W. ISELER  
Low dark current, high gain GaInAs/InP avalanche photodetectors  
1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 260-264
- [30] N. SUSU, H. NAKAGOME, H. ANDO & H. KANBE  
Characteristics in InGaAs/InP avalanche photodiodes with  
separated absorption and multiplication regions.  
1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 243-250
- [31] H. ANDO, Y. YAMAUCHI, H. NAGAKOME, N. SUSU & H. KANBE  
InGaAs/InP separated absorption and multiplication regions avalanche  
photodiode using liquid- and vapor-phase epitaxies.  
1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 250-254
- [32] S.R. FORREST  
Performance of In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> photodiodes with dark current limited by  
diffusion, generation, recombination, and tunneling.  
1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 217-226
- [33] T.P. PEARSALL, M. PISKORSKI, A. BROCHET & J. CHEVRIER  
A Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As/InP heterophotodiode with reduced dark current.  
1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 255-259
- [34] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
InGaAs/InGaAsP avalanche photodiodes and analysis  
of internal quantum efficiency.  
1981. Jap.J of Appl.Phys. 20(7) 01/07/81 pp 1271-1278

- [35] S.R. FORREST & O.K. KIM  
An n-InGaAs/n-InP rectifier.  
1981. J.Appl.Phys. 52(9) 01/09/81 pp 5838-5842
- [36] O.K. KIM, S.R. FORREST, W.A. BONNER & R.G. SMITH  
A high gain InGaAs/InP avalanche photodiode with no leakage current.  
1981. Appl.phys.lett. 39(5) 01/09/81 pp 402-404
- [37] T. SHIRAI, F. OSAKA, S. YAMASAKI, K. NAKAJIMA & T. KANEDA  
1.3 $\mu$ m InP/InGaAsP planar avalanche photodiodes.  
1981. El.lett. 17(22) 29/10/81 pp 826-827
- [38] S.R. FORREST, G.F. WILLIAMS, O.K. KIM & R.G. SMITH  
Excess noise and receiver sensitivity measurements of  
InGaAs/InP avalanche photodiodes.  
1981. El.lett. 17(24) 26/11/81 pp 917-919
- [39] T.P. PEARSALL  
GaInAsP alloy semiconductors.  
1982. John Wiley & Sons Ltd
- [40] T. SHIRAI, S. YAMAZAKI, F. OSAKA, K. NAKAJIMA & T. KANEDA  
Multiplication noise in planar InP/InGaAsP heterostructure  
avalanche photodiodes.  
1982. Appl.phys.lett. 40(6) 15/03/82 pp 532-533
- [41] S.R. FORREST, O.K. KIM & R.G. SMITH  
Optical response time of In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP avalanche photodiodes.  
1982. Appl.phys.lett. 41(1) 01/07/82 pp 95-98
- [42] T. SHIRAI, S. YAMAZAKI, H. KAWATA, K. NAKAJIMA & T. KANEDA  
A planar InP/InGaAsP heterostructure avalanche photodiode.  
1982. IEEE Trans.Electr.Dev. ED29(9) 09/82 pp 1404-1407
- [43] G.E. STILLMAN, L.W. COOK, G.E. BULMAN,  
N. TABATABAIE, R. CHIN, P.D. DAPKUS  
Long-wavelength (1.3 to 1.6 $\mu$ m) detectors  
for fiber-optical communications.  
1982. IEEE Trans.Electr.Dev. ED29(9) 09/82 pp 1355-1371
- [44] Y. MATSUSHIMA, S. AKIBA, K. SAKAI, Y. KUSHIRO, Y. NODA & K. UTAKA  
High-speed-response InGaAs/InP heterostructure avalanche  
photodiode with InGaAsP buffer layers.  
1982. El.lett. 18(22) 28/10/82 pp 945-946
- [45] G.E. STILLMAN, L.W. COOK, N. TABATABAIE, G.E. BULMAN & V.M. ROBBINS  
InGaAsP photodiodes.  
1983. IEEE Trans.Electr.Dev. ED30(4) 04/83 pp 364-381
- [46] T. SHIRAI, T. MIKAWA, T. KANEDA & A. MIYAUCHI  
InGaAs avalanche photodiodes for 1 $\mu$ m wavelength region.  
1983. El.lett. 19(14) 07/07/83 pp 534-536

- [47] H. ANDO, Y. YAMAUCHI & N. SUSU  
High speed planar InP/InGaAs avalanche photodiode  
fabricated by vapour phase epitaxy.  
1983. El.lett. 19(14) 07/07/83 pp 543-545
- [48] J.C. CAMPBELL, A.G. DENTAI, W.S. HOLDEN & B.L. KASPER  
High-performance avalanche photodiode with separate absorption  
'grading' and multiplication regions.  
1983. El.lett. 19(20) 29/09/83 pp 818-820
- [49] K. YAKUSA, Y. KISHI, T. SHIRAI, T. MIKAWA, S. YAMAZAKI & T. KANEDA  
InP/GaInAs buried structure avalanche photodiodes.  
1984. El.lett. 20(4) 16/02/84 pp 158-159
- [50] Y. YASUDA, T. MIKAWA, Y. KISHI & T. KANEDA  
Multiplication-dependent frequency responses of  
InP/InGaAs avalanche photodiode  
1984. El.lett. 20(9) 26/04/84 pp 373-374
- [51] Y. SUGIMOTO, T. TORIKAI, K. MAKITA, H. ISHIHARA,  
K. MINEMURA & K. TAGUCHI  
High-speed planar structure InP/InGaAsP/InGaAs avalanche  
photodiode grown by VPE.  
1984. El.lett. 20(16) 02/08/84 pp 653-654
- [52] P. POULAIN, M. RAZEGHI, K. KAZMIERSKI, R. BLONDEAU & P. PHILIPPE  
InGaAs photodiodes prepared by low pressure MOCVD.  
1985. El.lett. 21(10) 09/05/85 pp 441-442
- [53] A.W. NELSON, S. WONG, S. RITCHIE & S.K. SARGOOD  
GaInAs PIN photodiodes grown by atmospheric-pressure MOVPE.  
1985. El.lett. 21(19) 12/09/85 pp 838-840
- [54] K. MOHAMMED, F. CAPASSO, J. ALLAM, A.Y. CHO & A.L. HUTCHINSON  
New high-speed long-wavelength AlInAs/GaInAs multiquantum  
well avalanche photodiodes.  
1985. Appl.phys.lett. 47(6) 15/09/85 pp 597-599
- [55] W.S. HOLDEN, J.C. CAMPBELL, J.F. FERGUSON, A.G. DENTAI & Y.K. JHEE  
Improved frequency response of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes  
with separate absorption, grading and multiplication regions.  
1985. El.lett. 21(20) 26/09/85 pp 886-887
- [56] J.C. CAMPBELL, W.S. HOLDEN, G.J. QUA & A.G. DENTAI  
Frequency response of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes  
with separate absorption 'grading' and multiplication regions.  
1985. IEEE J.of.Q.E. 21(11) 11/85 pp 1743-1746
- [57] R.D. DUPUIS, J.C. CAMPBELL & J.R. VELEBIR  
Planar InGaAs PIN photodetectors grown by metalorganic  
chemical vapour deposition.  
1986. El.lett. 22(1) 02/01/86 pp 48-50

- [58] R.D. DUPUIS, J.R. VELEBIR, J.C. CAMPBELL & G.J. QUA  
InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with separate absorption grading and multiplication regions grown by metalorganic chemical vapour deposition.  
1986. El.lett. 22(5) 27/02/86 pp 235-236
- [59] K. TAGUCHI, T. TORIKAI, Y. SUGIMOTO,  
K. MAKITA, H. ISHIHARA, S. FUJITA, K. MINEMURA  
Planar InP/GaInAs avalanche photodiodes with preferential lateral extended guard ring.  
1986. IEEE El.dev.lett. Ed17(4) 04/86 pp 257-259
- [60] R.D. DUPUIS, J.R. VELEBIR, J.C. CAMPBELL & G.J. QUA  
Avalanche photodiodes with separate absorption and multiplication regions grown by metalorganic vapor deposition.  
1986. IEEE El.dev.lett. Ed17(5) 05/86 pp 296-298
- [61] F. CAPASSO, J. ALLAM, A.Y. CHO, K. MOHAMMED,  
R.J. MALIK, A.L. HUTCHINSON & D. SIVCO  
New avalanche multiplication phenomenon in quantum well superlattices : evidence of impact ionization across the band-edge discontinuity.  
1986. Appl.phys.lett. 48(19) 12/05/87 pp 1294-1296
- [62] G.C. CHI, D.J. MUEHLNER, F.W. OSTERMAYER, J.M. FREUND,  
R. PAWELEK, R.J. McCOY, L.J. PETICOLAS & V.D. MATTERA  
Planar avalanche photodiode with a low-doped, reduced curvature junction.  
1987. Appl.phys.lett. 50(17) 27/04/87 pp 1158-1160
- [63] W.T. TSANG, J.C. CAMPBELL & G.J. QUA  
InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown by chemical beam epitaxy.  
1987. IEEE El.dev.lett. Ed18(7) 07/87 pp 294-296
- [64] A.J. MOSELEY, J. URQUHART, P.D. HODSON, J.R. RIFFAT & J.I. DAVIES  
InGaAs/InP SAGM avalanche photodiodes incorporating a pseudoquaternary superlattice graded heterojunction grown by atmospheric-pressure MOCVD.  
1987. El.lett. 23(17) 13/08/87 pp 914-916
- [65] J.C. CAMPBELL, W.T. TSANG, G.J. QUA, B.C. JOHNSON & J.E. BOWERS  
Wide bandwidth InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown by chemical beam epitaxy.  
1987. IEEE IEDM87 pp 233-236
- [66] G. RIPOCHE, C. BLANJOT, P. SALSAC & E. DUDA  
InP/InGaAs avalanche photodiodes for high bit rate systems.  
1987. EFOC/LAN'87. Bâle.
- [67] T. SHIRAI, M. KOBAYASHI, Y. KISHI, H. MACHIDA, H. NISHI & T. KANEDA  
A new InP/GaInAs reach-through avalanche photodiode.  
1987. OFC/IOOC87 technical digest pp 36-38
- [68] B.L. KASPER & J.C. CAMPBELL  
Multigigabit-per-second avalanche photodiode lightwave receivers.  
1987. J.Light.Tech. 5(10) 10/87 pp 1351-1364



- [69] G.C. CHI, D.J. MUEHLNER, F.W. OSTERMAYER, J.M. FREUND, K.J. O'BRIEN  
R. PAWELEK, R.J. McCOY, R.C. SMITH & V.D. MATTERA  
Planar InP/InGaAsP three-dimensional graded-junction  
avalanche photodiode.  
1987. IEEE Trans.Electr.Dev. ED34(11) 11/87 pp 2265-2269
- [70] J.C. CAMPBELL, W.T. TSANG, G.J. QUA & J.E. BOWERS  
InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with 70GHz  
gain-bandwidth product.  
1987. Appl.phys.lett. 51(8) 02/11/87 pp 1454-1456
- [71] J.N. HOLLENHORST, D.T. EKHOLM, J.M. GEARY, V.D. MATTERA & R. PAWELEK  
High frequency performance of planar InGaAs/InP avalanche photodiodes.  
SPIE vol 995 High Frequency Analog Communications (1988)
- [72] J.C. CAMPBELL, W.T. TSANG, G.J. QUA & B.C. JOHNSON  
High speed InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown  
by chemical beam epitaxy.  
1988. IEEE J.of.Q.E. 24(3) 03/88 pp 496-500
- [73] Y. LIU, S.R. FORREST, V.S. BAN, K.M. WOODRUFF,  
J. COLOSI, G.C. ERIKSON, M.J. LANGE & G.H. OLSEN  
Simple, very low dark current, planar  
long wavelength avalanche photodiode.  
1988. Appl.phys.lett. 53(14) 03/10/88 pp 1311-1313
- [74] H. IMAI & T. KANEDA  
High-speed distributed feedback lasers and  
InGaAs avalanche photodiodes.  
1988. J.Light.Tech. 6(11) 11/88 pp 1634-1642
- [75] K. TAGUCHI, T. TORIKAI, Y. SUGIMOTO, K. MAKITA & H. ISHIHARA  
Planar-structure InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with  
preferential lateral extended guard-ring for 1.0-1.6 $\mu$ m wavelength  
optical communication use.  
1988. J.Light.Tech. 6(11) 11/88 pp 1643-1655
- [76] J.C. CAMPBELL, S. CHANDRASEKHAR, W.T. TSANG, G.J. QUA & B.C. JOHNSON  
Multiplication noise of wide-bandwidth InP/InGaAsP/InGaAs  
avalanche photodiodes.  
1989. J.Light.Tech. 7(3) 03/89 pp 473-478
- [77] J.C. CAMPBELL, B.C. JOHNSON, G.J. QUA & W.T. TSANG  
Frequency response of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes.  
1989. J.Light.Tech. 7(5) 05/89 pp 778-784
- [78] C.P. SKRIMSHIRE, J.R. FARR, D.F. SLOAN, M.J. ROBERTSON,  
P.A. PUTLAND, J.C.D. STOKOE & R.R. SUTHERLAND  
Reliability of mesa and planar InGaAs PIN photodiodes.  
1990. IEE Proceedings Pt.J. 137(1) 02/90 pp74-78

- [79] L.E. TAROF, D.G. KNIGHT, K.E. FOX,  
C.J. MINER, N. PUETZ & H.B. KIM  
Planar InP/InGaAs avalanche photodetectors with partial  
charge sheet in device periphery.  
1990. Appl.phys.lett. 57(7) 13/08/90 pp 670-672
- [80] T. KAGAWA, Y. KAWAMURA, H. ASAI & M. NAGANUMA  
InGaAs/AlInAs superlattice avalanche photodiode with  
a separated photoabsorption layer.  
1990. Appl.phys.lett. 57(18) pp 1895-1897
- [81] D.E. ACKLEY, J. HLADKY, M.J. LANGE, S. MASON,  
G. ERIKSON, G.H. OLSEN, V.S. BAN, Y. LIU & S.R. FORREST  
InGaAs/InP floating guard ring avalanche photodiodes  
fabricated by double diffusion.  
1990. IEEE Photon.Techn.Lett. 2(8) 08/90 pp 571-573
- [82] L.E. TAROF  
Planar InP/InGaAs avalanche photodetectors with  $n^-$  multiplication  
layer exhibiting a very high gain-bandwidth product.  
1990. IEEE Photon.Techn.Lett. 2(9) 09/90 pp 643-646
- [83] L.E. TAROF  
Planar InP/InGaAs avalanche photodetector with  
gain-bandwidth product in excess of 100GHz.  
1991. El.lett. 27(1) 03/01/91 pp 34-36
- [84] B. ORSAL, R. ALABEDRA, S. KIBEYA & D. LIPPENS  
Photodiodes à avalanche GaAs/GaAlAs à superréseau à  $\lambda = 0.8\mu\text{m}$ ;  
bruit et facteur d'excès de bruit.  
1991. J.Phys. III.1 04/91 pp 581-604
- [85] Y. LE BELLEGO  
Photodiodes AlInAs/GaInAs pour transmissions optiques :  
composant passivé à grande sensibilité et large bande passante.  
1991. Thèse de l'Université de Caen. 31/05/91
-

## II. MODELISATION

---

II.1. INTRODUCTION

II.2. L'IONISATION PAR CHOC

II.2a. MODELISATION MACROSCOPIQUE DU PHENOMENE

II.2b. VALEUR DES COEFFICIENTS D'IONISATION

II.3. LA STRUCTURE SAGM

II.4. MODELISATION

II.4a. COMPORTEMENT STATIQUE

II.4b. COMPORTEMENT DYNAMIQUE

II.4c. CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT

II.4d. ORGANIGRAMME GENERAL DE SIMULATION

## II.1. INTRODUCTION

La modélisation présentée dans ce chapitre a été utilisée pour préciser l'influence des paramètres technologiques des structures sur les caractéristiques de gain, de produit gain-bande, et de bruit des photodiodes à avalanche GaInAs/InP. Les logiciels mis au point sont souples, implantés sur ordinateur de table et on peut facilement les mettre en oeuvre pour une étude de composant. Nous les avons utilisés pour déterminer l'ensemble des possibilités du composant (chapitre 3) et ils servent actuellement à CIT Alcatel dans le cadre d'une optimisation de la production. Le nombre des paramètres technologiques qui influent sur le comportement des photodiodes à avalanche GaInAs/InP est tel en effet, qu'il est intéressant de disposer d'un outil permettant d'étudier les répercussions de chacun d'eux sur le résultat global, et aussi de fixer les tolérances permises dans l'optique d'un composant de performances données.

## II.2. L'IONISATION PAR CHOC

### II.2a. MODELISATION DU PHENOMENE

#### *Description du phénomène*

Un porteur qui transite dans un semiconducteur sous l'effet d'un champ électrique intense (supérieur à 100kV/cm) peut avoir différentes interactions avec les atomes du réseau. Selon son énergie  $\xi$ , l'interaction est soit diffusante (échange de phonons), soit ionisante (création d'une paire électron-trou avec ou sans échange de phonons). Si  $\xi_i$  est l'énergie nécessaire pour ioniser un atome du réseau (on a évidemment  $\xi_i \geq E_G$ ), l'ionisation par impact a lieu dans le cas où :

$$\xi \geq \xi_i$$

L'énergie acquise par un porteur libre, sur une distance  $x$  et sous l'effet d'un champ électrique  $E$  uniforme étant donnée par :

$$\xi = q.E.x$$

L'ionisation par impact est d'autant plus probable que le champ électrique  $E$  est intense. L'évolution schématique de l'énergie d'un porteur lors de son déplacement est présentée Figure 2.1 dans le cas où le champ est suffisamment élevé pour permettre des ionisations par choc.

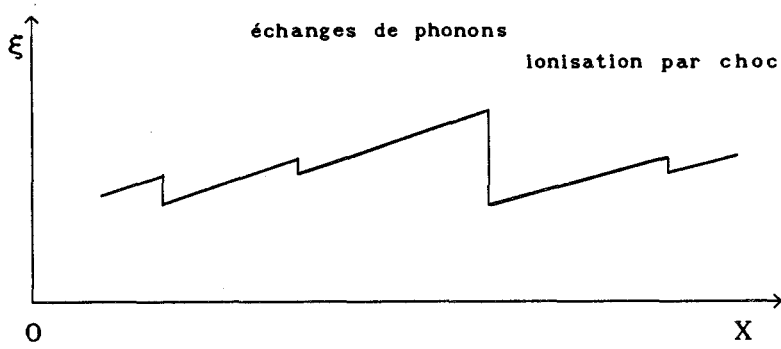


Figure 2.1 : variation de l'énergie d'un porteur au cours de son déplacement

La distance minimale nécessaire pour qu'un porteur ionise est l'espace noir; elle est donnée par :

$$D_{en} = \frac{\xi_1}{q \cdot E}$$

Etant donné qu'un porteur peut subir des interactions diffusantes avant d'ioniser, la distance moyenne  $\langle X \rangle$  parcourue entre deux collisions ionisantes est supérieure ou égale à  $D_{en}$ . Si l'on considère un porteur partant en  $X=0$  avec une énergie nulle, la probabilité  $F(X)$  pour qu'il n'ait pas encore ionisé en  $X$  est égale à 1 lorsque  $X$  est inférieur à  $D_{en}$ , puis pour  $X > D_{en}$ , elle peut s'écrire [17] sous la forme d'une loi de Poisson, c'est à dire :

$$F(X) = \exp(-(X - D_{en}) / \langle X - D_{en} \rangle)$$

Cette loi globale est présentée Figure 2.2

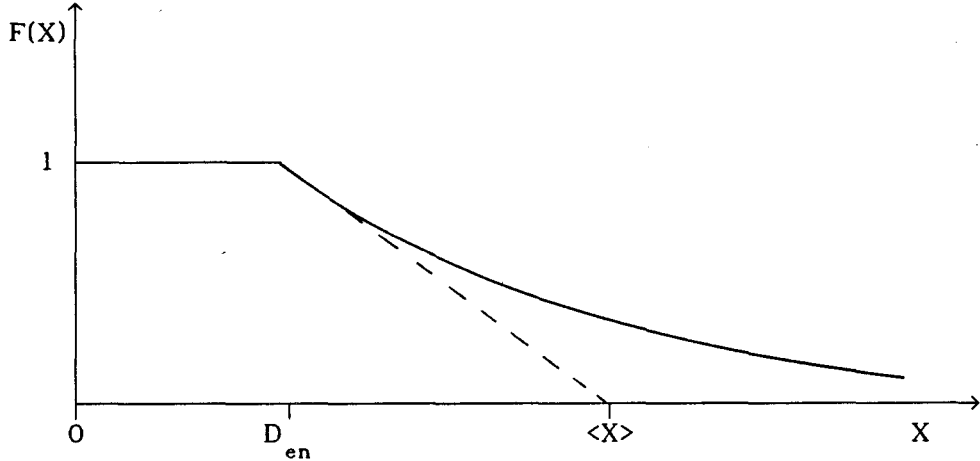


Figure 2.2 : Evolution de la probabilité F(X).

Cette description sommaire de l'ionisation par choc permet d'en cerner les

principales caractéristiques.

- Rigoureusement, le phénomène dépend de l'énergie de chaque porteur.
- Il est intimement lié à la valeur locale du champ électrique.
- Si l'on considère la statistique d'un grand nombre de porteurs, il présente un comportement aléatoire du gain et de la position, ce qui crée du bruit.

*Comment modéliser ce phénomène pour une approche macroscopique ?*

Parmi les différentes approches du phénomène d'avalanche, celle par les coefficients d'ionisation a l'avantage d'être immédiatement liée à des grandeurs physiques mesurables, c'est pourquoi nous l'avons utilisée. Elle consiste à poser que l'accroissement par avalanche du courant d'électrons ou de trous entre  $x$  et  $x+dx$  peut s'écrire sous la forme :

$$dJ_n(x) = dJ_p(x) = [\alpha_n \cdot J_n(x) + \alpha_p \cdot J_p(x)] \cdot dx$$

où  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont les coefficients d'ionisation et ne dépendent que du champ électrique. Cette approche a des limites que nous allons préciser concernant la modélisation du comportement en régime statique. En ce qui concerne plus particulièrement la statistique du phénomène, introduire les coefficients d'ionisation revient à définir une distance moyenne  $\langle X \rangle$  parcourue par les porteurs dans un champ électrique donné avant d'ioniser; c'est à dire que pour un porteur parti en  $X=0$  avec une énergie nulle, la probabilité  $F(X)$  pour qu'il n'ait pas encore ionisé en  $X$  est donnée par la loi strictement Poissonnienne :

$$F(X) = \exp(-X/\langle X \rangle)$$

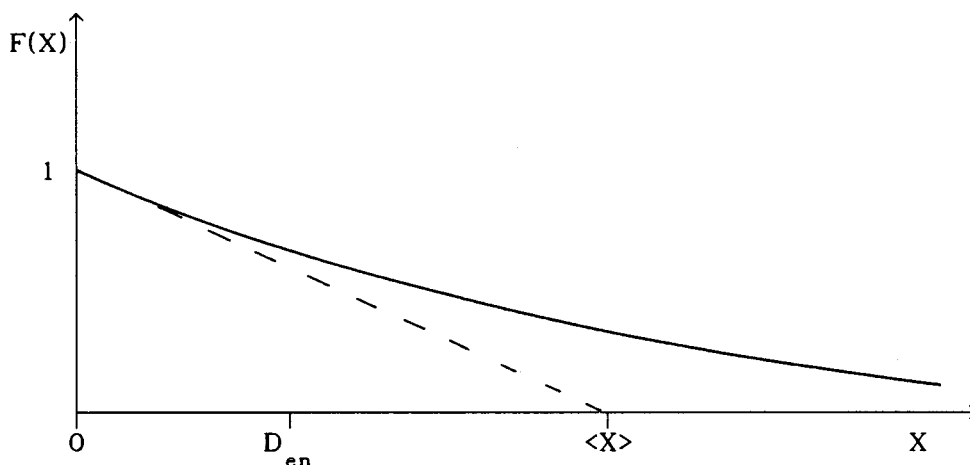


Figure 2.3 : Loi de probabilité  $F(X)$  strictement poissonnienne

Cette loi de probabilité est donnée schématiquement Figure 2.3; on voit la différence avec la figure précédente, nous allons la préciser.

Un processus Poissonien est essentiellement un processus aléatoire sans mémoire. C'est à dire que si l'on considère un événement ayant lieu à  $t=t_1$ , il est strictement indépendant de tous les événements qui se sont passés précédemment. Nous avons vu que le phénomène d'ionisation par choc est lié à l'énergie des porteurs, il dépend donc de l'histoire de chaque porteur et n'est donc pas rigoureusement un processus Poissonien. Pourtant il peut en être proche, ceci dépend du champ électrique. Plus le champ est élevé, plus il privilégie les interactions ionisantes par rapport aux interactions diffusantes, et plus l'ionisation par choc est déterminée, c'est à dire plus  $\langle X \rangle$  est proche de l'espace noir  $D_{en}$ . Au contraire, lorsque le champ n'est pas trop intense,  $\langle X \rangle$  devient grand par rapport à  $D_{en}$  et on se rapproche d'un processus Poissonien, on peut donc le simuler de cette façon. Nous verrons lors de ce travail la limite entre ces deux domaines. Pour donner immédiatement un ordre d'idée, les processus ayant lieu dans des couches d'avalanche de l'ordre du micron peuvent être simulés par une loi de Poisson. En dessous de  $0.8\mu m$ , l'erreur intervenant surtout dans le calcul du bruit est à prendre en considération.

#### *Limites de la modélisation du comportement statique*

La modélisation continue du phénomène en régime statique suppose qu'on a affaire à des porteurs chauds, soumis à un champ élevé sur une distance supérieure à l'espace noir, ce qui est toujours le cas dans les photodiodes à avalanche de structure classique. Mais supposons que la zone où règne un champ  $E$  élevé suffisant pour obtenir des porteurs chauds est de largeur  $L$  très faible; si l'inégalité  $q.E.L < \xi_1$  est vérifiée, c'est à dire si la largeur de la zone est inférieure à l'espace noir, on aura peu d'ionisation par choc, en tous cas bien moins que l'approche par les coefficients d'ionisation ne le laissait prévoir.

#### **II.2b. VALEUR DES COEFFICIENTS D'IONISATION**

La valeur des coefficients d'ionisation est d'un grand intérêt pour l'étude théorique des phénomènes d'avalanche, c'est pourquoi nous nous sommes particulièrement attachés à ce problème. Dans un premier temps, nous mentionnons les principales expressions théoriques donnant les coefficients d'ionisation en fonction du champ, qui sont souvent utilisées pour représenter les résultats expérimentaux; puis, nous étudions les valeurs expérimentales disponibles dans la littérature.

### Expression mathématique des coefficients d'ionisation

Les deux formules les plus utilisées qui expriment les coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique E sont :

- la formule exponentielle de Shockley [2] :

$$\alpha_{n,p} = \frac{q \cdot E}{r \cdot \xi_{rn,p}} \cdot \exp \left[ - \frac{\xi_{in,p}}{q \cdot E \cdot \lambda_{n,p}} \right]$$

où  $\xi_r$  est l'énergie du phonon optique,  $\lambda$  la distance moyenne parcourue entre deux interactions (libre parcourt moyen),  $\xi_i$  l'énergie d'ionisation,  $q$  la charge de l'électron et  $E$  le champ électrique.  $\xi_r, \xi_i$  et  $\lambda$  dépendent du matériau et du type de porteur. Le coefficient  $r$  est déterminé pour obtenir une bonne représentation des valeurs expérimentales. Dans le cas de l'InP, nous avons admis l'égalité  $r \cdot \xi_r = \xi_i$  reconnue par la plupart des auteurs [44,73,78].

La formule de Shockley correspond théoriquement [9] au cas où l'énergie moyenne des porteurs chauds est faible devant l'énergie d'ionisation et elle a été généralisée sous la forme simplifiée valable pour des domaines étroits de champ électrique :

$$\alpha_{n,p} = A_{n,p} \cdot \exp \left[ - \frac{B_{n,p}}{E} \right]$$

- la formule obtenue par Okuto & Crowell [13] à partir des travaux de Baraf [3] :

$$\alpha_{n,p} = \frac{q \cdot E}{\xi_{in,p}} \cdot \exp \left[ 0.217 \cdot \left[ \frac{\xi_{in,p}}{\xi_{rn,p}} \right]^{1.14} - \left[ \left( 0.217 \cdot \left[ \frac{\xi_{in,p}}{\xi_{rn,p}} \right]^{1.14} \right)^2 + \left( \frac{\xi_{in,p}}{q \cdot E \cdot \lambda_{n,p}} \right)^2 \right]^{1/2} \right]$$

où les termes sont définis de la même façon que précédemment. On voit que la formule d'Okuto-Crowell (c'est ainsi que nous l'appellerons dès à présent) est proche de la précédente, elle fait intervenir des termes correcteurs pour prendre en compte les cas où l'énergie moyenne des porteurs chauds est proche de l'énergie d'ionisation.

### Les valeurs expérimentales

Pour obtenir la valeur des coefficients d'ionisation, on part, soit de la mesure expérimentale du gain (ou du bruit) dans les deux cas de la pure injection de trous et de la pure injection d'électrons dans la couche de multiplication [15,21,44], soit d'une mesure du gain et d'une mesure de bruit prises toutes deux dans les mêmes conditions expérimentales [37]. Mais ces



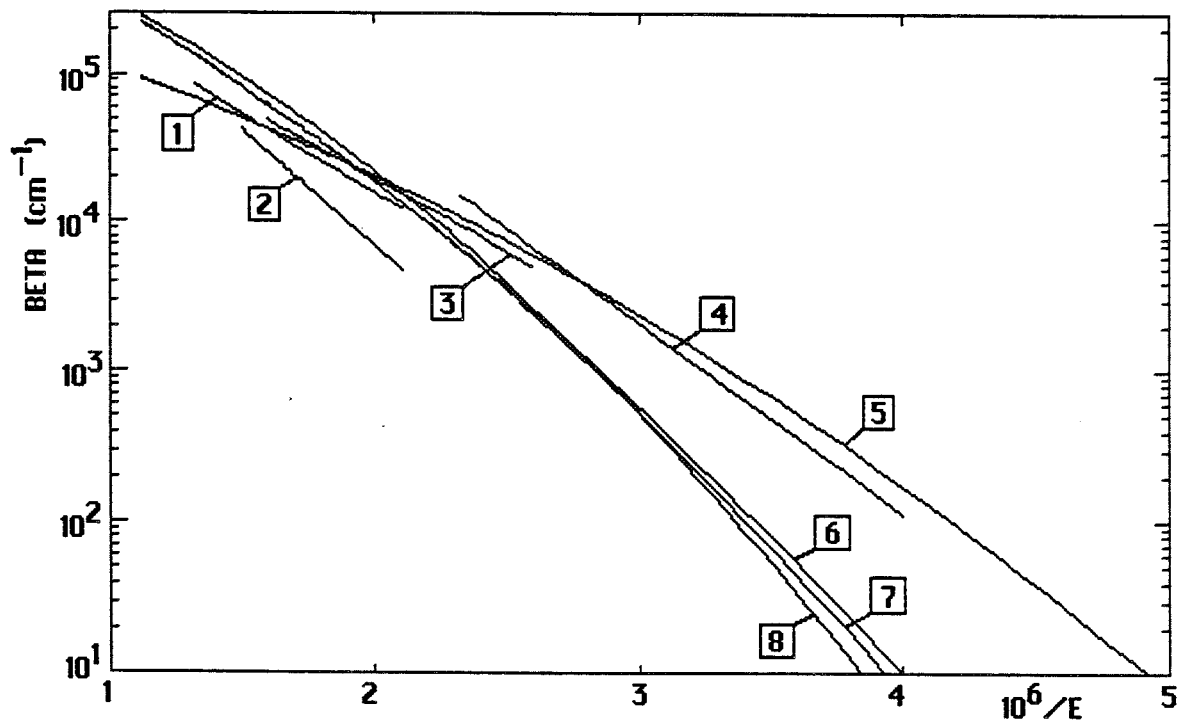


Figure 2.4 : Coefficient d'ionisation des trous dans l'InP  
le champ électrique E est exprimé en V/cm

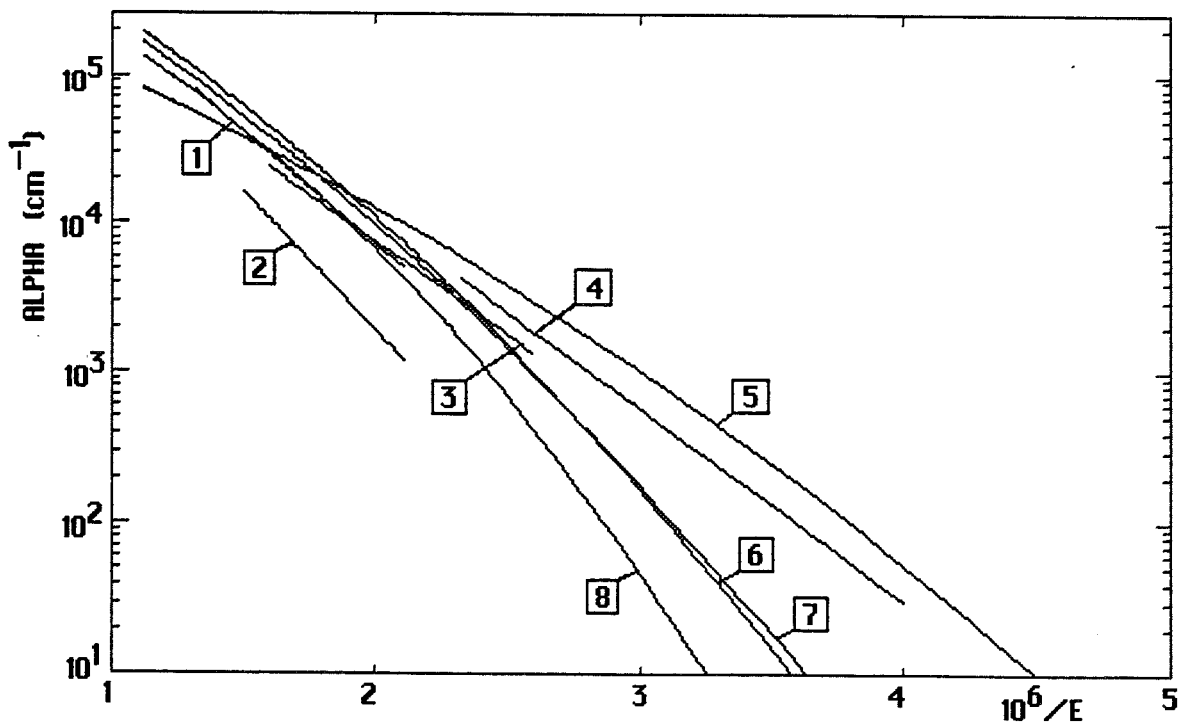


Figure 2.5 : Coefficient d'ionisation des électrons dans l'InP  
le champ électrique est exprimé en V/cm  
les chiffres encadrés correspondent aux références (voir le texte)

conditions (qualité du matériau et des couches du composant testé, conditions d'éclairiment, température) influent beaucoup sur les résultats obtenus; en effet, il faut obtenir un phénomène de multiplication très uniforme. Concernant l'InP, nous avons donc fait la bibliographie de ce problème, ce qui permet de faire des comparaisons. Les figures 2.4 et 2.5 montrent les valeurs proposées dans la littérature respectivement pour le coefficient d'ionisation des trous et celui des électrons. La figure 2.6 montre la variation du rapport  $\frac{\alpha_p}{\alpha_n}$ . Nous présentons maintenant les informations nécessaires concernant ces données.

- 1] Umebu & al [30] : formule exponentielle issue de mesures effectuées entre 480 et 760kV/cm.
- 2] Armiento & al [24] : formule exponentielle issue de mesures effectuées entre 490 et 630 kV/cm.
- 3] & 8] Osaka & al [73] : les deux formules (exponentielle et celle d'Okuto-Crowell) ont été tirées de mesures entre 400 et 590kV/cm.
- 4] Kao & al [28] : formule exponentielle tirée de mesures entre 250 et 390kV/cm

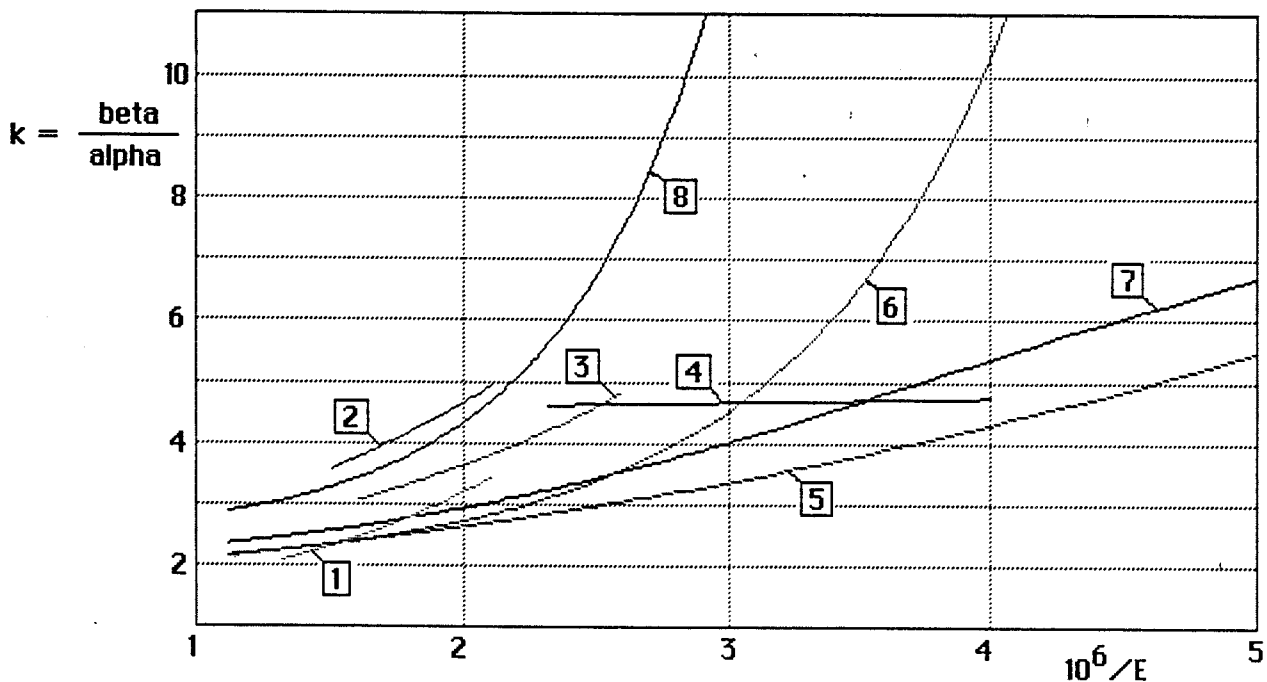


Figure 2.6 : Variation du rapport  $\frac{\alpha_p}{\alpha_n}$   
E est exprimé en V/cm

Valeurs expérimentales

Valeurs théoriques

Références	$W_m$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_{\text{mes}}$	[1] [30]	[2] [24]	[3] [73]	[5] [47]	[6] [44]	[7] [78]	[8] [73]
Shirai 82 [50]	1	90	99	121	95	86	92	93	91
Stillman 82 [51]	9*	43	49	60	48	44	44	45	43
Stillman 82 [51]	1.68	$\approx 95$	108	133	103	93	104	104	103
Forrest 83 [54]	3.8	$\approx 115$	132	166	124	112	126	127	126
Forrest 83 [54]	4.5	$\approx 195$	232	>300	213	187	227	229	228
Campbell 83 [64]	1.5	$\approx 100$	114	165	105	90	100	102	97
Taguchi 86 [80]	1.9	$\approx 110$	113	159	111	98	108	110	106
Tsang 87 [84]	1.3	$\approx 61$	76	100	72	62	64	66	62
Campbell 88 [89]	$\approx 0.6$	$\approx 64$	67	89	67	62	54	57	52
Taguchi 88 [93]	$\approx 2.4$	$\approx 110$	123	166	115	101	114	115	112
Erreur relative moyenne %			12.9	48.1	7.6	4.9	6.6	7.1	6.5

\* Composant de test réalisé sans couche de GaInAs

$W_m$  est l'épaisseur de la couche d'avalanche

[1] Umebu & al

[2] Armiento & al

[3] Osaka & al (exp)

[5] Cook & al

[6] Takanashi & al

[7] Taguchi & al

[8] Osaka & al (Okuto-Crowell)

- [5] Cook & al [47] : mesures effectuées sur un grand nombre de composants et valables entre 220 et 780kV/cm. La formule que nous utilisons a été déterminée par J.P. GOUY [96] à partir de ces mesures.
- [6] Takanashi & al [44] : formule d'Okuto-Crowell obtenue par des mesures de bruit à différentes températures.
- [7] Taguchi & al [78] : formule d'Okuto-Crowell obtenue par des mesures entre 400 et 620kV/cm à différentes températures.

Les expressions mathématiques correspondant à chaque référence sont données en annexe 1. Toutes ces mesures ont été faites à partir de composants réalisés en LPE. Il existe, à notre connaissance, un autre modèle donnant les coefficients d'ionisation pour les semiconducteur à grand gap, c'est celui de Ridley [56,57], mais nous ne l'avons pas utilisé parce que lui-même estime que ses résultats concernant l'InP sont peu fiables.

Afin de comparer les différentes expressions, nous avons choisi un certain nombre de références donnant les caractéristiques technologiques et la tension de claquage par avalanche de photodiodes à avalanche réalisées depuis 1982. Certaines de ces structures ont été réalisées en LPE, d'autres en CBE. L'épaisseur de la couche de multiplication est comprise entre 0.6 et 4.5 $\mu$ m. Nous avons ensuite calculé avec la formule classique de notre modélisation (voir page 45), la tension de claquage théorique correspondant à chaque structure en utilisant successivement les différentes valeurs disponibles des coefficients d'ionisation. Le tout, valeurs expérimentales et théoriques, a été réuni dans un tableau avec l'épaisseur de la couche d'avalanche et l'erreur relative moyenne pour chaque expression. Ce tableau est à la page précédente. Il montre que les expressions [3], [5], [6], [7], [8] donnent des résultats comparables avec une erreur relative moyenne inférieure à 8%. L'expression qui présente l'erreur relative la plus faible est celle de Cook & al (la [5]), elle provient en plus de mesures effectuées sur la plage de champ la plus large. C'est celle qui nous semble la plus intéressante, donc celle que nous avons utilisée au cours de ce travail, mais nous gardons en mémoire les expressions de Takanashi & al [6], Taguchi & al [7], et Osaka & al [8] qui donnent des résultats proches et qui permettent d'introduire l'effet de la température.

### *Parenthèse sur les coefficients d'ionisation*

#### *dans le GaInAs et le GaInAsP*

Certains travaux, notamment ceux d'Osaka & al [79], font état d'une multiplication non négligeable dans le GaInAs et dans le GaInAsP. Le phénomène d'ionisation par choc serait à prendre en compte pour un champ supérieur à 180kV/cm dans le ternaire, et supérieur à 300kV/cm dans le quaternaire. Cette hypothèse n'a pas été confirmée par nos mesures, ni même par nos calculs. Nous donnons en Annexe 1 les valeurs des coefficients d'ionisation publiées pour ces matériaux avec les références correspondantes, et nous indiquons celles que nous utilisons le cas échéant.

### II.3. LA STRUCTURE SAGM

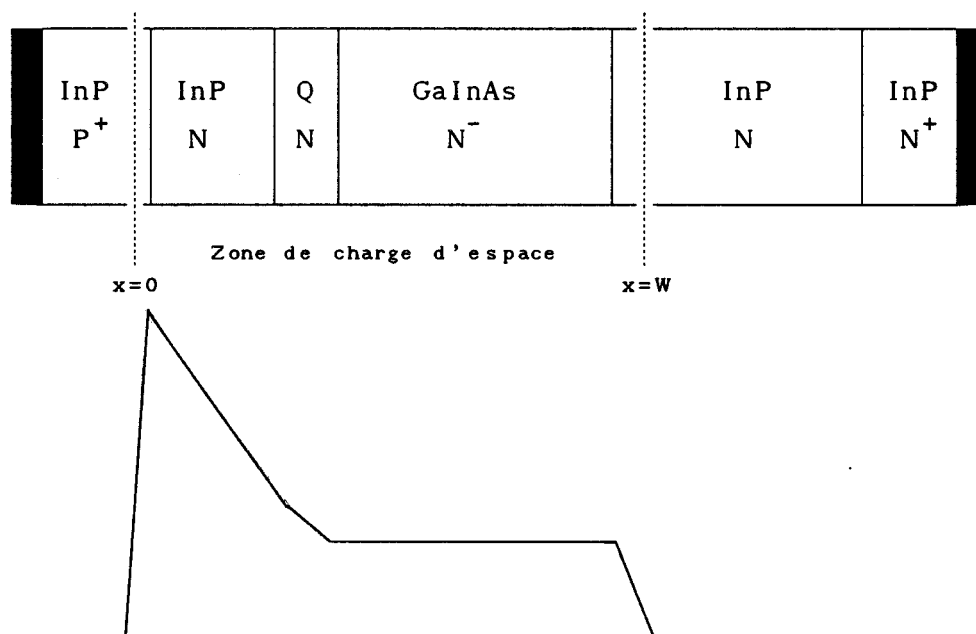


Figure 2.7 : Schéma du composant à V donné et profil de champ correspondant

Cette structure (cf Figure 2.7) est constituée :

- d'une zone d'InP P<sup>+</sup> pour réaliser une jonction abrupte;
- d'une ou deux couches d'InP de type N comme zone d'avalanche;
- d'une ou plusieurs couches fines de GaInAsP dopées N comme zone à gap graduel;

- d'une couche de GaInAs dopée  $N^-$  pour la couche d'absorption;
- d'une couche tampon en InP dopé N, (lorsqu'elle existe);
- d'une couche InP  $N^+$  (substrat ou non).

Le but d'une telle structure est d'obtenir dans la couche d'absorption un champ électrique suffisamment faible pour y éviter l'effet tunnel, tout en conservant dans la couche de multiplication en InP un champ suffisamment élevé pour y induire des ionisations par choc, ceci à une tension de polarisation donnée. La couche graduelle sert à atténuer les effets électriques de l'hétérointerface existant entre la couche de multiplication et la couche d'absorption, elle diminue l'accumulation des trous et permet donc d'obtenir des composants plus rapides, mais elle ne change pas le principe de fonctionnement de la structure. Pour simplifier, nous présentons donc Figure 2.8 le diagramme de bande d'une structure SAM non polarisée. Aux bornes du composant apparaît seulement la tension de built-in due à la jonction métallurgique.

On peut distinguer successivement de gauche à droite la couche  $P^+$  et la couche N de multiplication, la couche de GaInAs avec les discontinuités de la bande de conduction et de la bande de valence aux hétérointerfaces, la couche tampon et le substrat  $N^+$  (dégénéré).

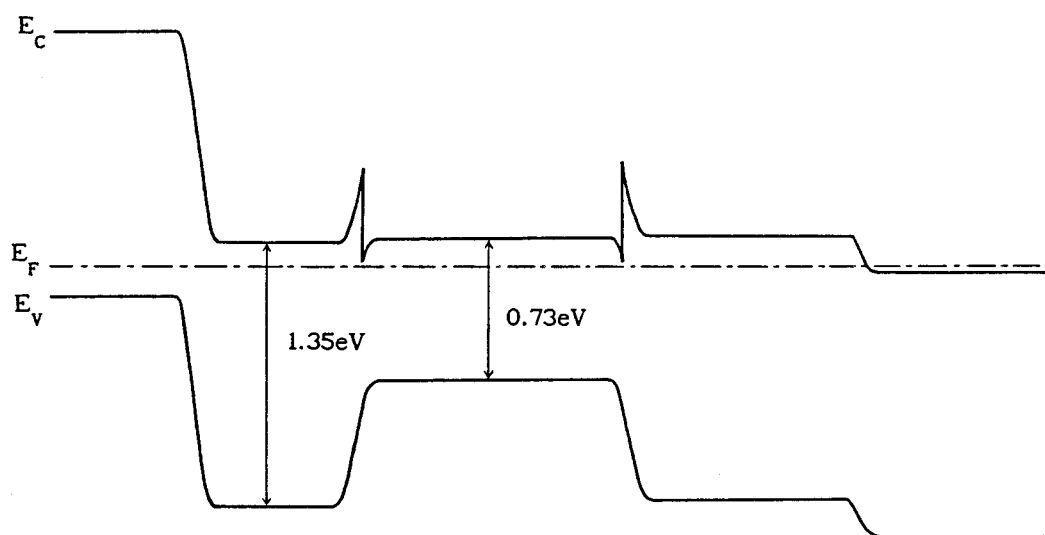


Figure 2.8 : Diagramme de bande d'une structure SAM non polarisée

Dans le cas d'une diode polarisée comme le montre la figure 2.11, le transfert des porteurs se fait de la façon suivante, nous le décrivons à partir d'une paire photocréée :

- Une paire électron-trou est créée par absorption dans la couche de GaInAs;
- l'électron primaire sort par le côté  $N^+$  à travers la couche tampon,
- le trou primaire transite dans la couche graduelle puis il acquiert dans la zone de multiplication suffisamment d'énergie pour donner naissance à une interaction ionisante avec le réseau cristallin, ce qui ne peut avoir lieu que si le champ électrique dans cette couche est assez élevé. Il crée ainsi une paire électron-trou dont l'électron repart en sens inverse. Les trois porteurs sont accélérés sous l'effet du champ électrique dans la couche d'avalanche et peuvent chacun, donner à nouveau naissance à une paire électron-trou, et ainsi de suite, jusqu'à ce que tous les électrons et tous les trous résultant de la réaction en chaîne sortent de la couche d'avalanche. Les trous sont ensuite collectés dans la zone  $P^+$  alors que les électrons traversent la couche graduelle, la couche d'absorption, et la couche tampon avant d'être collectés dans la couche  $N^+$ .

De cette façon, un courant élémentaire créé par l'onde optique a bien été multiplié.

## II.4. MODELISATION

### II.4a. COMPORTEMENT EN REGIME STATIQUE

#### 4a1. Sur l'hypothèse de faible injection

D'une façon générale, le courant circulant dans une photodiode à avalanche est au grand maximum de 1mA. Si l'on considère un composant de  $5000\mu\text{m}^2$  de surface, ce qui correspond à un diamètre de  $80\mu\text{m}$  (valeur typique), les densités de charges mobiles  $n$  et  $p$  circulant dans la zone déserte sont :

$$n = \frac{I}{S \cdot q \cdot v_n} = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad \text{pour } v_n = 10^7 \text{ cm/s}$$

$$p = \frac{I}{S \cdot q \cdot v_p} = 3.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad \text{pour } v_p = 5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

où  $v_n$  et  $v_p$  sont respectivement les vitesses des électrons et des trous dans le matériau. Le dopage le plus faible dans une photodiode à avalanche est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . En négligeant les densités de charges mobiles  $n$  et  $p$

devant  $N_d$  ou  $N_a$ , on fait donc une erreur d'au plus 8% sur les densités de charge, et encore, dans les couche à faible dopage. Le courant total circulant en fonctionnement normal dans le composant n'excédant pas quelques microampères, nous avons admis au début de notre travail l'hypothèse de faible injection; nous étudierons par la suite plus particulièrement l'influence des charges mobiles.

#### 4a2. Expression du courant total dans le composant

Considérons une photodiode de type SAGM à une tension de polarisation donnée (Figure 2.13) :

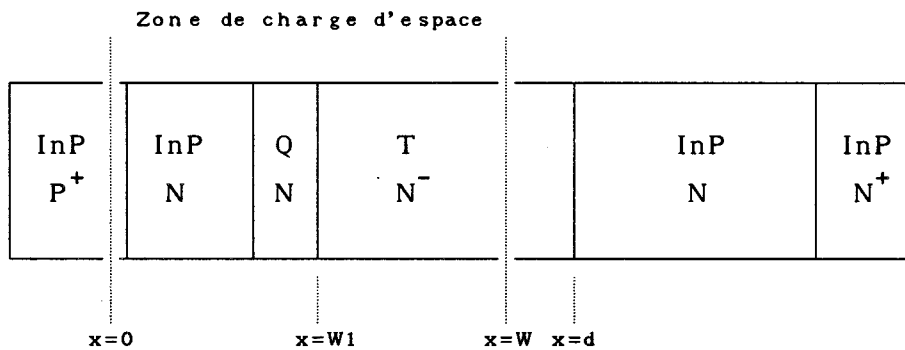


Figure 2.13 : Schéma du composant à V donné

Les électrons traversent la couche dans le sens des x croissants alors que les trous vont en sens inverse. L'hypothèse de faible injection nous permet de calculer la valeur du champ électrique E pour  $0 \leq x \leq W_m$  à partir de l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E}{\partial x}(x) = \frac{q \cdot (N_d(x) - N_a(x))}{\epsilon} \quad (1)$$

Les équations de continuité qui expriment l'ionisation par choc et la génération s'écrivent :

$$\frac{dJ_n}{dx}(x) = \alpha_n(x) \cdot J_n(x) + \alpha_p(x) \cdot J_p(x) + q \cdot G(x) \quad (2)$$

$$\frac{dJ_p}{dx}(x) = \alpha_n(x) \cdot J_n(x) + \alpha_p(x) \cdot J_p(x) + q \cdot G(x) \quad (3)$$

et l'équation de courant :

$$J = J_n(x) + J_p(x) \quad (4)$$

où  $G(x)$  est le taux de génération de paires électron-trou en x.



Des équations (3) et (4), on déduit :

$$\frac{dJ_p}{dx}(x) + (\alpha_p(x) - \alpha_n(x)) \cdot J_p(x) = -\alpha_n(x) \cdot J + q \cdot G(x) \quad (5)$$

avec  $J_n(x) = J - J_p(x)$

système qui peut se résoudre de façon analytique en tenant compte des conditions  $J_n(0)$  et  $J_p(W)$  aux limites de la zone déserte.

On obtient l'expression (6):

$$J = \frac{J_p(W) \cdot \exp\left[\int_0^W (\alpha_p - \alpha_n) \cdot dx\right] + J_n(0) + \int_0^W q \cdot G(x) \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) \cdot dx'\right] \cdot dx}{1 - \int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) \cdot dx'\right] \cdot dx}$$

qui exprime la densité de courant totale passant à travers le composant en fonction des densités de courant de trous et d'électrons entrant dans la zone déserte respectivement en  $x = W$  et en  $x = 0$ . Les valeurs des coefficients d'ionisation  $\alpha_p$  et  $\alpha_n$  ne dépendent que de la variable  $x$  par l'intermédiaire du champ électrique et la densité de courant total  $J$  est en régime statique une constante indépendante de  $x$ .

#### Expressions du gain

On considère que l'ionisation par choc a lieu uniquement dans la couche de multiplication. Le gain dépend alors des conditions d'injection dans cette couche. Dans le cas de la pure injection d'électrons, on fait  $\forall x, G(x) = 0$  et  $J_p(W) = 0$ , on obtient  $M_n$  par le rapport  $J/J_n(0)$  soit :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) \cdot dx'\right] \cdot dx} \quad (7)$$

Dans le cas de la pure injection de trous dans la couche de multiplication, on fait  $\forall x, G(x) = 0$  et  $J_n(0) = 0$ , on obtient  $M_p$  par le rapport  $J/J_p(W)$  soit :

$$M_p = \frac{\exp \int_0^{W_m} (\alpha_p - \alpha_n) . dx}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n . \exp \left[ \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) . dx' \right] . dx} \quad (8)$$

On note la relation entre  $M_n$  et  $M_p$  :

$$\text{Log}(M_p / M_n) = \int_0^{W_m} (\alpha_p - \alpha_n) . dx \quad (9)$$

#### *Définition de la tension de claquage par avalanche*

Cette tension est donnée par un gain ( $M_p$  ou  $M_n$ ) théoriquement infini soit :

$$\int_0^{W_m} \alpha_n . \exp \left[ \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) . dx' \right] . dx = 1 \quad (10)$$

#### **4a3. Principe de la simulation**

Nous avons échantillonné le composant en éléments d'épaisseur  $dx$ , puis pour une tension de polarisation donnée, nous calculons la valeur du potentiel  $V(x)$  et du champ  $E(x)$ , ce qui permet de calculer les coefficients d'ionisation  $\alpha_n(x)$  et  $\alpha_p(x)$ , puis d'intégrer l'équation (6) par la méthode des trapèzes en tenant compte des différentes composantes du courant que nous voulons observer. Un certain nombre de logiciels permettant, soit de cerner le comportement statique d'une structure donnée, soit, réciproquement, de déterminer les structures remplissant des conditions données, ont ainsi été mis au point.

*Quels sont les composantes à considérer ?*

En obscurité, il faut tenir compte :

- du courant de diffusion des porteurs minoritaires
- du courant de génération thermique
- du courant tunnel.

L'expression (6) ne tient pas compte du courant tunnel, il faut le rajouter.

Sous éclairage, il faut tenir compte de la désertion progressive de la couche de GaInAs. Lorsqu'elle n'est pas désertée, les discontinuités de la structure de bande aux limites de cette couche créent des barrières de potentiel qui empêchent la diffusion des porteurs photocréés. Il n'y a pas de

photocourant. Lorsqu'elle est désertée en totalité, les porteurs photocrésés sont collectés par conduction. Lorsqu'elle n'est désertée qu'en partie, les trous photocrésés dans la zone neutre diffusent jusqu'à la zone déserte. Considérons maintenant ces différentes composantes.

#### 4a4. Le courant de diffusion des porteurs minoritaires

Si l'on considère une région neutre N de dopage Nd, et une région neutre P de dopage Na, la densité de courant de diffusion des porteurs minoritaires est donnée par [8,41]:

$$J_{diff} = J_{diff_n} + J_{diff_p} = \left[ \frac{q \cdot D_n \cdot n_i^2}{L_n \cdot Na} + \frac{q \cdot D_p \cdot n_i^2}{L_p \cdot Nd} \right] \cdot \left( \exp \left[ \frac{q \cdot V}{k \cdot T} \right] - 1 \right)$$

où, compte tenu de la tension de polarisation inverse, on peut négliger le terme exponentiel devant l'unité. Seuls les porteurs générés thermiquement à une distance L de la zone déserte, inférieure à leur longueur de diffusion, contribuent au courant de diffusion.

#### 4a5. Le courant de génération-recombinaison

Lorsqu'un semiconducteur n'est pas à l'équilibre thermodynamique, il existe des processus qui tendent à le restaurer. Ces processus sont notamment la génération et la recombinaison spontanées de paires électron-trou. Ils sont décrits sous la forme d'un taux global de génération-recombinaison thermique qui s'écrit dans le cas général [86] :

$$GR_{th} = \frac{n_i^2 - p \cdot n}{\tau_{no} \cdot (n + n_i \cdot \exp(\frac{E_p - E_f}{k \cdot T})) + \tau_{po} \cdot (p + n_i \cdot \exp(\frac{E_f - E_p}{k \cdot T}))}$$

où  $E_p$  représente l'énergie des impuretés par l'intermédiaire desquelles les processus ont lieu. Lorsque le semiconducteur est à l'équilibre, l'égalité :

$$p \cdot n = n_i^2$$

est vérifiée et le terme de génération-recombinaison est nul. Mais dans une diode polarisée, ce terme doit être pris en compte. En polarisation directe, on a  $n \cdot p \gg n_i^2$ , ce qui donne  $GR_{th} < 0$ ; la recombinaison est le processus majoritaire et elle diminue le courant total passant à travers la diode. C'est dans cette situation que l'on se place pour obtenir des recombinaisons radiatives, principe de fonctionnement des lasers à semiconducteur. En

polarisation inverse au contraire,  $n \ll n_i$  et  $p \ll n_i$ , on obtient donc  $GR_{th} > 0$ , et le processus majoritaire est la génération qui augmente le courant passant à travers le composant. C'est le cas qui nous intéresse. La zone déserte est pratiquement dépeuplée de porteurs libres, il y a donc très peu de recombinaison directe mais seulement de la génération thermique. Et le terme de génération se réduit à :

$$G_{th} = GR_{th} = \frac{n_i}{\tau_0} \quad (11)$$

où  $\tau_0$  est la durée de vie effective des porteurs libres dans le matériau considéré.

#### 4a6. Ordre de grandeur des courants de diffusion et de génération-recombinaison

*Comparaison des valeurs de  $n_i$  dans le GaInAs et dans l'InP.*

La densité intrinsèque  $n_i$  dans l'InP est de l'ordre de 1 à  $2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  [86] à température ambiante, alors que les données correspondantes pour le GaInAs disponibles dans la littérature révèlent des valeurs allant de  $3 \cdot 10^{11}$  [42] à  $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  [35]; ce qui donne un rapport de  $10^4$  au minimum par rapport à l'InP. Les durées de vie effectives étant du même ordre, nous négligerons le courant de génération-recombinaison et le courant de diffusion dans l'InP devant les mêmes composantes dans le GaInAs.

*Valeur de  $\tau_0$  dans le GaInAs.*

La durée de vie effective dépend de la qualité du matériau, et par là, des conditions de croissance. On ne peut donc adopter qu'une valeur indicative pour faire intervenir la génération thermique; cette valeur doit être corrigée pour apprécier les résultats expérimentaux. Le tableau suivant montre un certain nombre de valeurs déterminées expérimentalement pour du GaInAs de type N<sup>-</sup> et présentées dans la littérature:

référence	$\tau_0$ ( $\mu\text{s}$ )	Croissance
38	1.1	LPE
19	0.5	LPE
26	1.3	LPE
25	1.7	LPE
35	0.34	LPE
90	18.5	MOCVD

La dernière valeur du tableau a été obtenue par Gallant & al pour une structure de type PIN InP/GaInAs/InP sur laquelle une longueur de diffusion de  $140\mu\text{m}$  et une mobilité de  $425\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  ont été mesurées; ce qui montre la qualité du matériau réalisé. Nous la considérons comme une indication des ordres de grandeur qu'il est possible d'atteindre. Mais les autres mesures nous semblent mieux coïncider avec l'ordre de grandeur typique obtenu sur des composants issus de productions industrielles. Pour notre travail, nous avons donc pris la valeur :

$$\tau_0 = 1\mu\text{s}.$$

qui nous semble tout de même un peu pessimiste.

#### 4a7. Le courant tunnel

Lorsque le champ électrique est suffisamment intense dans un matériau semiconducteur, (supérieur à quelques centaines de kilovolts), la probabilité pour qu'il excite les électrons liés et les fasse passer par effet tunnel (à énergie constante) dans la bande de conduction devient assez grande pour que se crée un courant parasite important. Ce courant, qui augmente très vite avec la tension de polarisation est une contrainte majeure pour la réalisation des photodiodes à avalanche sur substrat d'InP. Il a été expérimentalement mis en évidence, en ce qui concerne les composés III-V, par Forrest & al [32,35] et Ando & al [34]. La probabilité d'effet tunnel dépend de la forme de la barrière de potentiel, de son épaisseur, de la masse effective des porteurs par l'intermédiaire de la masse réduite, et bien sûr, du champ électrique.

Elle est donnée par [1,8] :

$$P_t = \exp \left[ -\Gamma \cdot \frac{m^{*1/2} \cdot E_G^{3/2}}{q \cdot h \cdot E} \right]$$

où  $m^*$  est la masse réduite, liée aux masses effectives des électrons et des trous légers (ce sont les trous légers qui sont concernés par le phénomène et non les trous lourds) par la relation :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right]$$

et  $\Gamma$  est un coefficient qui dépend de la forme de la barrière [72] :

$$\Gamma = \pi/(2\sqrt{2}) \quad \text{pour une barrière parabolique}$$

$\Gamma = 4\sqrt{2}/3$  pour une barrière triangulaire.

La densité de courant tunnel  $J_{\text{tun}}$  est proportionnelle à la probabilité  $P_t$  et a pour expression dans le cas d'une jonction PN [1,72] :

$$J_{\text{tun}} = \left[ \frac{2 \cdot m^*}{E_G} \right]^{1/2} \cdot \frac{q^3 \cdot E \cdot V}{4 \cdot \pi^2 \cdot h^2} \cdot P_t \quad (12)$$

où l'on considère que la quasi-totalité du courant tunnel prend naissance dans la couche là où le champ électrique est maximum.

*Comparaison de la sensibilité à l'effet tunnel de l'InP, du GaInAs et du Germanium.*

Pour un champ électrique donné, la probabilité d'effet tunnel croît si la masse effective diminue ou si le gap diminue. Le tableau ci-dessous qui

matériau	Gap (eV)	$m_e^*/m_0$	$m_{h1}^*/m_0$	$m^*/m_0$	$\frac{(m^*/m_0)^{1/2} \cdot E_G^{3/2}}{(eV)^{3/2}}$
Ge	0.66	1.64	0.04	0.0781	0.150
InP	1.35	0.08	0.089	0.0842	0.455
GaInAs	0.73	0.044	0.049	0.0463	0.134

réunit ces paramètres physiques pour le Germanium [8], l'InP [52] et le GaInAs [72], permet une comparaison sommaire de la sensibilité à l'effet tunnel de ces trois matériaux. L'InP est le moins sensible surtout à cause de son grand gap, mais le GaInAs est le plus sensible notamment parce que sa masse réduite est la plus faible, ce qu'on constate par une comparaison avec le Germanium.

*Variation de la densité de courant tunnel avec le champ électrique*

Nous présentons cette variation aux figures 2.10 et 2.11 respectivement pour l'InP et le GaInAs. Ces courbes montrent la rapidité de l'augmentation du courant tunnel avec le champ électrique et l'importance du coefficient  $\Gamma$  qui dépend de la qualité du matériau. Elles ont été tracées pour une couche d'InP de  $1\mu\text{m}$  dopée à  $3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$  et pour une couche de ternaire de  $2\mu\text{m}$  dopée à  $5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  qui sont caractéristiques d'une structure SAGM typique. Etant donné le profil de champ de la structure (cf Figure 2.11), le courant tunnel prend naissance en majorité :

- d'une part dans l'InP à la jonction PN, on le note  $J_{\text{tun1}}$ ,

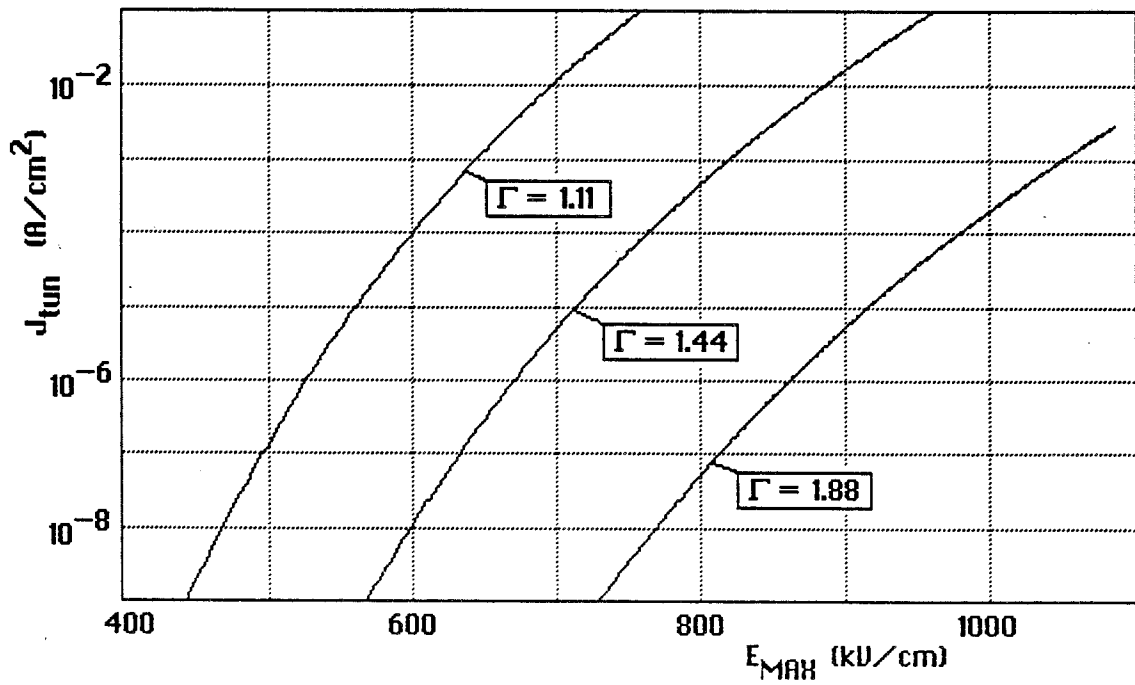


Figure 2.10 : Densité de courant tunnel dans l'InP pour une couche de  $1\mu\text{m}$  dopée à  $3.10^{16}\text{cm}^{-3}$

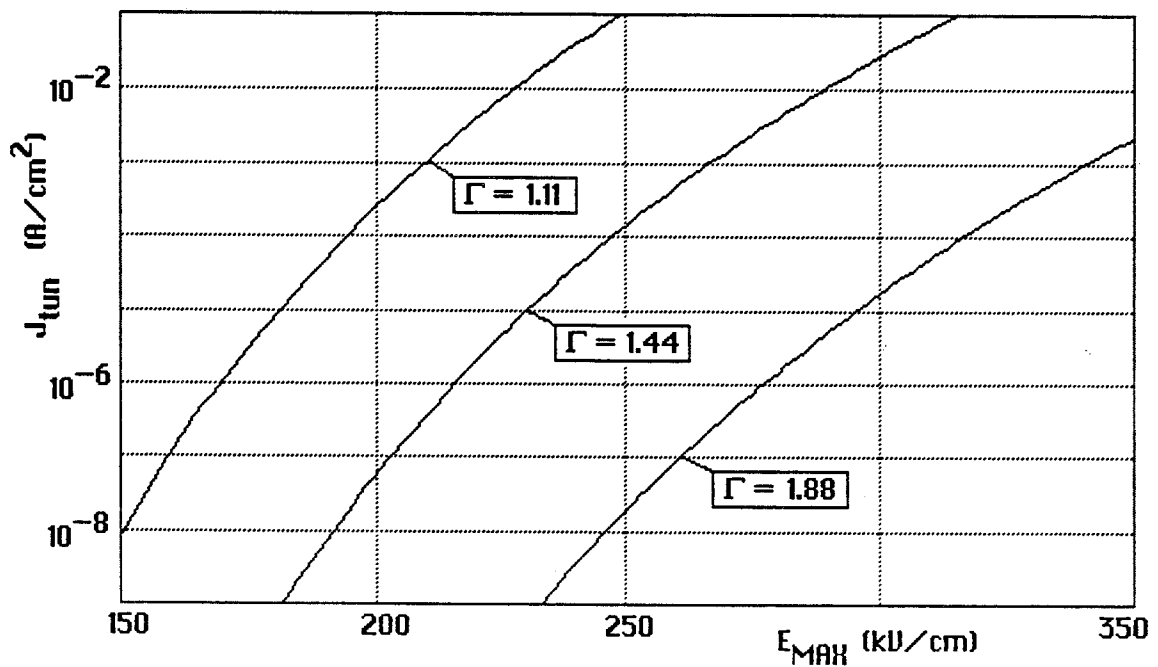


Figure 2.11 : Densité de courant tunnel dans le GaInAs pour une couche de  $2\mu\text{m}$  dopée à  $5.10^{15}\text{cm}^{-3}$

- d'autre part à l'hétérointerface GaInAsP/GaInAs

(ou InP/GaInAs pour les structures SAM), on le note  $J_{tun2}$ .

Par conséquent, le courant tunnel total est donné par :

$$J_{tun} = M_n \cdot J_{tun1} + M_p \cdot J_{tun2} \quad (13)$$

### 3a8. Génération par absorption de photons

Comme nous l'avons vu dans notre introduction, la puissance lumineuse existant dans la couche absorbante à une distance  $x$  de la surface de pénétration dans cette couche est d'après la loi de Lambert :

$$P_L(x) = P_{L0} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où  $P_{L0}$  est la puissance lumineuse incidente et  $\alpha$  le coefficient d'absorption à la longueur d'onde considérée  $\lambda$ .

Le flux de photon correspondant, c'est à dire le nombre de photons présents en  $x$  par unité de temps est donc :

$$\phi(x) = \frac{P_L(x)}{h\nu} = \frac{P_{L0}}{h\nu} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où  $\nu$  est la fréquence de l'onde incidente :  $\nu = c/\lambda$ .

Et le nombre de paires électron-trou générées en  $x$  par unité de temps est égal au flux de photons absorbés en  $x$ , soit :

$$G_L(x) = - \frac{d\phi}{dx}(x) = \frac{\alpha \cdot P_{L0}}{h\nu} \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (14)$$

### 3a9. Le courant de diffusion des trous photocréés

hors de la zone déserte

Le calcul de ce courant est effectué en annexe 2. Il part des équations de courant et de continuité gouvernant la diffusion des trous photocréés et permet d'accéder à la répartition des porteurs et au courant qui s'exprime sous la forme :

$$J_{diff_p} = \frac{q \cdot L_p}{(\alpha^2 L_p^2 - 1)} \cdot \left[ \frac{\left[ L_p \cdot G_L'(d) + KA \cdot G_L(d) \right]}{KA \cdot \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right)} \right] +$$



$$+ \frac{\left[ KA \cdot \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) \right] \cdot G_L(W)}{KA \cdot \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right)} - G_L'(W) \cdot L_p$$

où  $L_p$  est la longueur de diffusion des trous dans le GaInAs,  $\alpha$  le coefficient d'absorption, et  $G(x)$  la fonction de génération donnée précédemment,  $G'(x)$  étant la valeur de  $dG/dx$  prise en  $x$ . Le coefficient  $KA$  est donné par :

$$KA = S_p \cdot L_p / D_p$$

où  $D_p$  est la constante de diffusion des trous dans le GaInAs et  $S_p$  la vitesse de recombinaison des trous à l'interface GaInAs/couche tampon (en  $x=d$ ).

#### II.4b. COMPORTEMENT EN REGIME DYNAMIQUE

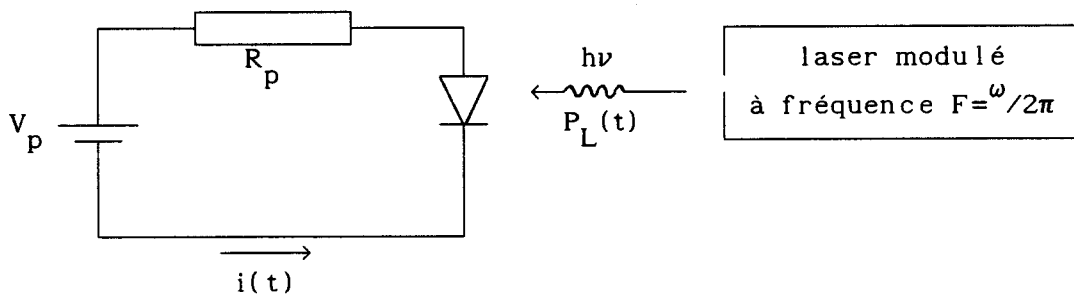
Les phénomènes pris en compte dans nos calculs sont :

- l'effet de capacité dû à la zone déserte placée dans un circuit de résistance de charge  $R_c$
- le transit des porteurs dans les différentes couches de la diode hormis la couche d'avalanche
- la dynamique propre à la multiplication dans la couche d'avalanche.

#### 4b1. Les équations considérées

Plaçons-nous dans le cadre de l'hypothèse de faible injection; on ne considère en effet que des petits signaux, ce qui correspond à l'utilisation courante de la photodiode à avalanche dans les systèmes de télécommunication. L'équation de POISSON s'écrit :

$$\Delta V + \frac{q \cdot (Nd - n - Na + p)}{\epsilon} = 0 \quad (15)$$



La diode étant placée dans son circuit de polarisation, la différence de potentiel aux bornes du composant est :

$$V(t) = V_p - R_p \cdot [ i_{ph}(t) + i_{obsc}(t) ]$$

Dans les conditions normales de fonctionnement,  $V_p$  est de l'ordre de 70V, le courant d'obscurité est faible (quelques dizaines de nanoampères) et c'est la variation de tension aux bornes du composant qui le fait varier. Si l'on pose  $i_{obsc}(t) < 50nA$  avec  $R_p = 50\Omega$ , on obtient :

$$R_p \cdot i_{obsc}(t) < 2.5\mu V \quad \text{ce qui est négligeable devant } V_p$$

d'autre part, le photocourant est au maximum de  $100\mu A$  d'où

$$R_p \cdot i_{ph}(t) < 5mV \quad \text{que l'on néglige devant } V_p$$

Nous considérons donc qu'il y a au premier ordre, aux bornes de la diode une tension de polarisation inverse constante  $V_p$ . Nous séparons donc dans la zone déserte le champ lié aux charges fixes de celui lié aux charges mobiles :

$$E = E_{\text{charges fixes}} + E_{\text{charges libres}}, \quad (16)$$

ce qui permet de calculer une fois pour toutes le potentiel et le champ électrique. On a :

$$\int_0^W E_{cf} \cdot dx = V_p \quad \text{et} \quad \int_0^W E_{cl} \cdot dx = 0 \quad (17)$$

Il faut en plus tenir compte du courant de déplacement. Ce courant est induit dans le circuit extérieur par les porteurs qui transitent dans la zone déserte. En effet, la diode polarisée en inverse est assimilable à une capacité dans laquelle circulent des charges. Ces charges induisent une variation de champ électrique qui provoque le déplacement de porteurs d'une électrode à l'autre dans le circuit extérieur. C'est ce courant qu'il faut prendre en compte dans l'analyse dynamique. Il est de la forme :

$$J_{\text{déplacement}} = \epsilon \cdot \frac{\partial E_{cl}}{\partial t}$$

L'équation de courant s'écrit par conséquent :

$$J = J_n + J_p + \epsilon \cdot \frac{\partial E_{cl}}{\partial t} \quad (18)$$

Restent les équations de continuité :

$$\frac{1}{V_n} \frac{\partial J_n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \left[ \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p + G(x) \right] \quad (19)$$

$$\frac{1}{V_p} \frac{\partial J_p}{\partial t} = - \frac{\partial J_p}{\partial x} + \left[ \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p + G(x) \right] \quad (20)$$

#### 4b2. Analyse dans la couche de multiplication

Dans cette couche, en fonctionnement normal, il n'y a pas de génération. Il faut donc considérer les équations de continuité avec  $G(x)=0$ . On constate qu'elles sont interdépendantes, ce qui rend la résolution difficile. Une première approche de ce problème effectuée par Lee & al [6] néglige le courant de déplacement. Elle conduit à l'équation

$$\frac{\partial J}{\partial t} + \frac{J}{M_p \cdot \tau_p} = \frac{J_{op}}{\tau_p} \quad (21)$$

où  $J_{op}$  est le courant de trous primaires injectés en  $x = W_m$ , et

$$\tau_p = \frac{1}{V_n + V_p} \int_0^{W_m} \exp \int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) \cdot dx' \cdot dx$$

L'intégration de cette équation différentielle conduit à la formulation :

$$J(\omega) = \frac{M_p \cdot J_{po}}{1 + j \cdot \omega \cdot M_p \cdot \tau_p} \quad (22)$$

Selon une approche phénoménologique devenue classique, le temps  $M_p \cdot \tau_p$  est nommé temps intrinsèque de montée de l'avalanche. Il caractérise le processus de multiplication dans une structure donnée. Lorsqu'il n'y a pas de gain ( $M_p = 1$ ), on a seulement un transit pur dans la zone d'avalanche; mais lorsque  $M_p$  est supérieur à l'unité, la rapidité du processus est déterminée par le temps total nécessaire pour que tous les porteurs (primaires et secondaires) sortent de la couche d'avalanche. Ce temps total est le temps intrinsèque  $M_p \cdot \tau_p$ .

Une seconde approche effectuée par R.B. Emmons [7] tient compte du courant de déplacement, mais se place dans le cas d'un champ électrique uniforme et constant dans toute la zone de multiplication :  $E(x) = E_{max}$  pour  $0 \leq x \leq W_m$ .

Elle est particulièrement adaptée au type de diode proposé par Tarof & al [101,103]. Elle exige dans les autres cas, de considérer que toute l'avalanche se fait dans une région très étroite de l'espace, là où le champ électrique est à son maximum.

Une troisième approche, effectuée par Kuvas & Lee [10], tient aussi compte du courant de déplacement mais reprend le problème du profil de champ quelconque en calculant ce courant à partir de la répartition des porteurs libres dans la couche de multiplication en régime statique. C'est l'approximation quasistatique, elle conduit à l'équation :

$$\frac{\partial J}{\partial t} + \frac{J}{M_p \cdot \tau_p} = \frac{J_{op}}{\tau_p} + (1-K) \cdot \frac{\partial J}{\partial t} + \lambda \cdot K \cdot \frac{\partial \overline{E}(t)}{\partial t} \cdot (J - J_{op}) \quad (23)$$

où  $\overline{E}(t)$  est la variation du champ électrique moyen, et  $\lambda$  et  $K$  sont deux paramètres qui dépendent de la nature et de la structure du composant.

La détermination de  $\lambda$  et  $K$  est difficile dans le cas général. Nous avons admis l'hypothèse selon laquelle le champ électrique moyen ne varie pas (équation (17)). Nous pouvons donc, comme l'a proposé Decker [16], négliger le dernier terme de droite et considérer  $\lambda = 0$ .

L'équation (23) s'écrit :

$$\frac{\partial J}{\partial t} + \frac{J}{M_p \cdot \tau_{ip}} = \frac{J_{op}}{\tau_{ip}} \quad (24)$$

qui est identique à l'expression proposée par Lee & al, mais qui introduit un temps  $\tau_{ip} = K \cdot \tau_p$  différent. Le calcul de ce temps a été effectué par Decker à partir de la résolution du régime statique dans les conditions de polarisation continue imposée et donne :

$$\tau_{ip} = \frac{V_n + V_p}{V_n \cdot V_p} \cdot \int_0^{W_m} X_p(x) \cdot X_n(x) \cdot \exp \int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) \cdot dx' \cdot dx \quad (25)$$

avec :

$$X_p(x) = \left[ \frac{J_p(x)}{J} \right]_{\text{statique}} \quad \text{et} \quad X_n(x) = \left[ \frac{J_n(x)}{J} \right]_{\text{statique}} = 1 - X_p(x)$$

et l'intégration de (11) donne :

$$J(\omega) = \frac{M_p \cdot J_p(W_m, \omega)}{1 + j \cdot \omega \cdot M_p \cdot \tau_{ip}} \quad (26)$$

C'est cette dernière analyse que nous avons retenue. Elle permet de calculer la valeur du produit gain-bande à partir de la répartition statique des densités de courant dans la zone d'avalanche :

$$GB = M_p \cdot F_c = 1/\tau_{ip} \quad (27)$$

Nous allons l'appliquer pour résoudre le problème du comportement dynamique dans tout le composant.

#### 4b3. Analyse dans toute la photodiode

on a :

$$V_p = R_p \cdot i(t) + \int_0^W E \cdot dx \quad \text{soit, en dérivant par rapport au temps}$$

avec les hypothèses présentées précédemment :

$$0 = R_p \cdot \frac{\partial i(t)}{\partial t} + \int_0^W \frac{\partial E_{cl}}{\partial t} \cdot dx$$

et en utilisant (18) :

$$-R_p \cdot \frac{\epsilon \cdot S}{W} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{1}{W} \int_0^W (J - J_n - J_p) \cdot dx$$

où S est la surface illuminée du composant et W l'épaisseur de zone déserte.

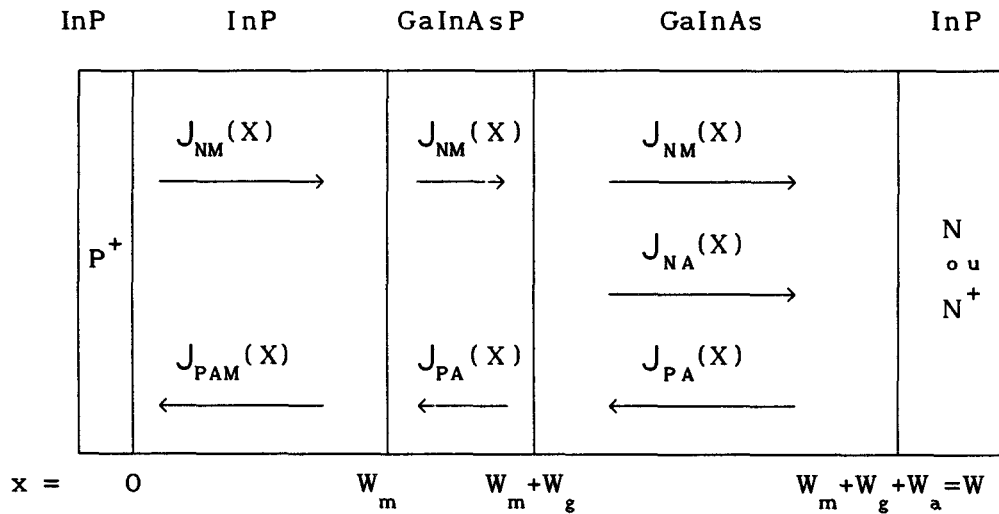
Après transformée de Fourier, en nommant C la capacité de la diode,  $C = \epsilon \cdot S / W$ ,

on obtient :

$$J = \frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot R_p \cdot C} \cdot \frac{1}{W} \int_0^W (J_n + J_p) \cdot dx \quad (28)$$

avec  $J = J(\omega)$ ,  $J_n = J_n(x, \omega)$ ,  $J_p = J_p(x, \omega)$ .

Il suffit donc, pour calculer  $J(\omega)$  et la fréquence de coupure  $F_c$  dans les conditions de fonctionnement imposées, d'intégrer les différentes contributions des densités de courant d'électrons et de trous dans les différentes couches désertées à la tension de polarisation considérée. Ces contributions figurent ci-dessous :



$J_{PA}$  : courant de trous primaires photocréés.

$J_{NA}$  : courant d'électrons primaires photocréés.

$J_{PAM}$  : courant de trous multipliés.

$J_{NM}$  : courant d'électrons secondaires issus de la multiplication.

Notre démarche suit le processus physique qui a lieu dans le composant, c'est à dire :

- \* les paires électron-trou sont générées dans la couche d'absorption et créent dans cette couche les courants  $J_{PA}$  et  $J_{NA}$ ; on a donc :

$$\frac{dJ_{PA}(x,\omega)}{dx} - \frac{j\omega}{V_p} \cdot J_{PA}(x,\omega) = G(x,\omega) \quad (29)$$

$$\frac{dJ_{NA}(x,\omega)}{dx} + \frac{j\omega}{V_n} \cdot J_{NA}(x,\omega) = G(x,\omega) \quad (30)$$

- \* Les électrons et les trous photocréés sortent de la couche d'absorption, les électrons sont collectés et les trous transitent par la couche graduelle.

On a donc :

dans la couche graduelle : 
$$\frac{dJ_{PA}(x,\omega)}{dx} - \frac{j\omega}{V_p} \cdot J_{PA}(x,\omega) = 0 \quad (31)$$

et le cas échéant, on peut faire intervenir l'influence des discontinuités de la structure de bande aux hétérointerfaces par :

$$J_{PA}(W_m^-, \omega) = J_{PA}(W_m^+, \omega) \cdot \frac{1}{1 + j \cdot \omega / e_{hl}} \quad (32)$$

où  $e_{h1}$  est le taux de réémission des trous aux hétérointerfaces.

- \* Les trous photocréés sont injectés dans la couche d'avalanche (injection pure), sont multipliés puis sortent par la zone  $P^+$ . Comme nous l'avons vu précédemment, on a :

$$J_{PAM}(x,\omega) + J_{NM}(x,\omega) = \frac{M_p}{1 + j \cdot \omega \cdot M_p \cdot \tau_{ip}} \cdot J_{PA}(W_m, \omega) \quad (33)$$

- \* Les électrons secondaires issus de la multiplication transitent à travers la couche graduelle et le GaInAs puis ressortent en  $x=W$ .

$$\text{pour } W_m \leq x \leq W \quad \frac{dJ_{NM}(x,\omega)}{dx} - \frac{j\omega}{V_p} \cdot J_{NM}(x,\omega) = 0 \quad (34)$$

L'expression de la fonction de génération complète ce descriptif. Si l'éclairement se fait par le dessus, on a :

$$G(x,\omega) = \frac{q \cdot P_1}{h\nu} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot (x - W_m - W_g)]$$

dans le cas contraire,

$$G(x,\omega) = \frac{q \cdot P_1}{h\nu} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot (W - x)]$$

Par conséquent, dans tout le calcul, nous adoptons la forme générale :

$$G(x,\omega) = K \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot F(x)] \quad \text{où } K = \frac{q \cdot P_1}{h\nu}$$

avec,  $F(x) = x - W_m - W_g$  dans le premier cas (on a alors  $F'(x)=1$ ),

et  $F(x) = W - x$  dans le second cas (on a alors  $F'(x)=-1$ ).

#### 4b5. Détermination des densités de courant et intégration

Après résolution des équations différentielles (29), (30), (31), (33), on obtient:

dans la zone d'absorption  $W_m + W_g < x < W$  ( $W = W_m + W_g + W_a$ )

$$J_{PA}(x,\omega) = \frac{K \cdot \alpha \cdot V_p}{j\omega + \alpha \cdot V_p \cdot F'(x)} \left[ \exp(-\alpha \cdot F(x)) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_p} \cdot (x - W)\right] - \exp(-\alpha \cdot F(x)) \right]$$

$$J_{NA}(x,\omega) = \frac{K \cdot \alpha \cdot V_n}{j\omega - \alpha \cdot V_n \cdot F'(x)} \left[ \exp(-\alpha \cdot F(x)) \right] \longrightarrow$$

$$\left[ \left\langle - \exp(-\alpha \cdot F(W_m + W_g)) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_n} \cdot (W_m + W_g - x)\right] \right\rangle \right]$$

$$J_{NM}(x, \omega) = J_{NM}(W_m, \omega) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_n} \cdot (W_m - x)\right]$$

dans la couche graduelle  $W_m < x < W_m + W_g$

$$J_{PA}(x, \omega) = J_{PA}(W_m + W_g, \omega) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_p} \cdot (x - W_m - W_g)\right]$$

$$J_{NM}(x, \omega) = J_{NM}(W_m, \omega) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_n} \cdot (W_m - x)\right]$$

dans la zone d'avalanche  $0 < x < W_m$

on a les expressions (24) et (25).

Toutes ces contributions sont intégrées dans chaque couche en sachant que  $F'(x) = \text{cte}$ . On calcule ainsi pour une valeur donnée de la pulsation  $\omega$  le module de la densité totale de courant  $J(\omega)$ . La fréquence de coupure est donnée par la relation :

$$J(2 \cdot \Pi \cdot F_c) / J(\omega = 0) = \sqrt{2}$$

#### 4c. CALCUL DU FACTEUR D'EXCES DE BRUIT

Nous nous proposons maintenant de calculer la densité spectrale de bruit de grenaille relative au phénomène d'ionisation par choc dans la couche de multiplication définie précédemment. Comme l'a montré Naqvi [14], cette densité ne varie pas avec la fréquence (bruit blanc) si l'on se place en dessous de la fréquence de coupure du composant. Notre calcul est proche de celui effectué par Mc.Intyre [4,12].

Entre  $x$  et  $x+dx$ , l'élément de courant généré par la multiplication est, comme le montrent les équations (2),(3),(4) et (5) :

$$dI_p = (\alpha_n \cdot I_n + \alpha_p \cdot I_p) \cdot dx = (\alpha_n \cdot I + (\alpha_p - \alpha_n) \cdot I_p) \cdot dx$$

l'élément de bruit de grenaille créé dans la bande de fréquences  $\Delta f$  par  $dI_p$  est :

$$\overline{(dI_p - \overline{dI_p})^2} = 2 \cdot q \cdot dI_p \cdot \Delta f \quad (35)$$

Si l'on considère maintenant une paire électron-trou créée en  $x$ , le nombre total de paires  $N(x)$  résultant de son parcours dans la zone de multiplication est :



$$N(x) = 1 + \int_0^x \alpha_n(x') \cdot N(x') \cdot dx' + \int_x^{W_m} \alpha_p(x') \cdot N(x') \cdot dx' \quad (36)$$

soit

$$\frac{dN}{dx}(x) = [\alpha_n(x) - \alpha_p(x)] \cdot N(x) \quad (37)$$

En utilisant ces deux équations, on obtient :

$$N(x) = \frac{\exp\left[\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) \cdot dx\right]}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left[\int_0^{x'} (\alpha_p - \alpha_n) \cdot dx''\right] \cdot dx'} \quad (38)$$

(On retrouve bien les égalités :  $N(0) = M_n$  et  $N(W_m) = M_p$ .)

La densité spectrale de bruit créée au total par l'élément de courant  $dI_p$  généré entre  $x$  et  $x+dx$  s'écrit par conséquent, d'après (35) :

$$d\phi(x) = 2 \cdot q \cdot N^2(x) \cdot dI_p \quad (39)$$

Pour calculer la densité spectrale résultant de tout le phénomène de multiplication, il faut intégrer l'équation (39) entre  $x=0$  et  $x=W_m$  en tenant compte des courants entrant  $I_p(W_m)$  et  $I_n(0)$ , ce qui donne :

$$\phi = 2 \cdot q \cdot \left[ \int_0^{W_m} N^2(x) \cdot dI_p + N^2(0) \cdot I_n(0) + N^2(W_m) \cdot I_p(W_m) \right]$$

Le calcul complet de cette intégrale repose sur l'exploitation des équations (37) et (38). Nous ne donnons ici que le résultat final :

$$\phi = 2 \cdot q \cdot N^2(W_m) \cdot I_p(W_m) \cdot \left[ 2 - \frac{N^2(W_m)}{N(0)} + \frac{2}{N(0)} \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot N^2(x) \cdot dx \right] \quad (40)$$

Si l'on définit le facteur d'excès de bruit  $F$  par la relation :

$$\phi = 2 \cdot q \cdot I_p(W_m) \cdot M_p^2 \cdot F \quad (41)$$

comme  $N(W_m) = M_p$ , l'expression du facteur de bruit est :

$$F = 2 - \frac{N^2(W_m)}{N(0)} + \frac{2}{N(0)} \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot N^2(x) \cdot dx \quad (42)$$

Cette expression est équivalente à celle proposée dans la littérature :

$$F = M_p \cdot \left[ 1 - (1 - k_{eff}) \cdot \left[ \frac{M_p - 1}{M_p} \right]^2 \right]$$

avec

$$k_{eff} = \frac{k_2 - k_1^2}{k_1^2 \cdot (1 - k_2)}$$

et

$$k_1 = \frac{\int_0^{w_m} \alpha_p \cdot M_p(x) \cdot dx}{\int_0^{w_m} \alpha_n \cdot M_p(x) \cdot dx} \quad k_2 = \frac{\int_0^{w_m} \alpha_p \cdot M_p^2(x) \cdot dx}{\int_0^{w_m} \alpha_n \cdot M_p^2(x) \cdot dx}$$

De la même façon que précédemment, l'échantillonnage de la couche d'avalanche nous a permis de programmer l'intégration des éléments composant l'équation (42). Nous avons ainsi calculé la valeur du facteur de bruit dans le cas d'une pure injection de trous et à partir de différentes hypothèses de base concernant les coefficients d'ionisation.

#### Cas particuliers

$\alpha_n = \alpha_p$  : on obtient  $F = M_p = M_n$

$\alpha_p = k \cdot \alpha_n$  : on obtient le réseau de courbes de la Figure 2.16.

Ceci vérifie un résultat très important pour la conception des photodétecteurs à avalanche. Si l'on se place dans le cas d'une pure injection de trous dans la zone d'avalanche, et si les trous sont les porteurs les moins ionisants ( $\alpha_p < \alpha_n$  ou  $k < 1$ ) le facteur d'excès de bruit est supérieur au gain  $M$  et ceci d'autant plus que  $k$  est faible. Si, à l'inverse les trous sont les porteurs les plus ionisants ( $\alpha_p > \alpha_n$  ou  $k > 1$ ), le facteur d'excès de bruit est inférieur au gain et ceci d'autant plus que  $k$  est grand. Ce résultat est valable réciproquement pour les électrons. D'un premier abord, pour réaliser des photodiodes à avalanche à faible bruit, il faut donc choisir :

- pour la zone d'avalanche, un matériau qui présente la plus grande différence possible entre  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$ ,
- une structure qui réalise l'injection pure dans la couche d'avalanche des porteurs les plus ionisants.

Ces deux conditions sont réunies dans les structures SAM et SAGM GaInAs/InP. En effet, dans le cas d'une multiplication réalisée dans l'InP, nous avons vu

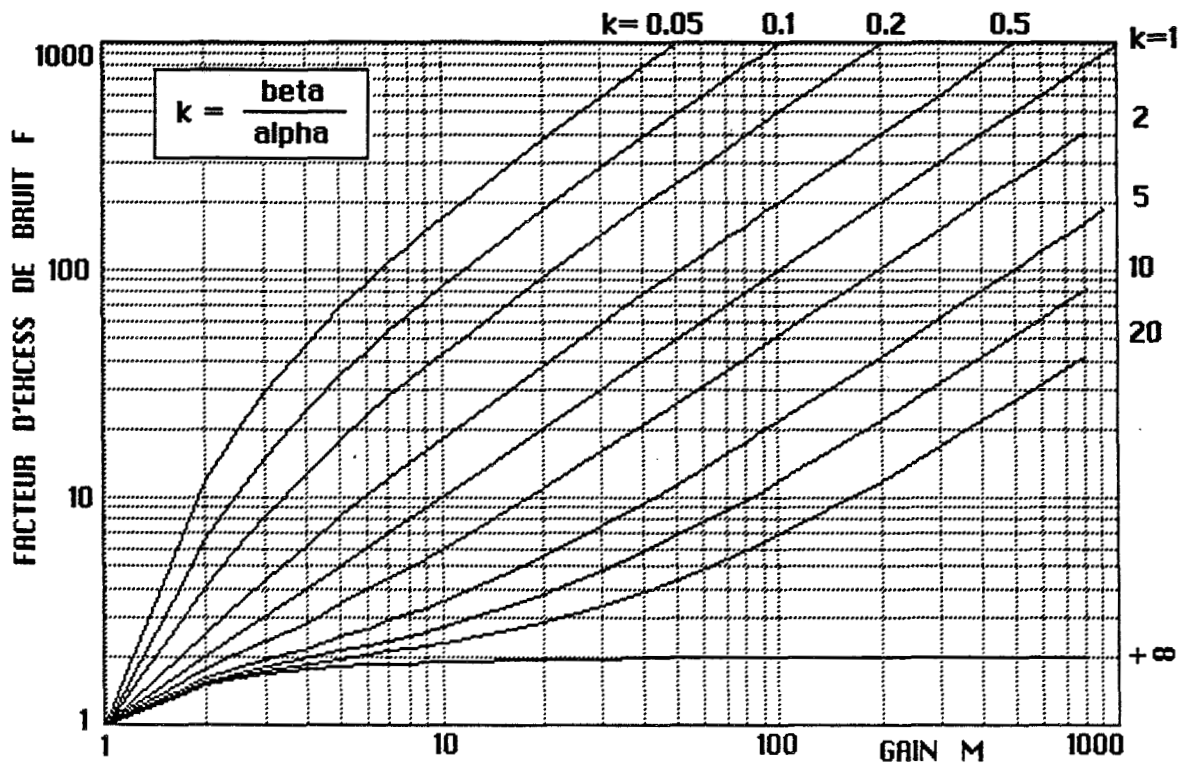
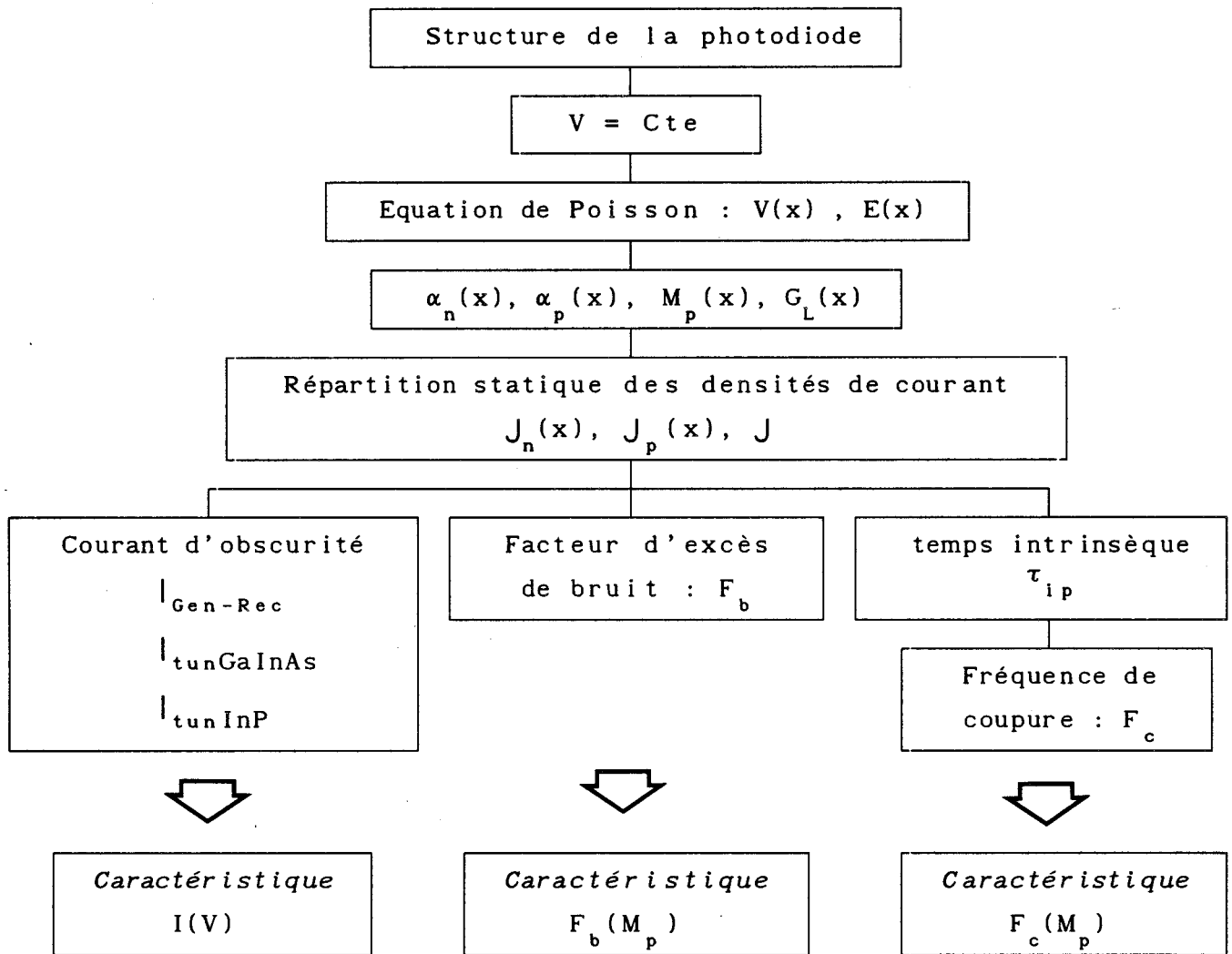


Figure 2.12 : Variation du facteur de bruit en fonction du gain pour différentes valeurs du rapport  $k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$

que le rapport  $\frac{\alpha_p}{\alpha_n}$  des coefficients d'ionisation est de l'ordre de 2.5 pour un champ électrique proche de 500kV/cm (voir la Figure 2.6), ce qui permet d'obtenir, dans le cas d'une pure injection de trous, des composants moins bruyants que les photodiodes au germanium pour lesquelles on a un rapport proche de l'unité. Toutefois, un certain nombre de recherches sont menées actuellement pour améliorer ce rapport, notamment en utilisant des superréseaux AlInAs/GaInAs [107].

#### II.4d. ORGANIGRAMME GENERAL DE SIMULATION

L'organigramme général de principe de notre simulation est présenté à la page suivante.



*Organigramme général*



### III. APPLICATION : ETUDE DE LA STRUCTURE DE LA ZONE ACTIVE

---

III.1. INTRODUCTION

III.2. LIMITES IMPOSEES PAR L'EFFET TUNNEL

III.3. LIMITES TECHNOLOGIQUES

III.3a. CARACTERISTIQUES DE LA COUCHE D'ABSORPTION

III.3b. CARACTERISTIQUES DE LA ZONE DE MULTIPLICATION

3b1. Zone d'avalanche à une couche d'InP

3b2. Zone d'avalanche à deux couches d'InP

III.3c. CONCLUSION

III.4. CONSEQUENCE : LES PERFORMANCES POSSIBLES

III.4a. FACTEUR D'EXCES DE BRUIT

III.4b. LIMITES DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE

4b1. Influence de l'ionisation par choc

4b2. Influence de la capacité et du transit

III.4c. CONCLUSION



### III.1. INTRODUCTION

Pour présenter l'ensemble des structures intéressantes de type SAGM et les limites absolues de leurs performances, il est nécessaire de suivre un fil conducteur, les grandeurs intervenant dans la définition d'une structure étant nombreuses. L'utilisation de notre modélisation nous a montré que l'épaisseur totale  $W_m$  de la zone d'avalanche permet de résoudre ce problème le plus simplement. Dans ce chapitre, nous allons donc présenter en fonction de  $W_m$  :

- les abaques donnant les structures favorables,
- les performances possibles pour ces structures.

Au niveau des performances, nous abordons le facteur de bruit, l'influence du phénomène d'ionisation par choc et celle de l'effet de capacité et de transit sur la fréquence de coupure.

### III.2. LIMITES IMPOSEES PAR L'EFFET TUNNEL

Nous fixons ces limites pour chaque matériau à une densité tunnel inférieure à  $2 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ , ce qui donne un courant tunnel de 10nA dans une photodiode ayant une surface de  $5000 \mu\text{m}^2$ .

En ce qui concerne l'InP, on obtient actuellement un matériau de bonne qualité, le coefficient  $\Gamma$  correspondant est donc pris égal à 1.44. La figure 2.12 montre la limite de champ imposée, qui donne un champ critique :

$$E_{c\text{InP}} = 800 \text{ kV/cm}$$

Pour le GaInAs, le matériau obtenu est moins bon en général que dans le cas de l'InP (dopage résiduel plus élevé), ce qui conduit à prendre par prudence  $\Gamma = 1.11$  et une valeur de champ critique :

$$E_{c\text{GaInAs}} = 200 \text{ kV/cm}$$

Ces limites couramment admises, sont à considérer comme une base pour la conception des structures, mais il est possible d'obtenir expérimentalement un courant tunnel faible en les dépassant. Tout dépend de la qualité de fabrication du composant testé; par exemple, Osaka & al [73] ont poussé le champ électrique jusqu'à 240kV/cm dans du GaInAs pour y mesurer les coefficients d'ionisation.

### III.3. LIMITES TECHNOLOGIQUES

Le nombre des paramètres qui influent sur le comportement des structures SAGM est grand; il est donc nécessaire d'adopter un fil conducteur pour cerner les



limites technologiques permettant de réaliser des composants utilisables.

### Méthode de travail

Nous avons donc séparé la structure en deux parties à partir du profil typique de champ électrique (voir Figure 3.3), la première comprend la couche d'absorption et la couche graduelle, la seconde la zone de multiplication.

Nous optimisons le profil de champ dans des conditions proches des conditions courantes de fonctionnement. Etant donné que ces dernières varient avec le composant dans l'étroite plage de tension où le gain est important, nous avons choisi une optimisation à la tension de polarisation  $V_{10}$  conduisant à un gain de 10. Le gain augmentant très rapidement avec la tension de polarisation,  $V_{10}$  est très proche de la tension de fonctionnement et de la tension de claquage  $V_B$ .

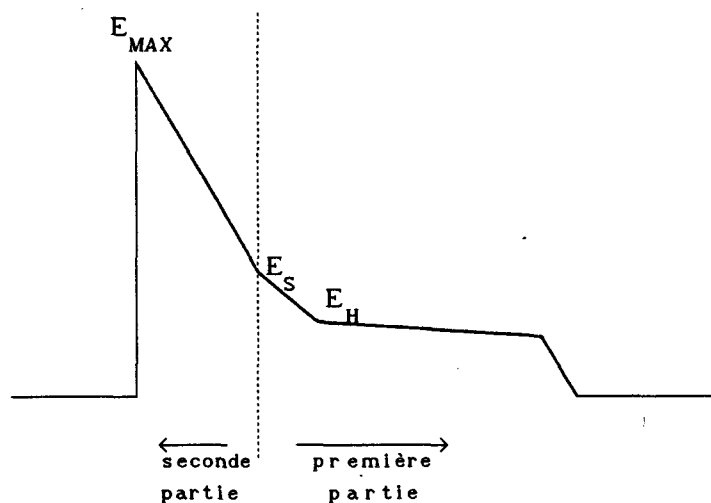


Figure 3.1 : Méthode d'analyse de la structure

### Définitions

Dans la suite, nous nommons :

$E_H$  le champ électrique à l'hétérointerface quaternaire-ternaire,

$E_S$  le champ électrique à l'hétérointerface InP-quaternaire,

$W_m, N_{dm}, \sigma_m = W_m \cdot N_{dm}$ , et  $\epsilon_m$  les caractéristiques de la couche d'avalanche,

$W_Q, N_{dQ}, \sigma_Q = W_Q \cdot N_{dQ}$ , et  $\epsilon_Q$  les caractéristiques de la couche graduelle,

$W_a, N_{da}, \sigma_a = W_a \cdot N_{da}$ , et  $\epsilon_a$  les caractéristiques de la couche d'absorption.

*Pourquoi utiliser le produit  $\sigma = W \cdot N_d$  ?*

Parce qu'il relie de façon directe les caractéristiques technologiques d'une

couche et leur effet sur le champ électrique si la couche est totalement désertée. On a en effet d'après l'équation de Poisson une relation simple entre le champ électrique  $E_1$  à l'entrée de la couche et le champ  $E_2$  à la sortie :

$$E_1 - E_2 = \frac{q \cdot N_d \cdot W}{\epsilon} = \frac{q}{\epsilon} \cdot \sigma$$

La grandeur  $\sigma$  qui a la dimension d'une densité surfacique est donc intéressante parce qu'elle permet d'appréhender plus simplement les problèmes de structure.

### III.3a. CARACTERISTIQUES DE LA COUCHE D'ABSORPTION

On désire d'une part que  $E_H$  reste inférieur à 200kV/cm pour limiter l'effet tunnel, d'autre part, que la couche d'absorption soit désertée en totalité à la tension de fonctionnement, pour que les porteurs photocréés ne soient pas collectés par diffusion dans une zone faiblement dopée, ce qui diminuerait les performances dynamiques du composant; d'où la condition

$$E_H - \frac{q}{\epsilon_a} \cdot \sigma_a > 0$$

et mieux, si l'on désire que les porteurs photocréés aient rapidement leur vitesse de saturation :

$$E_H - \frac{q}{\epsilon_a} \cdot \sigma_a > 100\text{kV/cm}$$

En fait, pour limiter l'effet des barrières de potentiel due au changement de matériau, on doit polariser l'hétérointerface le plus possible, comme nous le verrons plus loin, d'où la valeur optimale :

$$E_H = 190\text{kV/cm}$$

On en déduit :

$\sigma_a < 1.31 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  ( $N_{da} < 6.6 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  pour  $W_a = 2\mu\text{m}$ ) si l'on veut que la couche soit totalement désertée au point de fonctionnement,  
 et  $\sigma_a < 6.2 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$  ( $N_{da} < 3.1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$  pour  $W_a = 2\mu\text{m}$ ) si l'on veut qu'au point de fonctionnement, les porteurs aient leur vitesse de saturation dans toute la zone déserte.

#### *Épaisseur $W_a$ de la couche d'absorption*

Cette épaisseur est d'abord liée aux propriétés d'absorption du GaInAs. D'après les mesures effectuées par Humphreys & al en 1985 [76], le coefficient d'absorption de ce matériau dépend de son dopage et de la longueur

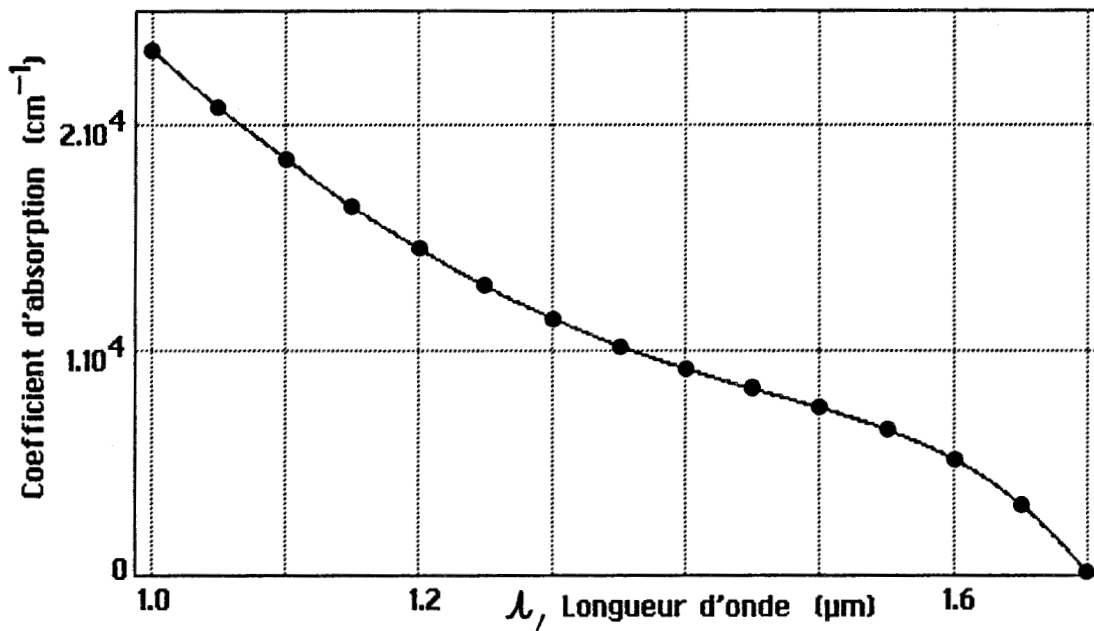


Figure 3.2 : Coefficient d'absorption dans le GaInAs de type N<sup>-</sup> les points experimentaux sont donnés par [76]

d'onde considérée. La Figure 3.2 montre la variation de ce coefficient aux grandes longueurs d'onde pour un matériau dopé N<sup>-</sup>. Nous avons déterminé une expression polynomiale correspondante, elle est de la forme :

$$\alpha(\lambda) = a_0 + a_1 \cdot \lambda + a_2 \cdot \lambda^2 + a_3 \cdot \lambda^3 + a_4 \cdot \lambda^4 + a_5 \cdot \lambda^5$$

avec les valeurs suivantes :

$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$
80.237	-306.602	503.369	-423.223	178.524	-29.968

valables pour une longueur d'onde exprimée en micron et comprise entre 1.0 et 1.7 μm, et lorsque  $\alpha$  est donné en  $\mu\text{m}^{-1}$ . Nous notons de plus les deux valeurs remarquables :

$$\alpha(1.3\mu\text{m}) = 1.16 \mu\text{m}^{-1}$$

$$\alpha(1.55\mu\text{m}) = 0.677 \mu\text{m}^{-1}$$

Si l'on considère uniquement la génération par absorption de photons, on a dans la couche de GaInAs :

$$-\frac{dJ_p}{dx}(x) = \frac{dJ_n}{dx}(x) = q \cdot G_L(x)$$

$$J = J_n(x) + J_p(x)$$

Ce qui donne :

$$J = \frac{q \cdot P_{LO}}{h \cdot \nu} \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot W_a))$$

où  $P_{LO}$  est exprimée en  $W/cm^2$ .

Le rendement quantique optique interne du composant est alors le nombre de paires électron-trou photocréées par photon incident soit :

$$\eta = (1 - \exp(-\alpha \cdot W_a))$$

Nous définissons le coefficient de réponse comme le courant collecté pour 1 Watt de puissance lumineuse incidente, soit :

$$\mathcal{R} = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot W_a))$$

Pour ces deux grandeurs, nous n'avons pas tenu compte de la réflexion de la lumière à la surface du composant. Nous avons calculé  $\eta$  et  $\mathcal{R}$  aux grandes longueurs d'onde pour différentes valeurs de  $W_a$ , ces résultats sont donnés Figures 3.3 et 3.4. Ils montrent que pour obtenir un rendement quantique optique interne de 80%, il faut au minimum une épaisseur de couche d'absorption de  $1.5\mu m$  à  $\lambda = 1.3\mu m$  et de  $2.5\mu m$  à  $\lambda = 1.55\mu m$ . Toutefois, si l'on considère le coefficient de réponse, une épaisseur de  $2\mu m$  permet d'obtenir une valeur de  $\mathcal{R}$  supérieure à  $0.9A/W$  dans les deux cas. Nous considérons donc que la condition :

$$W_a \geq 2\mu m$$

est satisfaisante du point de vue de la sensibilité.

### III.3b. CARACTERISTIQUES DE LA COUCHE DE MULTIPLICATION

Nous considérons seulement le cas d'une couche de multiplication en InP. D'une façon générale, soit elle est composée d'une seule couche d'InP dopée N, soit elle est composée d'une couche d'InP dopée  $N^-$  et d'une couche dopée N (Figure 3.5). On peut optimiser la structure globale d'un composant dans les deux cas, ce qui laisse une infinité de possibilités, mais les performances qui en résultent sont principalement liées à l'épaisseur globale  $W_m$  de la couche de multiplication. Nous allons donc d'abord traiter le cas général des zones de multiplication faites d'une seule couche dopée N, on sera conduit ensuite à considérer l'autre cas afin d'optimiser des composants de couche de multiplication très fine.

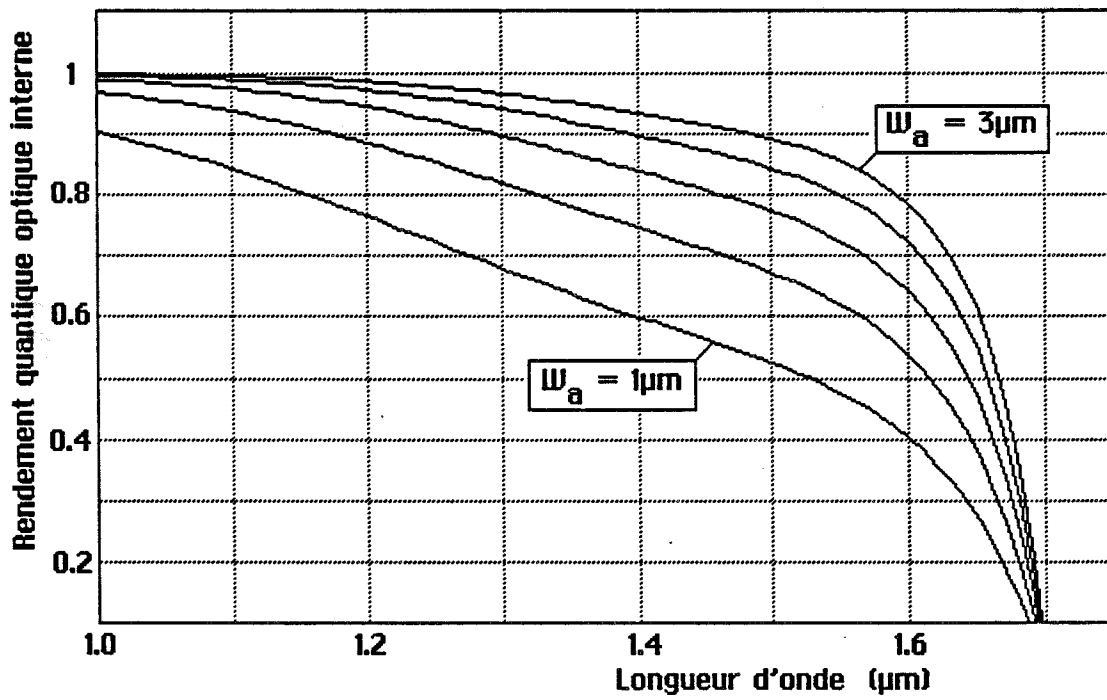


Figure 3.3 : Rendement quantique optique interne pour  $W_a = 1, 1.5, 2, 2.5$  et  $3\mu\text{m}$

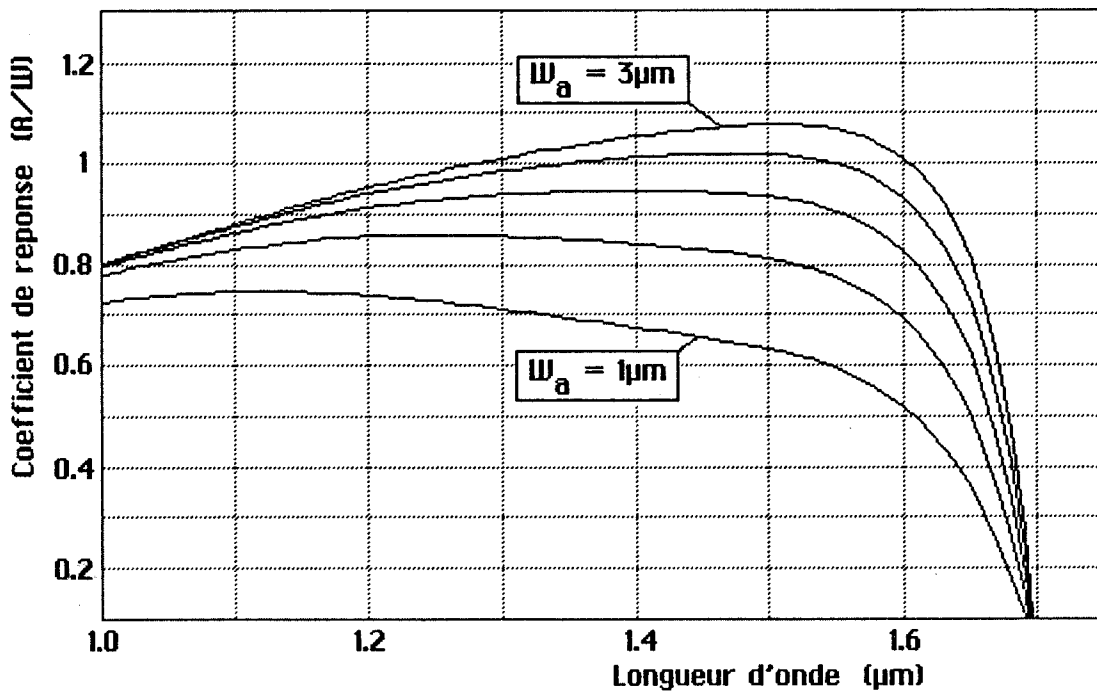


Figure 3.4 : Coefficient de Réponse pour  $W_a = 1, 1.5, 2, 2.5$  et  $3\mu\text{m}$

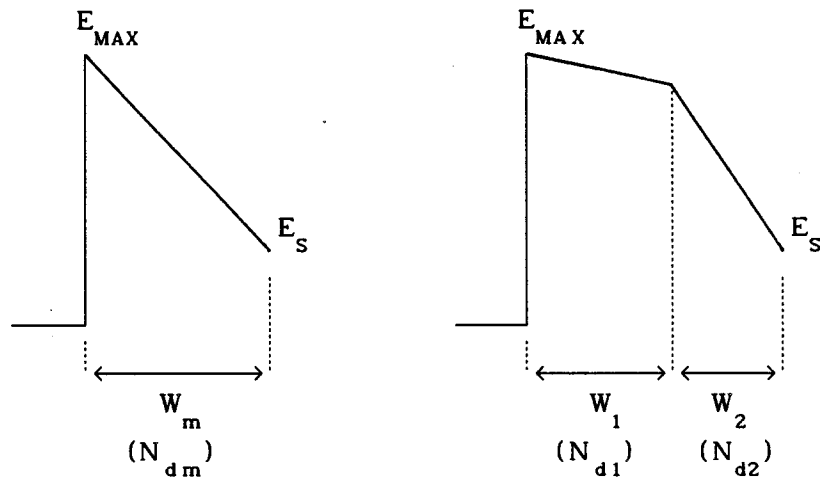


Figure 3.5 : Profil de champ pour les deux structures de couche d'avalanche.

### 3b1. COUCHE D'AVALANCHE DOPEE N

#### Principe du calcul

Nous avons fixé le champ électrique  $E_s$ , puis pour chaque épaisseur  $W_m$ , nous avons calculé le dopage  $N_{dm}$  conduisant à un gain  $M=10$ . Cela nous a donné le réseau de courbes présenté Figure 3.6.

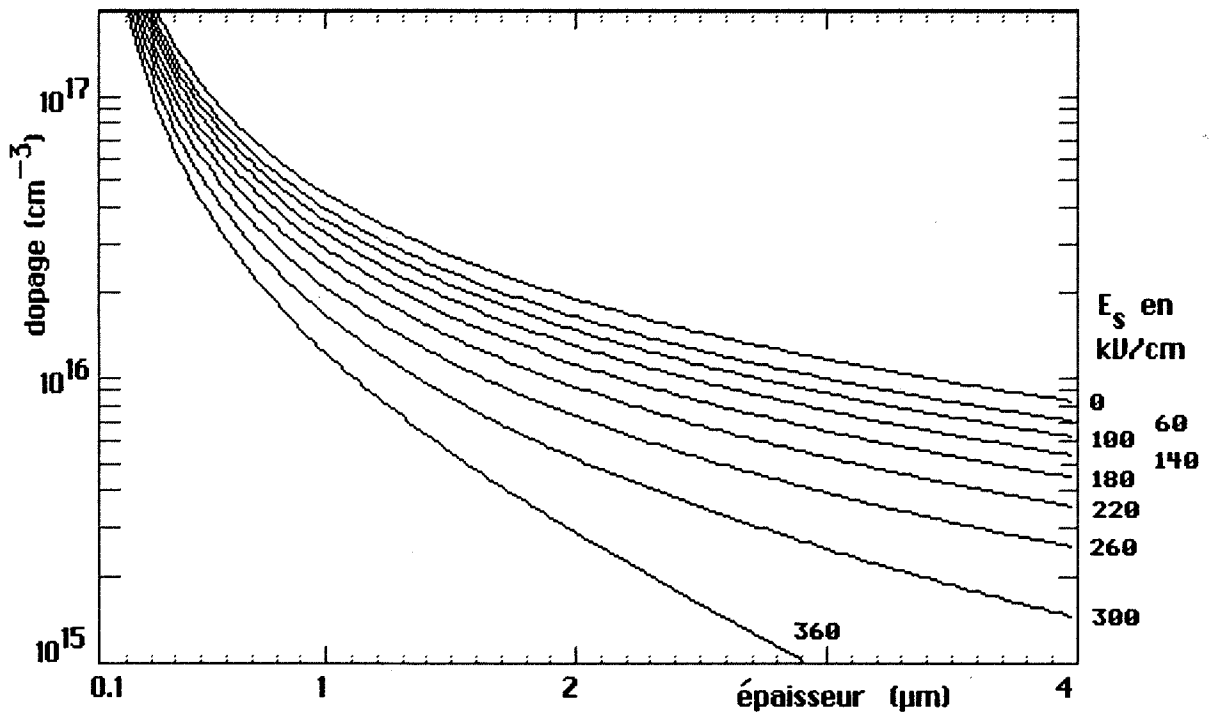


Figure 3.6 : Caractéristiques de la couche de multiplication

*Comment utiliser cet abaque ?*

Pour une structure sans couche graduelle (de type SAM), il suffit de poser :

$$E_S = E_H = 190\text{kV/cm}$$

on obtient toutes les valeurs intéressantes.

Pour une structure SAGM, on a :

$$E_S = E_H + \frac{q}{\epsilon_Q} \cdot \sigma_Q$$

Par exemple, si l'on prend  $\sigma_Q = 0.42 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  et  $E_H = 190\text{kV/cm}$  (soit  $W_Q = 0.42\mu\text{m}$  et  $N_{dQ} = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ , valeurs proches de ce qui est réalisé à CIT Alcatel, ou bien  $W_Q = 0.21\mu\text{m}$  et  $N_{dQ} = 2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ , valeurs typiques à ATT), on trouve :

$$E_S = 250\text{kV/cm}$$

ce qui donne la courbe  $N_{dm}(W_m)$  convenable.

*Autres constatations concernant cet abaque*

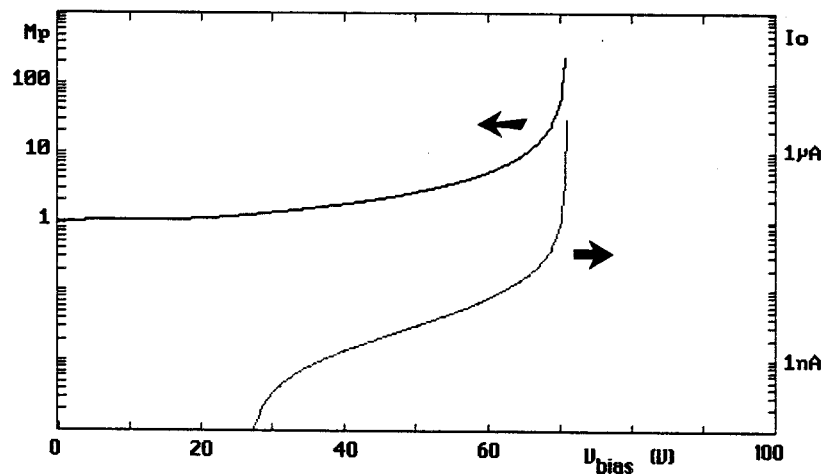
Il permet d'évaluer, à partir d'un point donné  $(W_m, N_{dm})$ , l'influence d'une variation  $dW_m$  ou  $dN_{dm}$  sur le comportement du composant.

- Si  $\sigma_m$  augmente légèrement,  $E_S$  diminue, c'est à dire que pour la même intensité du phénomène d'ionisation par choc dans la couche de multiplication, on a un champ électrique plus faible dans la couche graduelle et la couche d'absorption. Si l'accroissement  $dW_m$  ou  $dN_{dm}$  est plus important, à la limite, la condition :

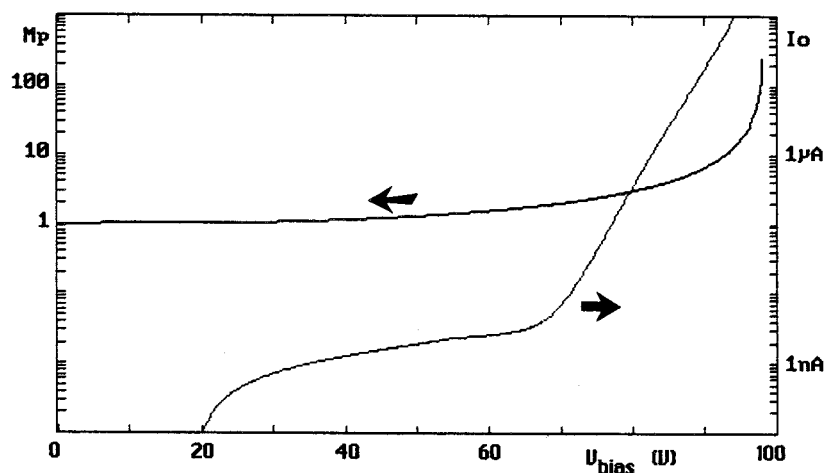
$$E_H - \frac{q}{\epsilon_a} \cdot \sigma_a = E_S - \frac{q}{\epsilon_Q} \cdot \sigma_Q - \frac{q}{\epsilon_a} \cdot \sigma_a > 0$$

n'est plus vérifiée au point de fonctionnement parce que  $E_H$  devient trop faible et la structure n'est plus intéressante.

- Si au contraire,  $\sigma_m$  diminue,  $E_S$  augmente et l'effet tunnel dans le GaInAs devient plus important, ce qui accroît le courant d'obscurité parasite. A la limite, on obtient une structure dont le courant tunnel devient très élevé alors qu'il n'y a pas dans la couche de multiplication suffisamment de champ électrique pour permettre un gain élevé. Ce problème apparait clairement sur les deux caractéristiques théoriques de gain et d'obscurité de la Figure 3.6. La première correspond à un  $\sigma_m$  convenable, la seconde à un  $\sigma_m$  trop faible. Dans le second cas, il est impossible de profiter de la multiplication car le claquage par effet tunnel se fait à une tension de polarisation où le gain est encore faible.



$\sigma_m$  convenable :  
 $W_m = 1\mu\text{m}$   
 $N_{dm} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$



$\sigma_m$  trop faible :  
 $W_m = 1\mu\text{m}$   
 $N_{dm} = 1.5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$

Figure 3.7 : Comparaison de deux caractéristiques Gain+Courant d'obscurité la première de  $\sigma_m$  convenable, la seconde de  $\sigma_m$  trop faible.

*Précision nécessaire pour  $W_m$  et  $N_{dm}$*

Plus la couche d'avalanche est fine, plus la fabrication doit être précise. Globalement, une variation relative de  $\pm 10\%$  sur l'épaisseur ou de  $\pm 20\%$  sur le dopage conduit, à gain constant, à une variation de  $\pm 40\text{kV/cm}$  du champ électrique  $E_s$  (donc de  $E_H$ ) au point de fonctionnement. Ceci fixe les normes à respecter dans le cas d'une zone d'avalanche monocouche.

*Comparaison des résultats de la Figure 3.6 avec les données de la littérature.*

Nous avons placé sur le réseau de courbes obtenu par notre simulation les zones correspondant à un certain nombre de composants réalisés depuis 1980. Ceci est présenté Figure 3.8. A titre indicatif, il faut signaler que la majorité de ces composants ont une couche graduelle.



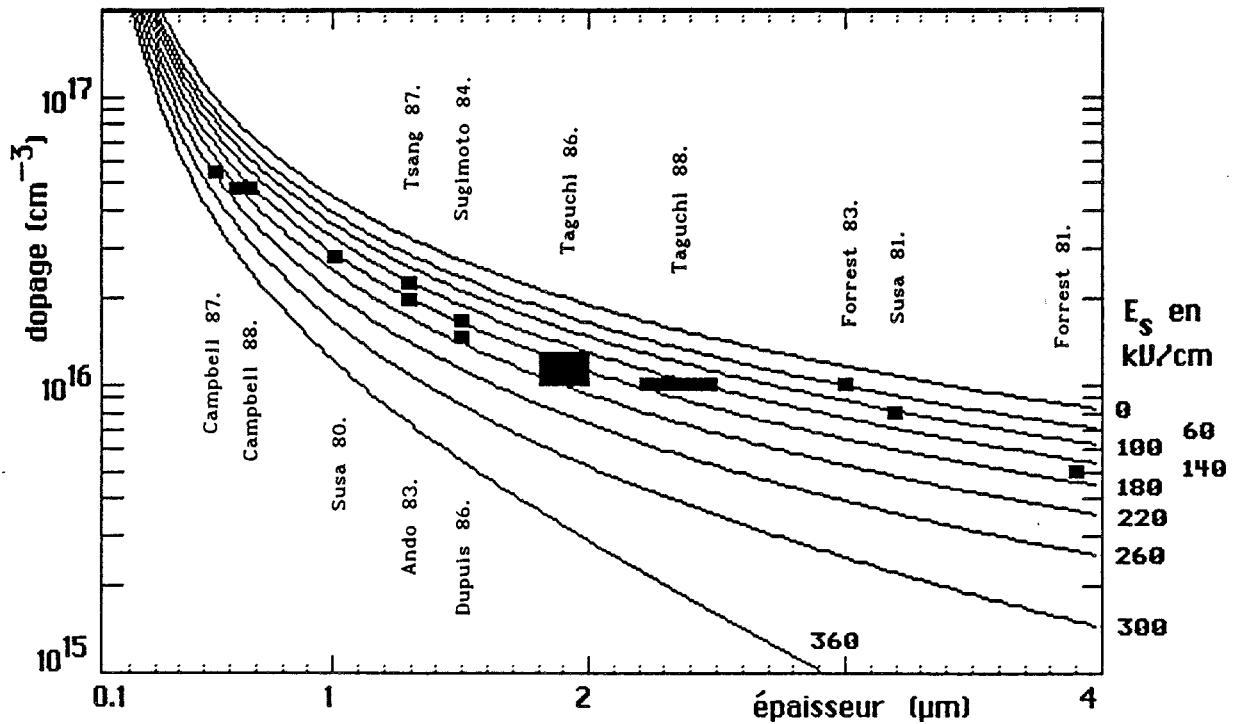


Figure 3.8 : Caractéristiques de la couche de multiplication :  
 Comparaison avec les données de la littérature

Afin de pousser plus loin notre analyse, nous avons admis pour la couche graduelle une valeur typique  $\sigma_Q = 0.42 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  proche de ce qui se fait couramment. Nous avons calculé, pour un champ d'hétérointerface  $E_H$  de 190kV/cm :

- la courbe  $N_{dm}(W_m)$  correspondant à un gain de 10 (Figure 3.9),
- la valeur du champ électrique maximal à la jonction (Figure 3.10),
- la valeur de la tension de polarisation globale correspondant à  $M=10$  et pour une couche d'absorption de caractéristiques typiques :  
 $W_a = 2\mu\text{m}$  et  $N_{da} = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (Figure 3.11).

Nous constatons la variation quasi-linéaire de la tension de polarisation correspondant à un gain de 10 (donc très proche de  $V_B$ , c'est à dire que la tension de claquage évolue de la même manière que l'épaisseur de la couche de multiplication).

En ce qui concerne maintenant le champ électrique maximal à la jonction, son augmentation rapide lorsque  $W_m$  diminue montre qu'il existe une valeur limite  $W_{m0}$  au dessous de laquelle l'effet tunnel à la jonction dans l'InP perturbe le fonctionnement du composant en créant un courant tunnel parasite trop

élevé. Si  $E_{MAX} = 800\text{kV/cm}$ , on a :

$$W_{m0} = 0.4\mu\text{m}$$

Pour des épaisseurs de couche d'avalanche inférieures à  $0.4\mu\text{m}$ , la structure simple de couche de multiplication que nous étudions n'est plus valable. En fait, cette limite est délicate et dépend beaucoup de la qualité du matériau réalisé; une épaisseur de  $0.5\mu\text{m}$  conduit à un champ maximal de  $750\text{kV/cm}$ , ce qui est déjà élevé.

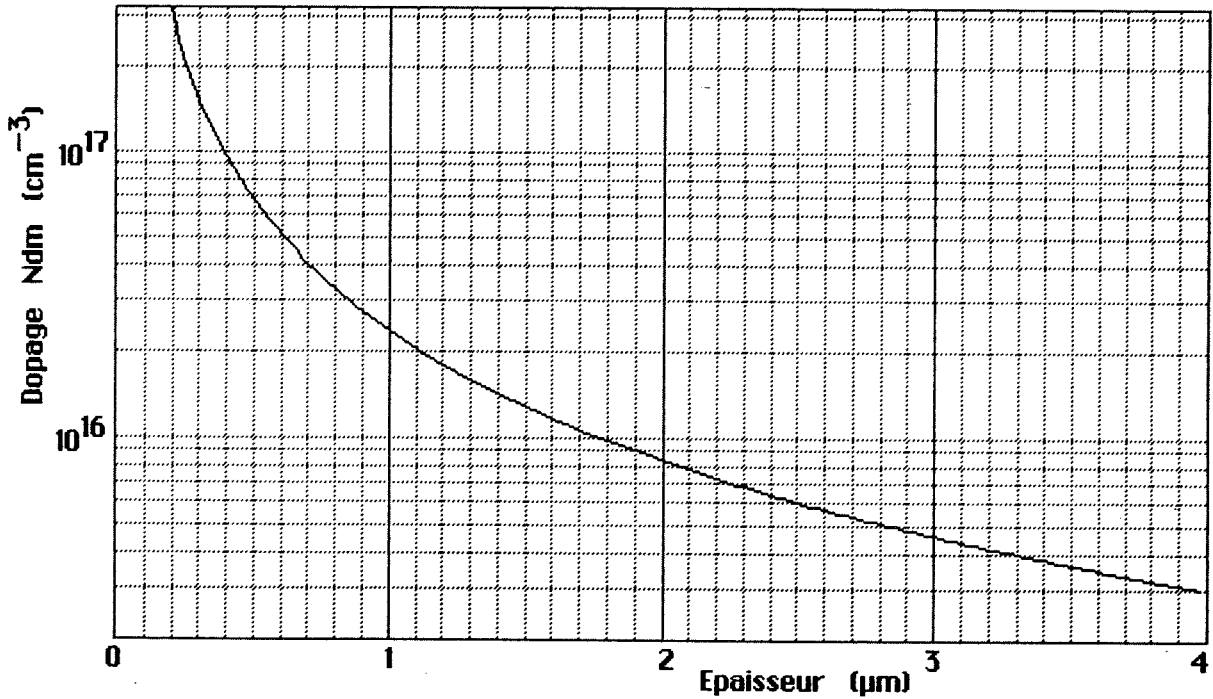


Figure 3.9 : Caractéristiques de la couche de multiplication valables pour  $E_H = 190\text{kV/cm}$  et  $\sigma_0 = 0.42 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$

Pour réaliser des composants de couche de multiplication plus fine, il faut, pour une épaisseur  $W_m$  donnée, pouvoir limiter le champ électrique maximal à la jonction en conservant un gain équivalent, d'où l'intérêt d'utiliser deux couches d'InP conduisant au profil de champ le plus "rectangulaire" possible (Figure 3.5).

### 3b2. ZONE DE MULTIPLICATION A DEUX COUCHES D'InP

Le profil de champ le plus favorable est le plus "rectangulaire" possible, nous avons donc choisi (voir la Figure 3.5)  $W_2 = 0.1\mu\text{m}$  et  $N_{d1} = 2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ;

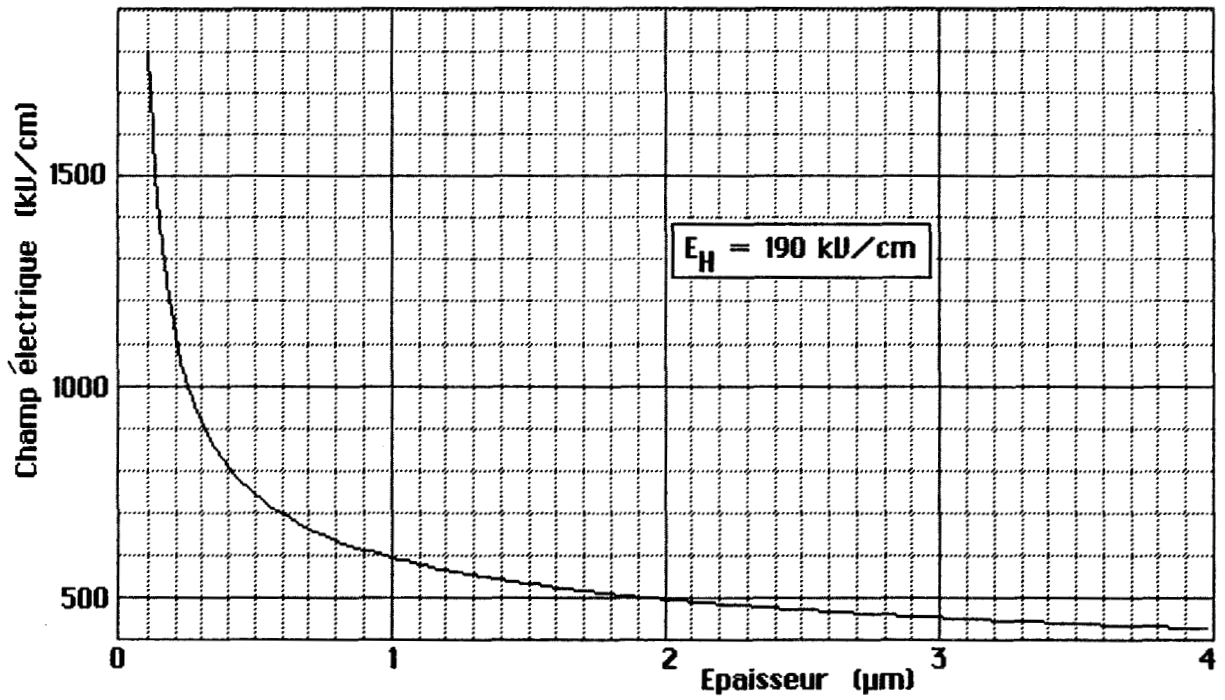


Figure 3.10 : Champ électrique maximal à la jonction pour  $M=10$  en fonction de l'épaisseur de la couche de multiplication

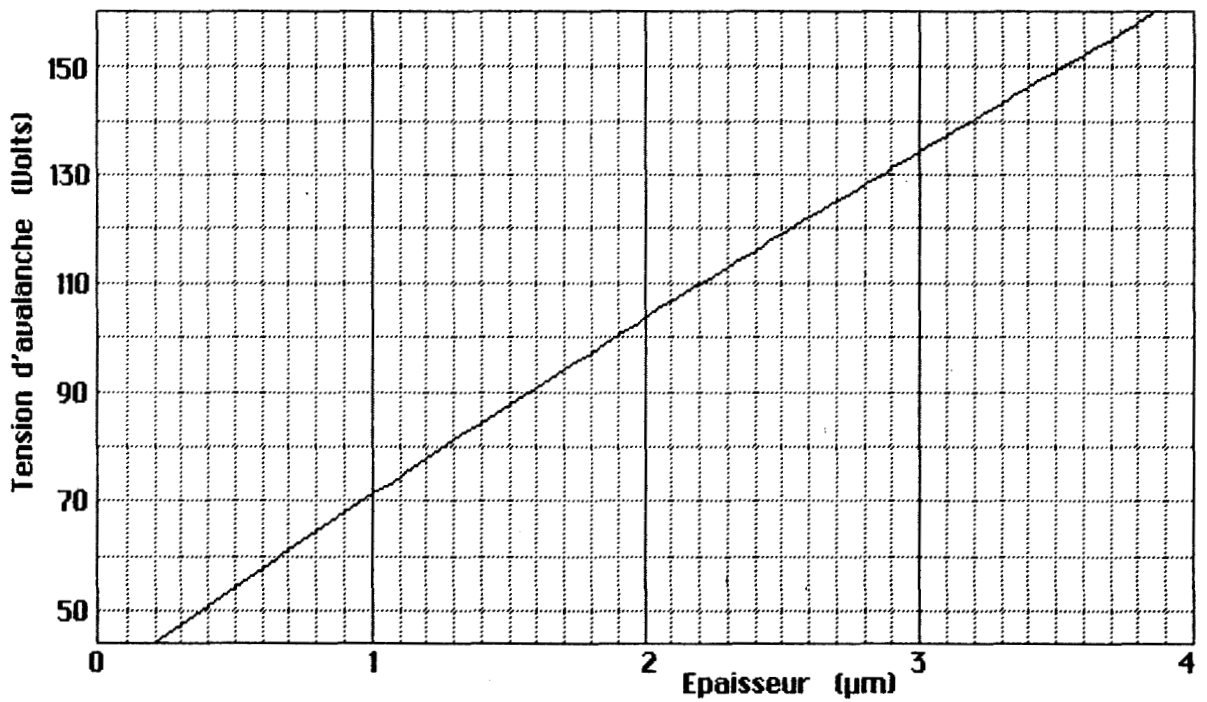


Figure 3.11 : Tension aux bornes du composant pour  $M=10$  en fonction de l'épaisseur de la couche de multiplication

puis, à  $E_S$  constant et pour chaque valeur de  $W_1$ , nous avons calculé le dopage  $N_{d2}$  conduisant à un gain de 10. L'épaisseur totale de la couche d'avalanche est :

$$W_m = W_1 + W_2 = W_1 + 0.1\mu\text{m}$$

Cet abaque valable pour les couches d'avalanche très fines est présenté Figure 3.12. Il est utilisable de la même façon que précédemment, on voit la précision exigée pour le dopage  $N_{d2}$  de la couche fortement dopée : valeurs comprises entre  $1$  et  $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  à  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  près (ou mieux, à  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  près), ainsi que celle portant sur l'épaisseur  $W_1$  : une variation de  $\pm 200\text{\AA}$  conduit à une modification de  $\pm 40 \text{ kV/cm}$  du champ d'hétérointerface au point de fonctionnement, d'où la difficulté de réalisation et l'emploi de la MOCVD. Si l'on considère maintenant l'évolution de  $E_{MAX}$  correspondant à un champ  $E_H$  de  $180 \text{ kV/cm}$  (Figure 3.13) (nous adoptons ici cette valeur parce qu'elle est la plus élevée possible mais un peu plus inférieure à la limite tunnel que la valeur précédente, ceci afin de laisser une plus grande marge due à l'incertitude technologique), on constate qu'il est théoriquement possible de

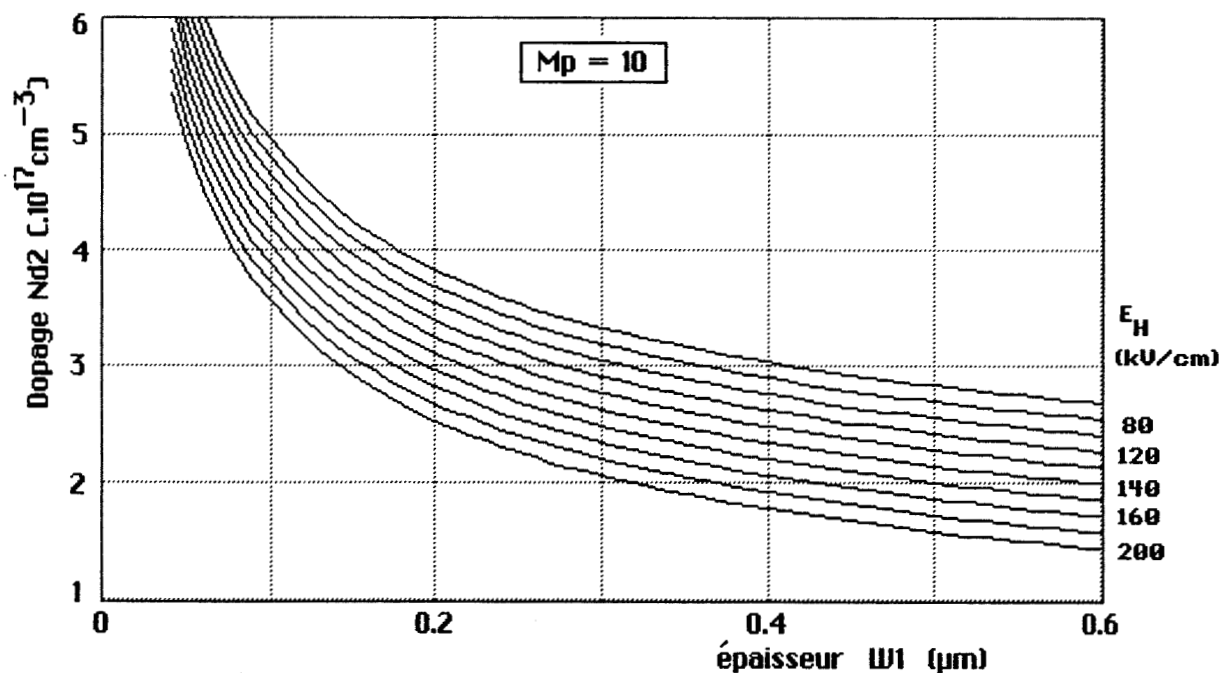


Figure 3.12 : Caractéristiques de la zone de multiplication dans le cas où elle est composée de deux couches d'InP très fines

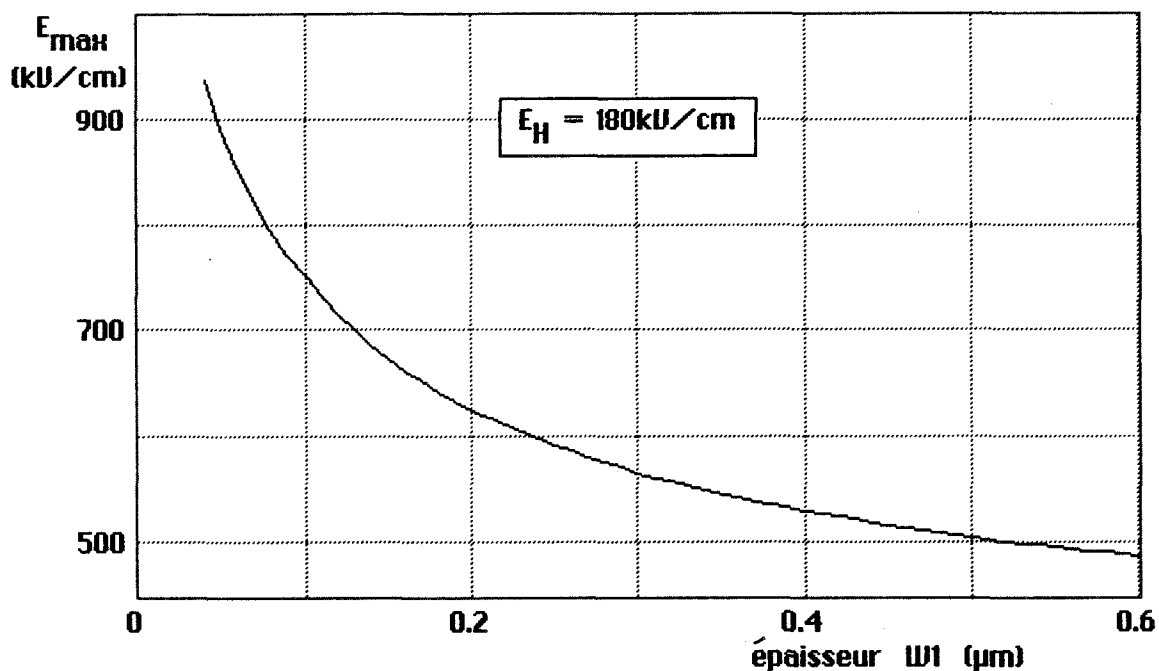


Figure 3.13 : Variation du champ électrique maximal

réaliser des structures de couche d'avalanche aussi fines que :

$$W_{m0} = 0.2 \mu\text{m}$$

### III.3c. CONCLUSION

Concernant les limites technologiques permettant de concevoir des zones actives de comportement favorable, on peut résumer les résultats importants qui permettent d'apprécier globalement l'ensemble des contraintes technologiques.

D'abord, on peut utiliser une zone d'avalanche monocouche pour des épaisseurs  $W_m$  supérieures à  $0.5 \mu\text{m}$ ; au dessous, il faut introduire deux couches d'InP dont l'une est fortement dopée.

Plus on diminue l'épaisseur de la zone de multiplication, plus la maîtrise des caractéristiques technologiques de cette zone doit être bonne, et corrélativement, pour une chaîne de production, plus le contrôle du processus de fabrication doit être précis. Ceci contraint à choisir les méthodes de croissance adéquates.

L'épaisseur minimale  $W_m$  de la zone de multiplication est d'après nos calculs

de  $0.2\mu\text{m}$ .

Enfin, si l'on conçoit la zone active de façon à obtenir un champ électrique  $E_H$  de  $190\text{kV/cm}$  au point de fonctionnement, la tension de claquage diminue quasi-linéairement lorsque  $W_m$  diminue. On passe de  $104\text{V}$  pour une épaisseur de  $2\mu\text{m}$  à  $40\text{V}$  pour les couches de multiplication les plus fines.

Nous allons maintenant étudier l'ensemble des performances possibles dans le cadre des limites technologiques.

### III.4. CONSEQUENCE : LES PERFORMANCES POSSIBLES

Les performances d'une photodiode à avalanche dépendent fortement de l'épaisseur  $W_m$  de la zone de multiplication, nous allons les présenter pour les différentes valeurs possibles de  $W_m$ , en nous attachant sur les structures les plus fines.

#### III.4a. FACTEUR DE BRUIT

Pour le facteur de bruit, nous n'avons considéré que les zones d'avalanche monocouches d'une épaisseur supérieure à  $0.5\mu\text{m}$ . Nous sommes partis de

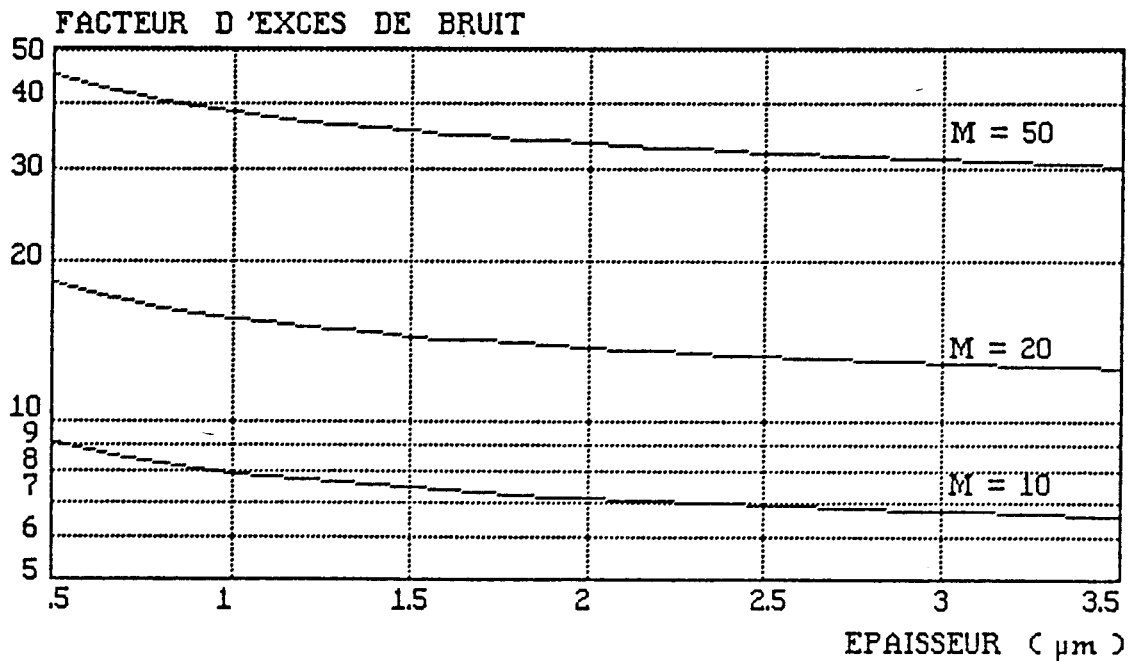


Figure 3.14 : Facteur d'excès de bruit pour un champ d'hétérointerface  $E_H = 190\text{kV/cm}$

l'ensemble des couples  $(W_m, N_{dm})$  conduisant à un champ d'hétérointerface  $E_H$  de 190kV/cm à gain 10 (voir la courbe  $N_{dm}(W_m)$  Figure 3.9). Pour chaque couple, nous avons calculé le facteur de bruit correspondant à un gain de 10, 20 et 50. La figure 3.14 montre le résultat obtenu. A gain constant,  $F_B$  diminue lorsque  $W_m$  augmente. Ceci est dû au fait qu'à gain égal, le champ électrique dans la couche de multiplication diminue lorsque  $W_m$  augmente (Figure 3.10); or le rapport  $\alpha_p/\alpha_n$  des coefficients d'ionisation augmente lorsque le champ diminue (Figure 2.10), par conséquent, le facteur de bruit baisse.

D'un premier abord, du point de vue du bruit, on aurait donc intérêt à choisir de grandes épaisseurs  $W_m$ ; toutefois, ces résultats ne sont fiables que pour les épaisseurs supérieures au micron.

*Que se passe-t-il pour les épaisseurs submicroniques ?*

Pour les couches fines, comme nous l'avons dit au chapitre 2, le phénomène d'ionisation par choc est de plus en plus déterminé, donc moins bruyant qu'un processus poissonnien. Il faut modéliser autrement la statistique de la multiplication. (Se reporter aux travaux théoriques récents de Saleh & al [104], et aux mesures effectuées par Campbell & al sur des photodiodes de couche d'avalanche fine [94]; les mesures que nous avons faites accèdent la thèse de la diminution du facteur de bruit aux faibles épaisseurs ( $\leq 1\mu m$ ), elles sont présentées plus loin au chapitre 6.)

### III.4b. LIMITES DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE

*Parenthèse sur la vitesse de saturation des porteurs*

Dans les calculs, nous avons pris :  $V_n = 8.10^6$  cm/s d'après la référence [58], ce qui correspond aux valeurs typiques mesurées dans l'InP; toutefois, la vitesse de saturation des électrons influe peu sur les résultats si elle est comprise entre  $8.10^6$  et  $10^7$  cm/s.

En ce qui concerne les trous, nous avons adopté :  $V_p = 5.10^6$  cm/s [66,96], valeur importante; nous étudions le cas échéant les conséquences de sa variation.

#### 4b1. INFLUENCE DE L'IONISATION PAR CHOC

Nous nous intéressons uniquement à l'influence du phénomène de multiplication sur la fréquence de coupure. Toujours pour les structures optimales de la Figure 3.9, nous avons calculé le produit gain-bande GB correspondant à un gain de 10, 20 et 100. GB augmente lorsque  $W_m$  diminue (Figure 3.15), ce qui s'explique par la dynamique propre au phénomène d'avalanche. La rapidité du

processus est liée au temps total nécessaire pour que tous les porteurs primaires et secondaires sortent de la couche de multiplication. Elle dépend

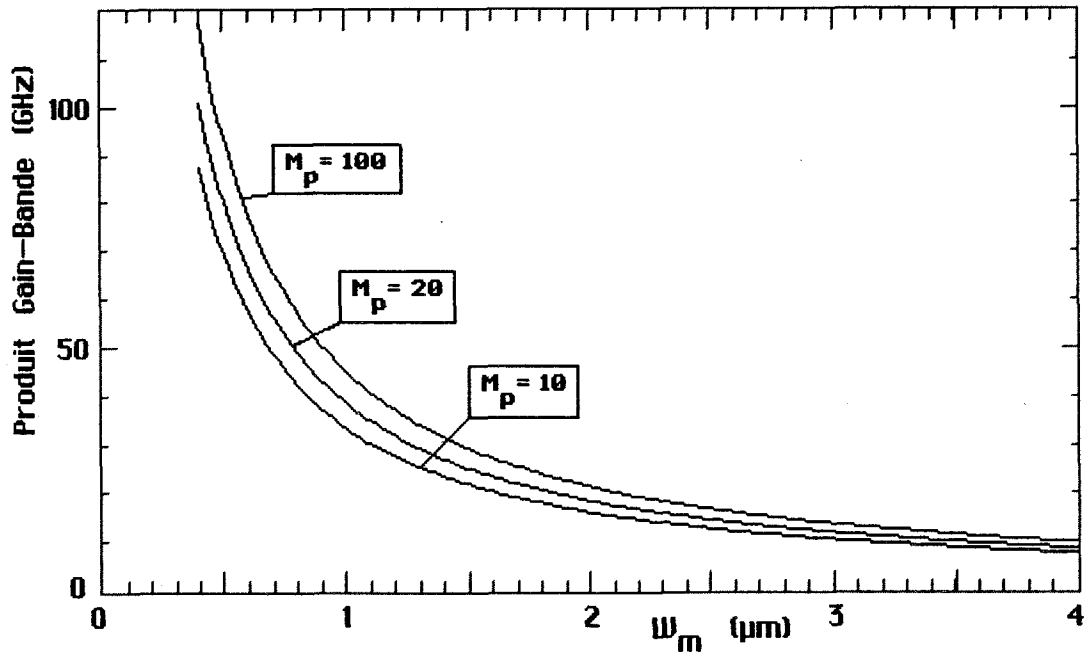


Figure 3.15 : Produit Gain-Bande pour  $W_m \geq 0.4\mu\text{m}$   
(zone d'avalanche à une couche d'InP)

donc de la vitesse de saturation des porteurs et de l'épaisseur  $W_m$ . Plus  $W_m$  est faible, plus les transits sont courts et le phénomène rapide. Pour une zone d'avalanche monocouche ( $W_m \geq 0.4\mu\text{m}$ ), GB est inférieure à 116GHz à gain 100. Si l'on veut améliorer cette performance, il faut considérer le cas des zones d'avalanche à deux couches. La Figure 3.16 montre la variation du produit gain-bande en fonction du gain pour trois structures optimales déterminées à partir de l'abaque de la Figure 3.12, et dont les caractéristiques sont données dans le tableau ci-dessous.

	$W_m$	$W_1$	$W_2$	$N_{d1}$	$N_{d2}$
Cas 1	0.2	0.1	0.1	$2 \cdot 10^{15}$	$3.8 \cdot 10^{17}$
Cas 2	0.3	0.2	0.1	$2 \cdot 10^{15}$	$2.7 \cdot 10^{17}$
Cas 3	0.4	0.3	0.1	$2 \cdot 10^{15}$	$2.3 \cdot 10^{17}$

Epaisseurs en micron et dopage en  $\text{cm}^{-3}$



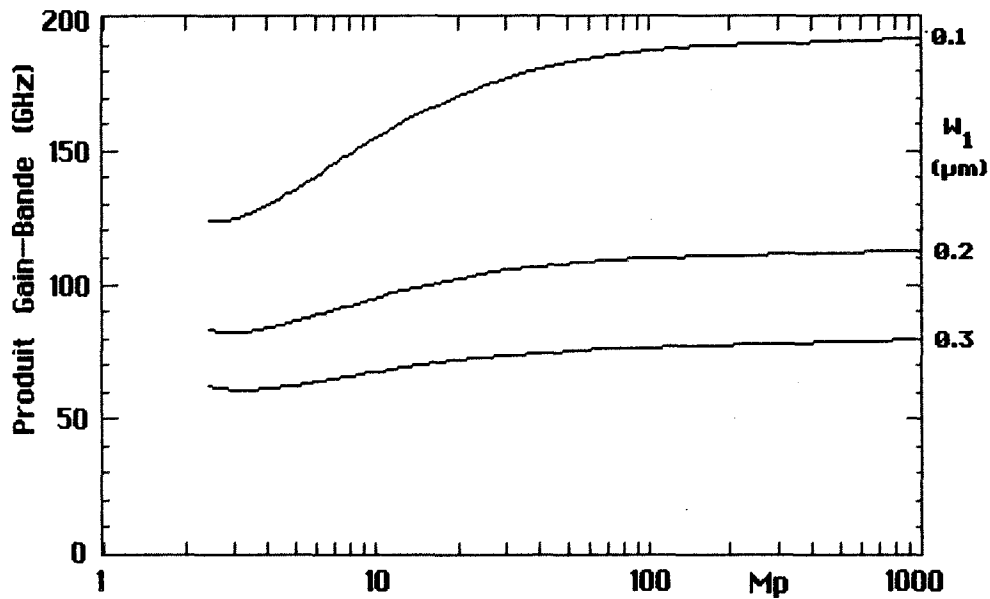


Figure 3.16 : Produit Gain-Bande pour des zones d'avalanche très fines

Le produit gain-bande s'accroît rapidement lorsque  $W_m$  devient faible. Le cas limite correspondant à une épaisseur  $W_m$  de  $0.2\mu\text{m}$  donne un produit gain bande de  $190\text{GHz}$  à gain 100. C'est la limite absolue des performances dynamiques du composant. Pour tous les gains, cette limite est donnée par la courbe pour laquelle  $W_1 = 0.1\mu\text{m}$ .

#### 4b2. INFLUENCE DE LA CAPACITE ET DU TRANSIT

Considérons maintenant les limitations de la fréquence de coupure dues à l'effet de capacité et au transit des porteurs. Pour étudier ces limitations, nous avons utilisé la simulation du régime dynamique en annulant les coefficients d'ionisation. Dans ces conditions, la couche graduelle et la couche de multiplication sont seulement des zones de transit pour les trous photocréés.

*Quelle surface devons-nous considérer ?*

Dans le cas des photodiodes Mesa, la surface du composant est aussi celle de sa zone active, alors que pour les photodiodes planaires, il faut introduire les anneaux de garde. Pour une même aire de zone active, la surface totale équivalente des composants à anneau de garde est donc plus grande; et c'est une donnée qu'il faut prendre en compte dans la conception parce que la

surface influe directement sur la capacité du composant. Comme nous le verrons plus loin, la largeur  $W$  de zone déserte sous l'anneau est en général supérieure ou égale à ce qu'elle est au centre du composant; on se place donc dans le pire cas en optimisant la zone active à partir d'une surface totale incluant l'anneau. Puisque nous nous intéressons d'abord aux photodiodes planaires, nous avons successivement adopté un diamètre total de 100, 120 et 140 $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à la plage des surfaces équivalentes admissibles.

Nous avons calculé (Figure 3.17) la fréquence de coupure du composant chargé sur 50 $\Omega$  à  $W_a$  constant variant de 1.5 à 4 $\mu\text{m}$  par pas de 0.5 $\mu\text{m}$ , pour une épaisseur  $W_m+W_G$  variant entre 0.2 et 4.5 $\mu\text{m}$ , ceci à partir des trois diamètres adoptés. Les courbes tracées montrent que dans ces conditions, la fréquence de coupure due à la capacité et au transit est supérieure à 5GHz. Il n'y a donc pas de précaution particulière à prendre si l'on désire concevoir un composant fonctionnant à une fréquence inférieure.

#### *Influence de $W_m+W_G$*

A  $W_a$  constante, lorsque  $W_m+W_G$  est faible (inférieur au micron), la coupure est principalement due à la capacité :  $C = \epsilon.S/W$  ( $W = W_m+W_G+W_a$ ) qui a alors une valeur élevée; mais pour  $W_m+W_G$  grand (supérieur à 3 $\mu\text{m}$ ), c'est le transit des trous qui influe de façon prépondérante. Il y a donc une valeur de  $W_m+W_G$  qui permet d'obtenir une fréquence de coupure maximale. Cette valeur change avec  $W_a$ .

#### *Influence de $W_a$*

L'épaisseur de la couche d'absorption a beaucoup d'influence sur la capacité et peu d'effet sur le transit, ce qui montre que pour les structures de couche d'avalanche fine ( $W_m+W_G \leq 1.2\mu\text{m}$ ) la coupure par la capacité est l'effet prépondérant. En effet, les surfaces équivalentes des diodes sont relativement importantes et les capacités associées de l'ordre de 0.5 à 1pF (ce qui concorde tout à fait avec les valeurs qui nous avons mesurées).

#### *Cas des couches d'avalanche très fines*

Le comportement est là aussi déterminé par l'effet de capacité. Dans la plage  $1.5 \leq W_a \leq 4\mu\text{m}$ , les fréquences de coupure les plus élevées sont atteintes pour les épaisseurs les plus grandes, le maximum étant de 12GHz. Ceci va dans le sens de l'amélioration de la sensibilité (Figures 3.3 et 3.4) donc semble favorable, toutefois, il faut absolument que la totalité de la couche d'absorption soit désertée à la tension de fonctionnement, sinon la diffusion

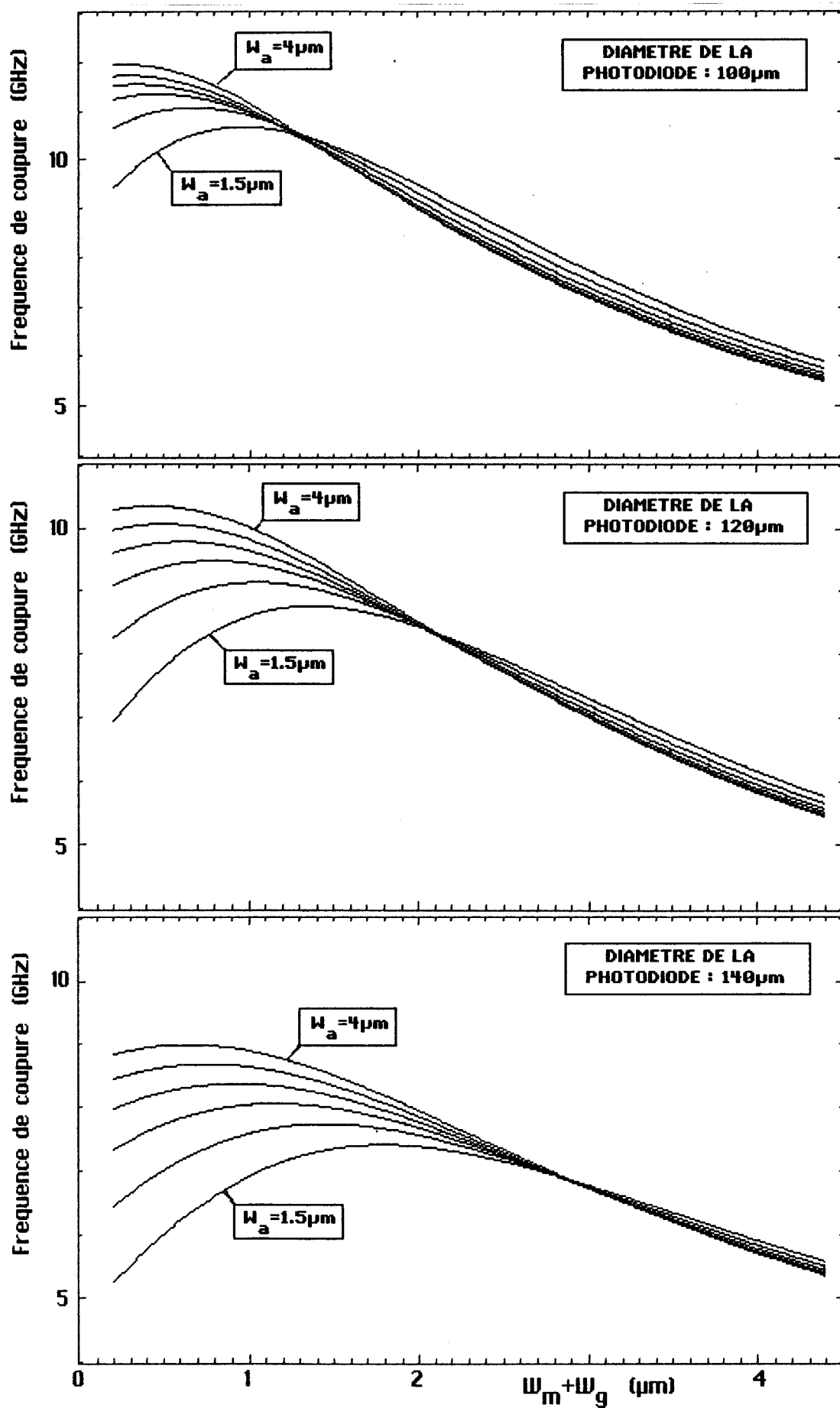


Figure 3.17 : Capacité-transit : variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur  $W_m + W_g$  à  $W_a$  constant (variant par pas de  $0.5\mu\text{m}$ )

lente des trous photocréés ruinerait tous les efforts d'optimisation du comportement dynamique.

#### *Comment diminuer la capacité sans risque ?*

Il suffit, soit de diminuer la surface totale équivalente du composant, soit de conserver une couche de GaInAs de  $2.5\mu\text{m}$  et d'introduire une couche tampon en InP de type  $N^-$ , ce qui augmente l'épaisseur totale de la zone déserte au point de fonctionnement sans problème d'optimisation. Cette dernière solution est intéressante notamment pour les composants d'épaisseur  $W_m + W_g$  très faible (inférieure au micron).

#### *Influence de la vitesse des trous*

Pour deux valeurs typiques  $W_a = 2$  et  $2.5\mu\text{m}$  conduisant à un bon rendement quantique à  $1.3$  et  $1.55\mu\text{m}$ , et pour un diamètre de  $140\mu\text{m}$ , nous avons tracé Figure 3.18 la variation de la fréquence de coupure en adoptant successivement une vitesse de saturation des trous  $V_p = 2, 3, 4 \dots 8 \cdot 10^6 \text{cm/s}$ . Ceci montre l'influence de ce facteur et permet d'apprécier sa valeur. En effet, pour les petites valeurs de la vitesse, c'est le transit qui est prépondérant jusqu'à des valeurs de  $W_m + W_g$  inférieures au micron. Il limite alors la fréquence de coupure à  $6.2\text{GHz}$ , pour des épaisseurs de zone déserte de l'ordre de  $3\mu\text{m}$ , ce qui ne correspond pas aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus (voir la détermination par mesure de bruit de la fréquence de coupure de la photodiode ATT1 en fonctionnement PIN). Ceci conduit à adopter une vitesse des trous strictement supérieure à  $4 \cdot 10^6 \text{cm/s}$ .

### **III.4c. CONCLUSION**

Au niveau des performances, on a tout à fait intérêt à concevoir des photodiodes à avalanche d'épaisseur  $W_m$  faible. On diminue ainsi le facteur de bruit et on augmente le produit gain-bande. La limite absolue du produit gain-bande est de  $153\text{GHz}$  à gain 10 et de  $187\text{GHz}$  à gain 100. Toutefois, pour obtenir une fréquence de coupure élevée, il faut soigner la couche graduelle de façon à éviter l'accumulation des trous aux hétérointerfaces, et tenir compte de l'effet de capacité et de transit. Pour les diamètres ( $100, 120$  et  $140\mu\text{m}$ ) que nous avons choisis, et qui correspondent à des valeurs courantes de la capacité, il est possible d'obtenir une fréquence de coupure de l'ordre de  $7\text{-}10\text{GHz}$ . Mais ceci dépend de l'influence de l'anneau de garde sur la capacité; problème que nous n'avons pas considéré en propre et qu'il faut aborder lors de la conception.

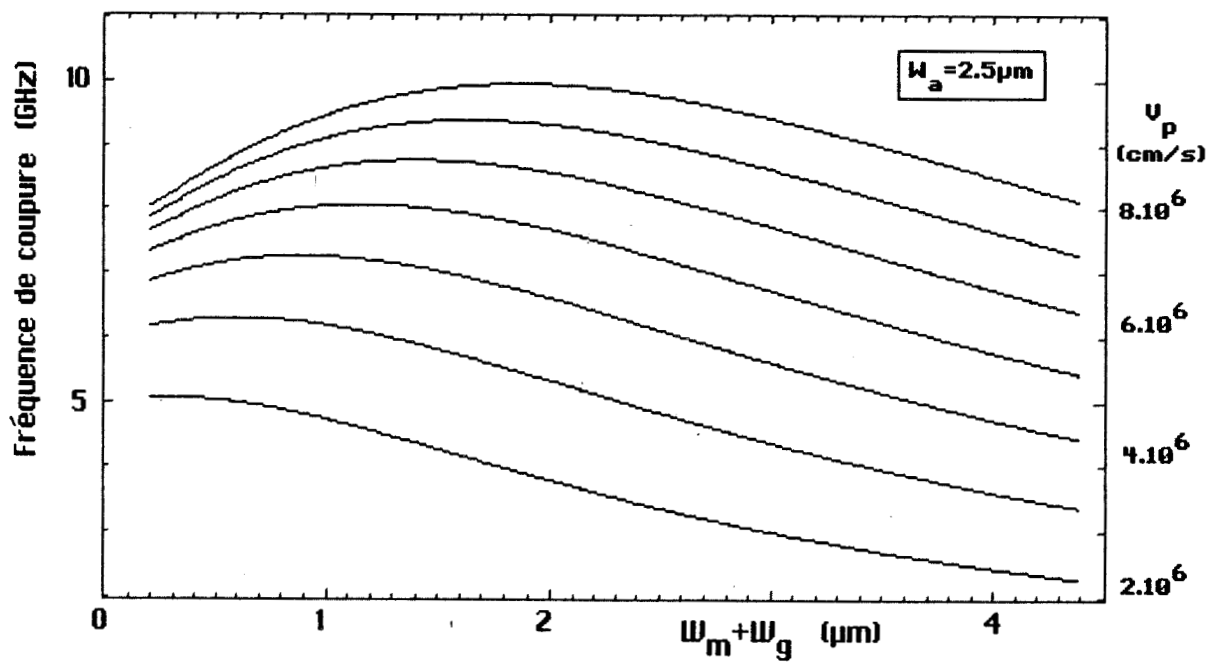
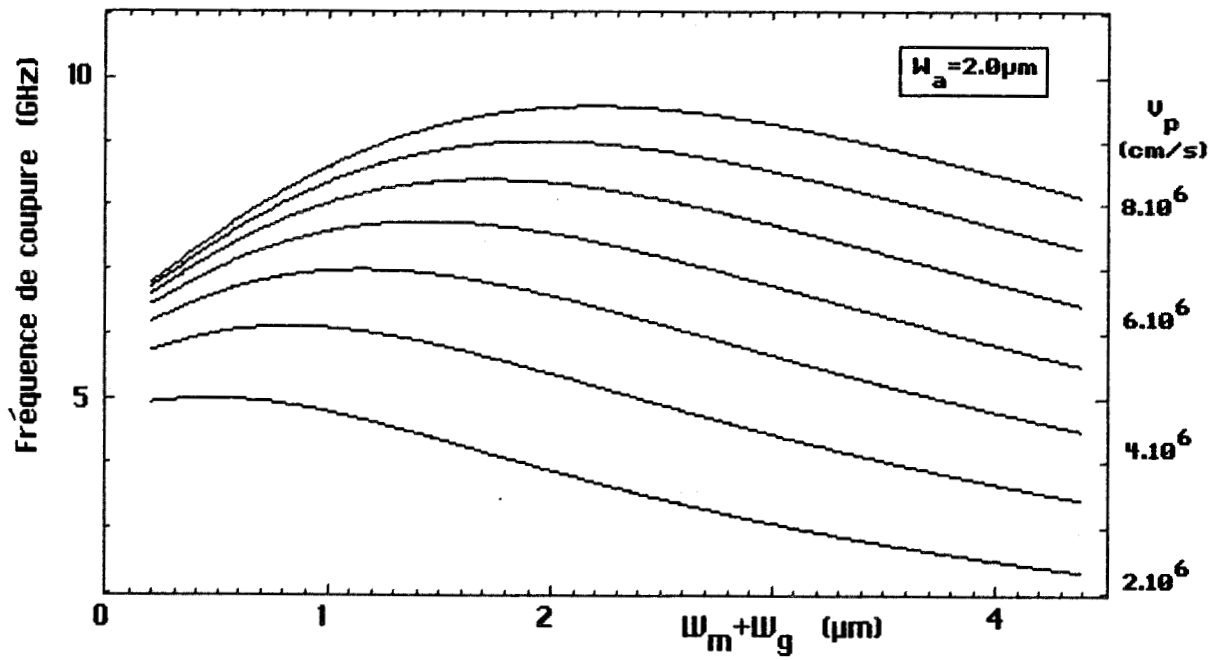


Figure 3.18 : Capacité-transit : influence de la vitesse des trous pour deux épaisseurs  $W_a$  de la couche d'absorption

Le diamètre du composant est égal à  $140 \mu\text{m}$

#### IV. ETUDE EXPERIMENTALE DU FONCTIONNEMENT EN REGIME STATIQUE

---

- IV.1. INTRODUCTION
- IV.2. BANC DE CARACTERISATION ET COMPOSANTS UTILISES
- IV.3. ETUDE DU COURANT D'OBSCURITE
  - IV.3a. PRELIMINAIRE CONCERNANT L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE
  - IV.3b. CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION
  - IV.3c. CARACTERISTIQUE COURANT-TEMPERATURE
- IV.4. ETUDE DU GAIN PAR MESURE DE PHOTOCOURANT
  - IV.4a. INFLUENCE DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE LUMINEUSE
  - IV.4b. INFLUENCE DES CONDITIONS D'ECLAIREMENT
- IV.5. MESURE DU COURANT D'OBSCURITE NON MULTIPLIE
- IV.6. VARIATION DE CARACTERISTIQUE OBSERVEE A LA  
SORTIE D'UNE CHAINE DE PRODUCTION
- IV.7. CONCLUSION



#### IV.1. INTRODUCTION

Dans notre démarche, nous nous sommes constamment appuyés sur des valeurs expérimentales pour étayer les résultats théoriques. Nous avons donc étudié le comportement en régime statique d'un certain nombre de composants afin d'apprécier les limites de notre modélisation. C'est ce travail que nous abordons maintenant. Nous avons utilisé, d'une part des photodiodes à avalanche réalisées par LPE à CIT Alcatel, d'autre part des photodiodes à avalanche fabriquées par VPE chez ATT. Les premières ont une couche d'avalanche d'épaisseur supérieure au micron (typiquement de l'ordre de  $1.1\mu\text{m}$ ) alors que cette épaisseur est à notre connaissance de  $0.55\mu\text{m}$  pour les secondes. Cette différence de structure et de méthode de croissance permet des comparaisons. Nous commençons par une description brève du banc de caractérisation et des structures des composants étudiés.

#### IV.2. BANC DE CARACTERISATION ET COMPOSANTS UTILISES

##### *Banc de caractérisation statique*

Le schéma synoptique de ce banc figure ci-dessous. Il a été monté et automatisé par nos soins. Pour l'éclairage, on utilise un laser semiconducteur fibré émettant à  $1.3\mu\text{m}$ . Le composant est alors placé sur

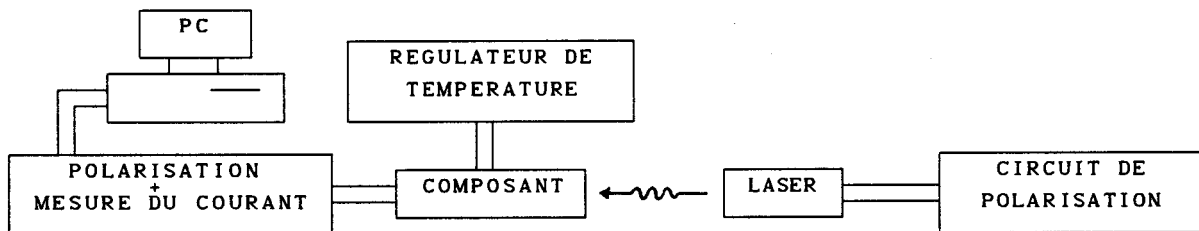


Figure 4.1 : banc de caractérisation statique

boitier BMH et positionné en bout de fibre grâce à des microdéplacements. Pour les photodiodes éclairées par le dessus (CIT Alcatel), la distance entre la fibre et le composant est réglée à l'aide d'une loupe binoculaire de façon



à obtenir une tache lumineuse aussi petite que possible sans risquer un contact qui détruirait le composant. L'appareil permettant la mesure du courant et la polarisation est un picoampèremètre-générateur de tension que nous avons commandé à partir d'un micro-ordinateur grâce à une liaison par bus GPIB. Les caractéristiques présentées sont donc tracées directement à partir d'un très grand nombre de points de mesure.

Pour élever la température du composant, on a directement chauffé le boîtier BMH par une résistance reliée à un régulateur. La mesure de la température était faite avec précision à l'aide d'une sonde au platine insérée dans le boîtier au proche voisinage du composant. Ce dispositif nous a permis d'élever la température jusqu'à 110°C.

#### *Les composants utilisés*

Ils sont tous planaires, et de type SAGM.

- photodiodes fabriquées par CIT Alcatel : Ce sont des composants fabriqués par LPE, du type de la figure 1.5, mais avec un seul anneau de garde. Les caractéristiques technologiques au centre sont en théorie :

	InP N <sup>-</sup>	InP N	GaInAsP	GaInAs	tampon
W (μm)	0.3	0.8	0.45	>2	3
Nd (cm <sup>-3</sup> )	7.10 <sup>15</sup>	2.5.10 <sup>16</sup>	10 <sup>16</sup>	5.10 <sup>15</sup>	2.10 <sup>16</sup>

L'épaisseur de la couche d'avalanche est donc théoriquement de 1.1μm. Nous avons fait des mesures sur un certain nombre de ces composants, mais les résultats présentés sont tirés d'un composant en puce que nous nommons CIT1, et d'un composant fibré monté en boîtier : CIT2.

- photodiodes fabriquées par ATT : leur structure est celle de la figure 5.2. Il s'agit de composants réalisés par VPE à couche d'avalanche fine (0.55μm) éclairés par le substrat. Leurs caractéristiques technologiques au centre sont théoriquement :

	InP N	GaInAsP	GaInAs	tampon
W ( $\mu\text{m}$ )	0.55	0.21	>2	—
Nd ( $\text{cm}^{-3}$ )	$5.5 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{15}$

Nous avons utilisé une seule photodiode, en boîtier d'alumine, nommée ATT1. Nous n'avons pas constaté d'influence particulière du boîtier sur le comportement thermique du composant.

### IV.3. ETUDE DU COURANT D'OBSCURITE

#### IV.3a. PRELIMINAIRE CONCERNANT L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

D'un point de vue théorique, la variation des différentes composantes du courant d'obscurité avec la température se fait comme suit; nous ne précisons que les termes prépondérants en partant de ce qui a été dit dans la seconde partie.

Le courant de diffusion est proportionnel à  $n_i^2$  donc à  $\exp(-E_G/k.T)$ .

Lorsque T augmente, il augmente donc avec une énergie d'activation  $E_G$ .

Le courant de génération-recombinaison est proportionnel à  $n_i$  donc à  $\exp(-E_G/2.k.T)$ .

Lorsque T augmente, il augmente donc avec une énergie d'activation  $E_G/2$ .

La conséquence de ces comportements sur celui du courant d'obscurité est que lorsque la tension de polarisation est suffisamment faible pour que le courant tunnel et la multiplication soient négligeables, l'énergie d'activation du courant d'obscurité est comprise entre  $E_G/2$  et  $E_G$ , proche de  $E_G/2$  si le courant de génération-recombinaison est prépondérant et se rapprochant de  $E_G$  lorsque le courant de diffusion prédomine. La détermination de l'énergie d'activation nous indique donc la composante prépondérante, génération thermique ou diffusion, dans le courant mesuré.

Le courant tunnel augmente avec la température principalement à cause de la diminution du gap :

$$E_G(T) = E_G(T_0) - \theta.(T-T_0).$$

La valeur de  $\theta$  est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-4}$  eV/K [35] pour l'InP et le GaInAs. La tension de claquage par effet tunnel diminue donc lorsque la température augmente.

En ce qui concerne maintenant le phénomène d'ionisation par choc, les figures

Al.2 et Al.3 de l'annexe 1 montrent l'évolution des coefficients d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  dans l'InP avec la température selon les données de Takanashi & al [44]. On peut tirer de ces courbes deux conclusions. D'abord, les coefficients d'ionisation diminuent lorsque T augmente; ceci est dû au fait que pour un même champ électrique, le libre parcours moyen  $\lambda$  des porteurs diminue, les interactions diffusantes deviennent plus probables et les interactions ionisantes moins probables. En conséquence, le gain par avalanche diminue à une même tension de polarisation lorsque T augmente, ce qui veut dire que la tension de claquage par avalanche augmente avec T.

D'une façon générale, on a :

$$V_B(T) = V_B(T_0) + \beta.(T-T_0)$$

où  $\beta$  est positif dans le cas de l'ionisation par choc et négatif dans le cas de l'effet tunnel. Les mesures en température sont donc aussi un moyen de séparer les deux phénomènes.

Le seconde conclusion qu'on peut tirer des courbes de l'annexe 1 est que plus le champ électrique est élevé et moins l'effet de la température est important, c'est à dire qu'une photodiode fonctionnant à champ électrique plus élevé qu'une autre (donc de couche d'avalanche plus fine et plus dopée) variera théoriquement moins avec la température.

#### *Définition de la tension de claquage $V_B$*

Puisqu'il faut bien se fixer une limite, nous avons défini la tension  $V_B$  comme celle pour laquelle le courant d'obscurité est égal à  $400\mu A$ . Etant donnée la rapidité de la croissance du courant dans cette zone de la caractéristique, notre valeur est proche de celle correspondant à 100 et même à  $10\mu A$ .

#### *Définition de la tension de "punch-through" $V_{PC}$*

La tension de "punch-through" est celle à partir de laquelle l'hétérointerface Quaternaire/ternaire est suffisamment polarisée pour que les porteurs photocréés et ceux générés thermiquement dans le GaInAs soient injectés dans la zone de multiplication.

### **IV.3b. CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION**

*Caractéristiques présentées* : ce sont les courbes  $I_0(V)$  prises pour différents composants d'une même chaîne de production à CIT Alcatel (Figure 4.2); et les courbes  $I_0(V)$  mesurées à différentes températures (20,40,60, 80,100°C) pour les diodes ATT1 (Figure 4.3), et CIT1 (Figure 4.4).

Toutes les caractéristiques correspondent bien à l'allure théorique présentée

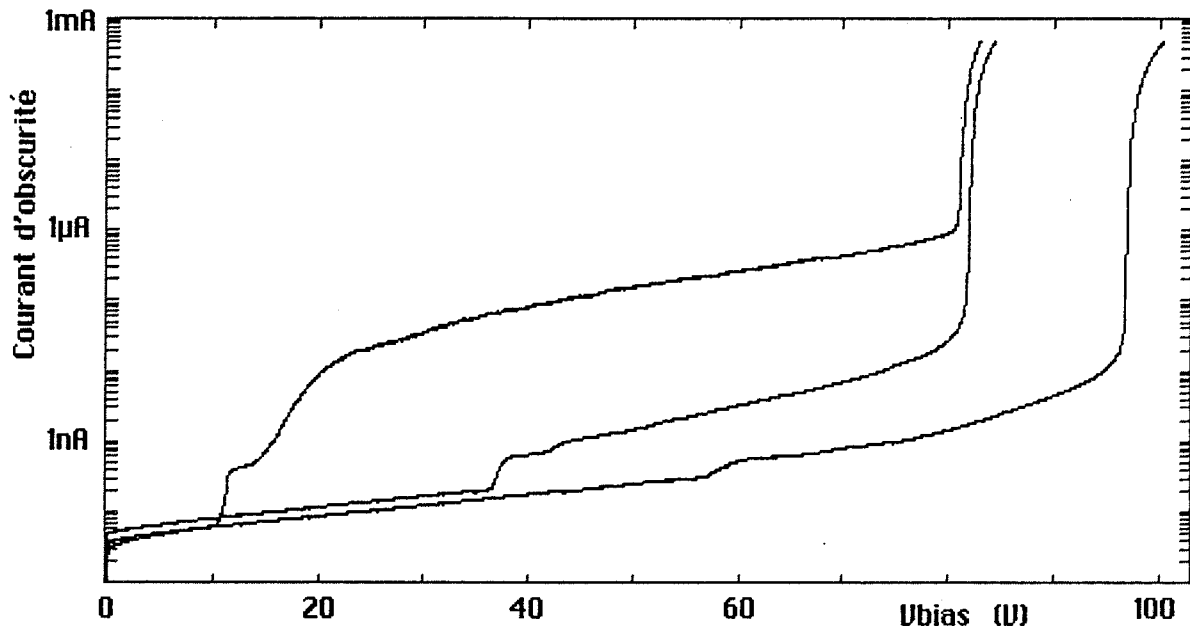


Figure 4.2 : Diodes CIT - Caractéristiques d'obscurité.  
de trois photodiodes différentes prises sur une même plaque

au chapitre 2.

La Figure 4.2 montre les courbes relevées pour des composants pris sur une même plaque mais en des endroits différents. Les variations de la tension de claquage  $V_B$  et celles de  $V_{PC}$  (marquée par l'apparition d'un courant supplémentaire de génération dans le ternaire) sont dues aux différences de caractéristiques technologiques, c'est à dire aux variations de dopage et d'épaisseur de la couche de GaInAs et de la zone d'avalanche (il faut inclure ici les variations de la profondeur de diffusion de la zone  $P^+$ ). Ceci montre les différences importantes de caractéristique que l'on peut observer dans le cadre d'une production en LPE et permet de ne pas s'arrêter à des caractéristiques particulières lors des comparaisons. Par conséquent, même si nous retrouvons l'allure générale des caractéristiques, compte tenu de ces dispersions, nous ne chercherons pas à obtenir un accord avec des résultats calculés, cet accord ayant peu de signification. Nous aborderons plus précisément le problème de la variation de structure obtenue dans une chaîne de production à la fin de ce chapitre.

Les figures 4.3 et 4.4 permettent une comparaison sommaire des deux composants ATT1 et CIT1. On remarque que :

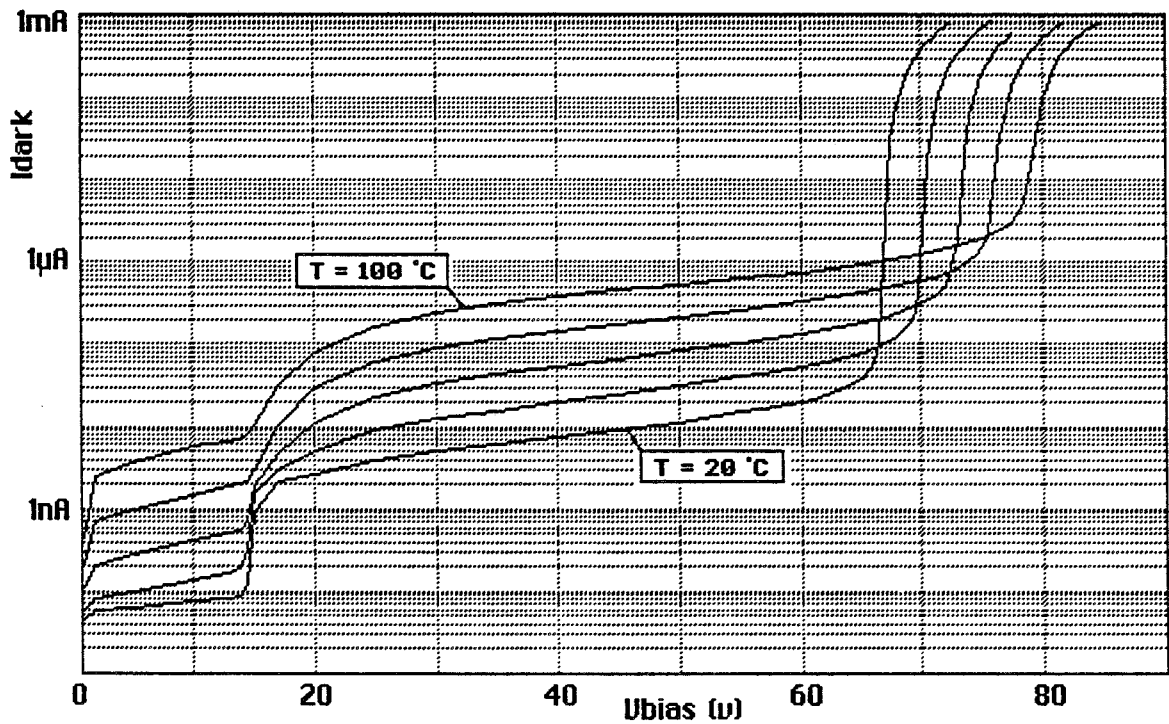


Figure 4.3 : Diode ATT1 - Caractéristique en obscurité  
la température varie de 20 à 100°C par pas de 20°C

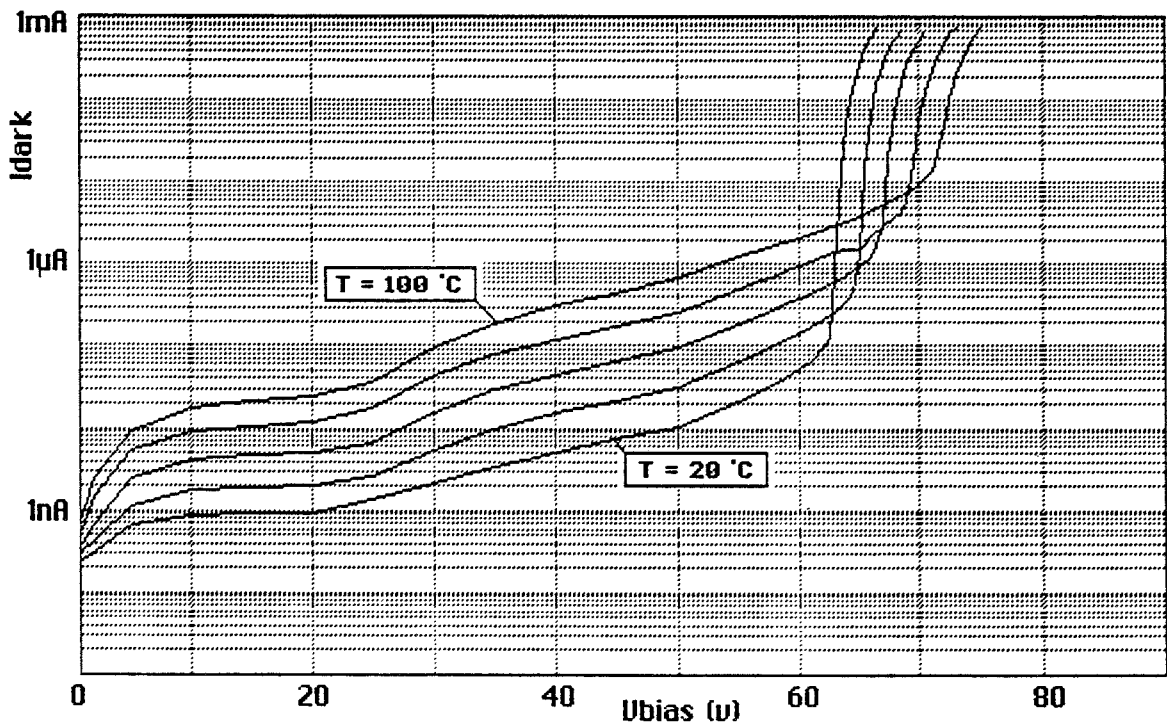


Figure 4.4 : Diode CIT1 - Caractéristique en obscurité  
la température varie de 20 à 100°C par pas de 20°C

dans les deux cas :

- la tension  $V_B$  augmente avec la température, ce qui permet de dire que le phénomène d'avalanche est dominant pour ces claquages. L'effet tunnel dont l'intensité devrait augmenter avec  $T$  est faible.
- lorsque le courant traversant le composant en régime statique est élevé, supérieur à une centaine de microampères, la pente  $dI_0/dV$  diminue. Au cours de cette mesure, nous n'avons pas utilisé de résistance de polarisation, donc  $R_p$  est au plus de quelques ohms. La tension aux bornes du composant est par conséquent  $V = V_{POL} - R_p \cdot I_0$  où  $R_p \cdot I_0$  est de l'ordre de quelques centaines de microvolts au maximum. Ce facteur ne peut donc expliquer l'effet observé. Il s'agirait plutôt d'un phénomène interne au composant qui n'a pas été pris en compte dans notre simulation. Gardons cette constatation en mémoire.
- Les deux photodiodes ont un courant d'obscurité très proche à 40V aux différentes températures et également très proche à  $0.9 \cdot V_B$  et  $20^\circ\text{C}$  : 40nA pour CIT1 et 30nA pour ATT1.

*Différences entre les deux cas*

- Le phénomène de claquage est plus sensible à la température pour la diode ATT1 que pour CIT1.

#### IV.3c. CARACTERISTIQUES COURANT-TEMPERATURE

*Caractéristiques présentées* : courbes  $I_0(1/T)$  prises à différentes tensions de polarisation (Figures 4.6 et 4.7) et courbes  $V_B(T)$  (Figure 4.5) pour les diodes ATT1 et CIT1 .

Le tracé des variations de  $V_B$  avec la température donne bien des droites conformément à la loi présentée dans le préliminaire. Les valeurs mesurées du coefficient  $\beta$  sont :

$$\beta = 0.109 \text{ V}/^\circ\text{C} \text{ pour la diode CIT1 et}$$

$$\beta = 0.147 \text{ V}/^\circ\text{C} \text{ pour la diode ATT1}$$

Les valeurs théoriques calculées par notre modélisation en introduisant les coefficients d'ionisation de Takanashi & al [44] (cf Annexe 1), (ceux donnés par Taguchi & al [78] ont conduit à un résultat très proche) sont :

$$\beta = 0.163 \text{ V}/^\circ\text{C} \text{ pour la structure CIT1 et}$$

$$\beta = 0.156 \text{ V}/^\circ\text{C} \text{ pour la structure ATT1.}$$

Non seulement les valeurs théoriques sont toujours supérieures aux valeurs expérimentales, mais en plus contrairement à ce que laissait prévoir la théorie, ATT1 est plus sensible à la température que CIT1. Nous ne pensons

pas qu'il s'agit là d'une influence de boîtier, les deux photodiodes montrent des comportements trop proches à 40V. Il s'agirait plus vraisemblablement d'une conséquence de l'apparition d'un courant tunnel faible qui est multiplié avec la composante de génération-recombinaison.

La mesure que nous avons effectuée de la variation avec la température de la tension de claquage du photocourant pour la diode ATT1 est venue appuyer cette hypothèse : nous avons trouvé un coefficient  $\beta$  plus élevé qu'en obscurité, compris entre 0.154 et 0.161V/°C.

Les courbes  $I_0(1/T)$  permettent, comme nous l'avons vu précédemment d'étudier les variations de l'énergie d'activation pour apprécier l'importance relative des composantes de diffusion et de génération dans le courant d'obscurité. Nous avons donc calculé et placé sur les

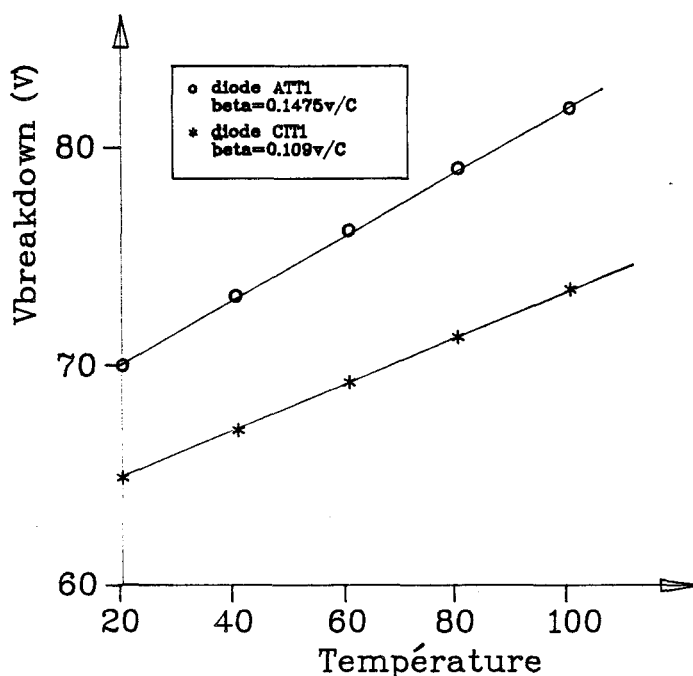


Figure 4.5 : Caractéristique  $V_B(T)$  pour les diodes CIT1 et ATT1

caractéristiques les valeurs des énergies  $e_a$  correspondant à un certain nombre de points expérimentaux.

Pour chaque composant, on peut distinguer en gros trois zones de tension :

1. le ternaire n'est pas encore déserté
2. le ternaire est plus ou moins déserté (sous l'anneau ou au centre ou bien les deux).
3. le gain ne peut plus être négligé.

Nous avons fait des mesures dans ces trois zones. Comme le montrent les

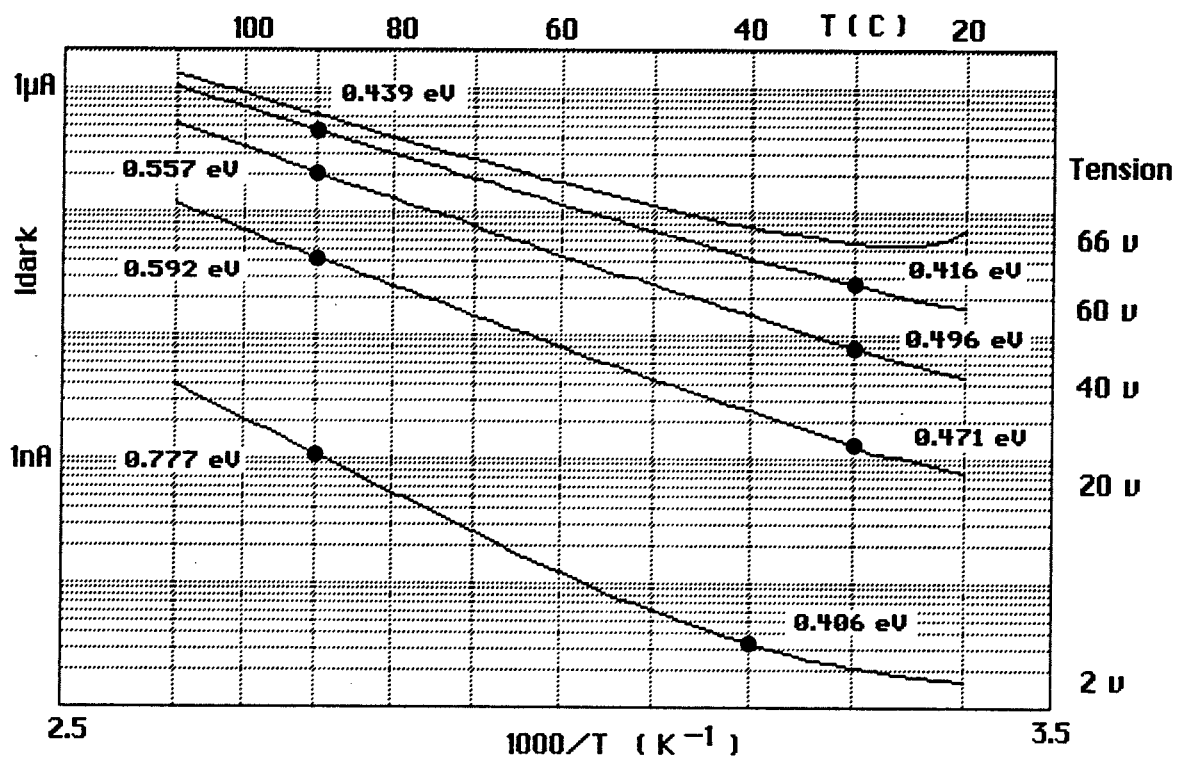


Figure 4.6 : Diode ATT1 - Caractéristique  $I_0(1/T)$  à différentes tensions

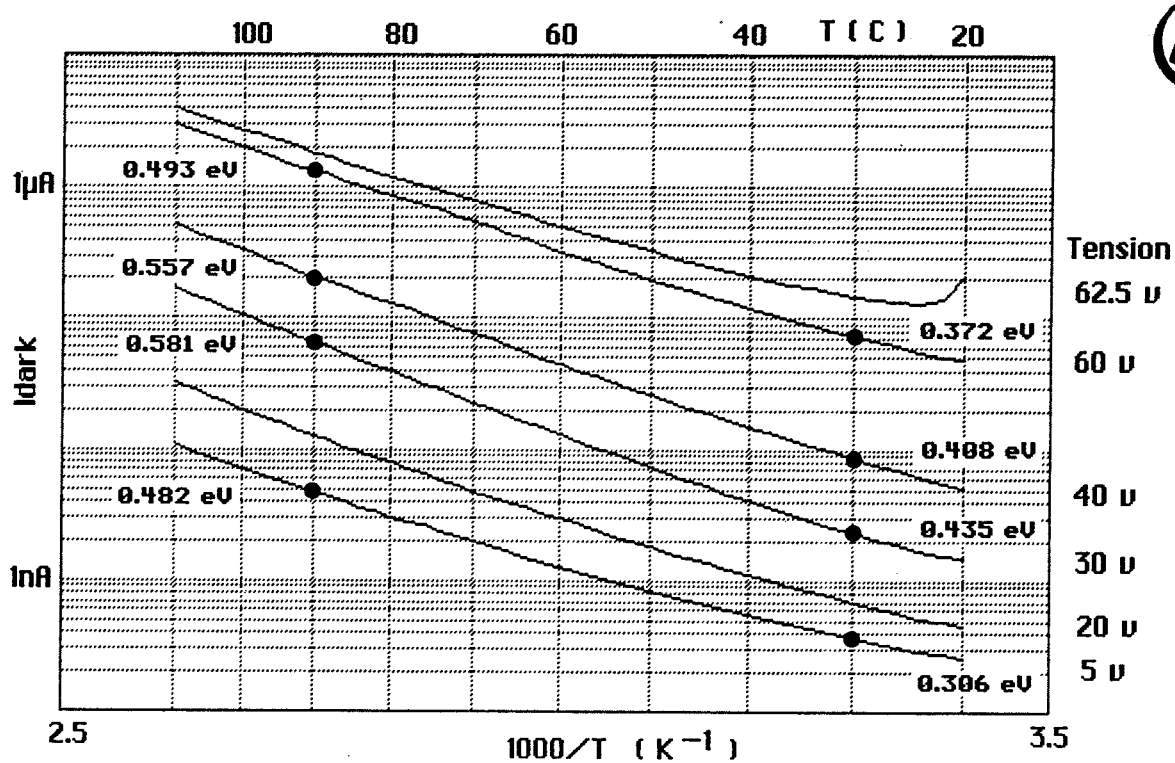


Figure 4.7 : Diode CIT1 - Caractéristique  $I_0(1/T)$  à différentes tensions





Figures 4.3 et 4.4, à la première zone appartiennent les courbes prises à 5 et 20V pour CIT1 et 2V pour ATT1. A la deuxième appartiennent les courbes prises à 30,40,60V pour CIT1 et 20,40,60V pour ATT1. Les courbes prises à 62.5V (CIT1) et 66V (ATT1) sont dans la zone 3.

#### *Courbes de la zone 1*

Pour les tensions de polarisation les plus faibles (5 et 2V respectivement pour CIT1 et ATT1), seule une partie de la zone de multiplication en InP est désertée. Le courant majoritaire est alors théoriquement de diffusion dans l'InP, or l'énergie d'activation mesurée est comprise entre :

0.406 et 0.777eV pour ATT1

0.306 et 0.482eV pour CIT1

valeurs basse comparées à ce qu'on devrait obtenir (proche de  $E_{G_{InP}} = 1.35\text{eV}$ ). Ceci est vraisemblablement dû à de la génération thermique assistée par pièges d'énergie  $E_G/2$  à la jonction et aux hétérointerfaces. Elle conduirait à une énergie d'activation de  $E_G/4 = 1.35/4 = 0.34\text{eV}$ , valeur très proche du minima observé. Certaines publications, notamment la thèse de P.Philippe [72] font état de valeurs très basses à faible tension de polarisation pour des photodiodes PIN GaInAs/InP réalisées par MOCVD.

#### *Courbes de la zone 2*

Dans les deux cas, on a des énergies globalement comprises entre 0.372 et 0.592eV, ce qui correspond à l'intervalle théorique [0.375,0.75eV] fixé pour le GaInAs et montre la prépondérance du courant de génération pour les deux composants dans toute la plage de température de l'expérience. D'autre part, on mesure, à tension de polarisation fixée, une augmentation de l'énergie  $e_a$  avec la température, la composante de diffusion croit donc plus vite que la composante de génération, ce qui concorde bien avec la théorie décrite dans notre préliminaire.

Si l'on se place maintenant à température donnée, l'énergie d'activation diminue lorsque la tension augmente, la composante de génération augmente donc plus que celle de diffusion, ce qui est dû à la désertion progressive de la couche d'absorption et parfaitement cohérent.

A  $T = 30^\circ\text{C}$  et  $V = 60\text{V}$ , pour les deux composants, on trouve des énergies d'activation de 0.372 et 0.416eV. On est très proche de  $E_{G_{GaInAs}}/2 = 0.375\text{eV}$ , ce qui confirme le fait que le courant d'obscurité est, dans ces conditions, dû en quasi totalité à la génération thermique dans le ternaire. La composante de diffusion qui apparait lorsque la température augmente est ici faible comparée à celle de génération-recombinaison.

### *Courbes de la zone 3*

Nous nous sommes placé à 20°C à une tension de polarisation pour laquelle le gain est de l'ordre de 2. Lorsque T augmente, le gain diminue donc le courant d'obscurité aussi, ceci jusqu'à ce que la croissance propre aux courants de génération, de diffusion et d'effet tunnel reprenne le dessus. Alors, le courant d'obscurité augmente comme pour les tensions inférieures.

### *Conclusions*

A ce niveau de l'étude, nous retenons les points suivants :

- la présence vraisemblable de centres profonds conduisant à un courant de génération de faible intensité et d'énergie d'activation  $E_G/4$ .
- la prépondérance du courant de génération-recombinaison (multiplié ou pas) aux tensions de polarisation élevées et aux températures proche de l'ambiante. La génération thermique est donc pour ces deux composants à l'origine de la plus grande partie du courant d'obscurité dans les conditions normales de fonctionnement.
- Le claquage s'avère complexe, dû à l'ionisation par choc et à de l'effet tunnel, les deux étant cumulés. Le courant tunnel est faible et accentue la croissance du courant au moment du claquage, même si le phénomène d'ionisation par choc reste prépondérant ( $\beta > 0$ ). La valeur des coefficients  $\beta$  mesurés montre que la composante tunnel est plus importante pour CIT1 que pour ATT1.

En comparaison avec notre modélisation :

- la diminution du gain aux forts courants traversant le composant.

Ce comportement qui n'a pas été prévu par nos calculs nécessite l'étude plus particulière du phénomène de multiplication, ce que nous allons faire par des mesures de photocourant.

## **IV.4. ETUDE DU GAIN PAR MESURE DE PHOTOCOURANT**

### **IV.4a. INFLUENCE DE LA TENSION ET DE LA PUISSANCE LUMINEUSE**

*Caractéristiques présentées* : ce sont les courbes  $I_{PH}(V)$  prises à différentes puissances lumineuses pour les deux photodiodes ATT1 et CIT1 (Figures 4.8 et 4.9 respectivement). La température est de 20°C.

#### *Allure des courbes*

Les deux séries de courbes ont la même allure. En fonction de la tension de polarisation, on constate qu'avant une tension  $V_{PCI}$ , le photocourant est nul (à l'erreur près de notre système de mesure), puis il atteint une certaine valeur et reste sensiblement constant lorsque la tension augmente, ceci,

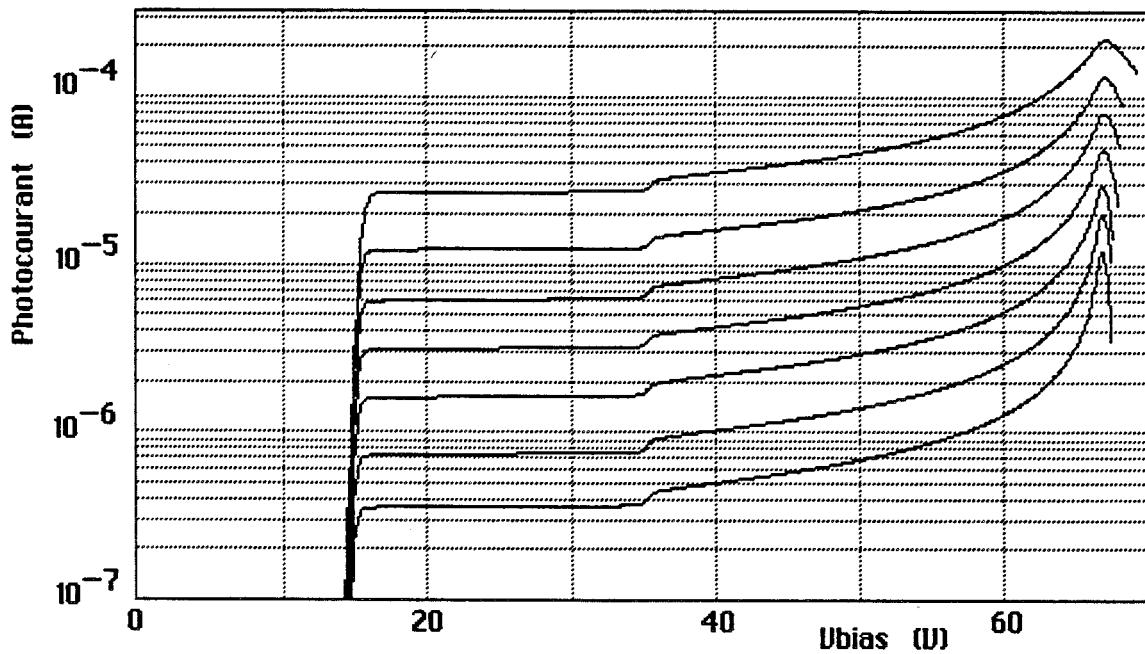


Figure 4.8 : Diode ATT1 - Caractéristique  $I_{PH}(V, P_L)$

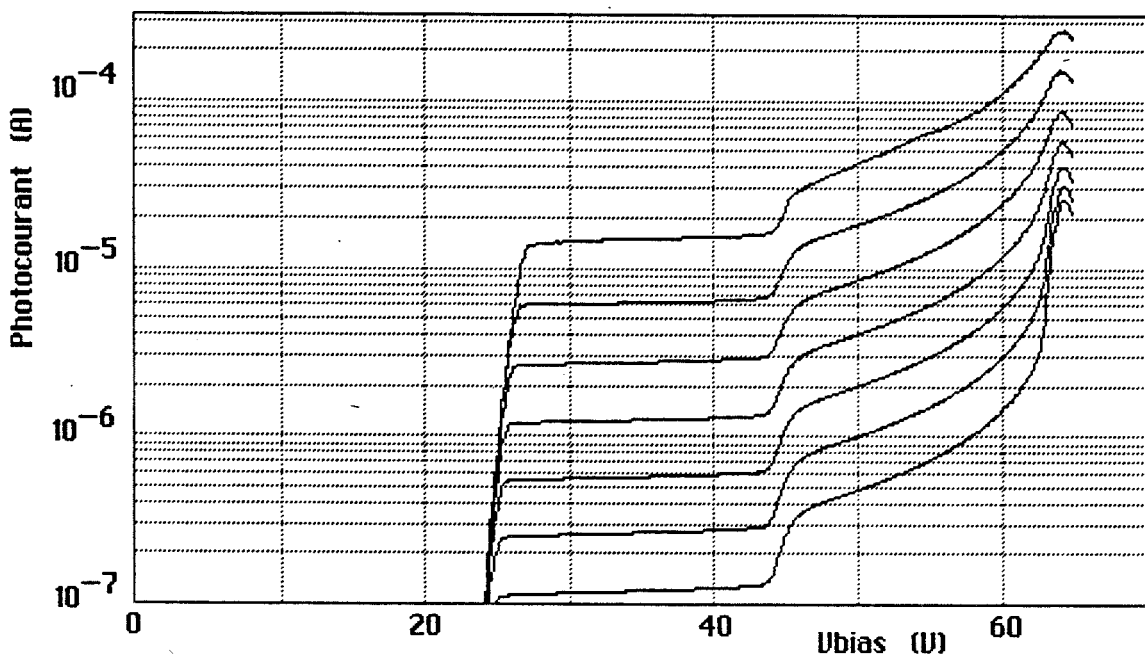
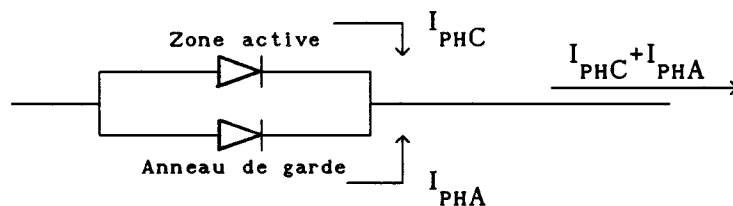


Figure 4.9 : Diode CIT1 - Caractéristique  $I_{PH}(V, P_L)$

jusqu'à une tension  $V_{PC2}$  où il augmente brusquement. Ensuite,  $I_{PH}$  s'accroît progressivement par multiplication jusqu'à un maximum. Il décroît après. De plus, si l'on considère l'évolution de la caractéristique  $I_{PH}(V)$  en fonction de la puissance lumineuse au voisinage du gain maximal, on remarque un comportement non-linéaire des photodiodes. Ce comportement n'apparaît que pour les gains élevés.

*Comment expliquer ces caractéristiques ?*

La photodiode avec anneau de garde n'est pas rigoureusement assimilable à un composant simple comme on pourrait le faire dans le cas des photodiodes Mesa. L'anneau constitue une photodiode en parallèle avec la zone active, le schéma de principe est donc approximativement celui-ci :



où  $I_{PHC}$  et  $I_{PHA}$  sont respectivement les photocourants au centre et sous l'anneau, (On pourrait faire un schéma identique en ce qui concerne le courant d'obscurité). Nos mesures montrent que le photocourant est collecté à la fois au centre et sous l'anneau, les caractéristiques  $I_{PH}(V)$  peuvent donc être considérées comme la somme des caractéristiques des deux parties du composant (Figure 4.10). Pour les deux photodiodes testées, la tension  $V_{PC1}$  correspond au seuil de désertion de la couche absorbante sous l'anneau, ce que nous avons vérifié en éclairant la diode sur le côté.  $V_{PC2}$  correspond au seuil de désertion de la couche absorbante au centre du composant.

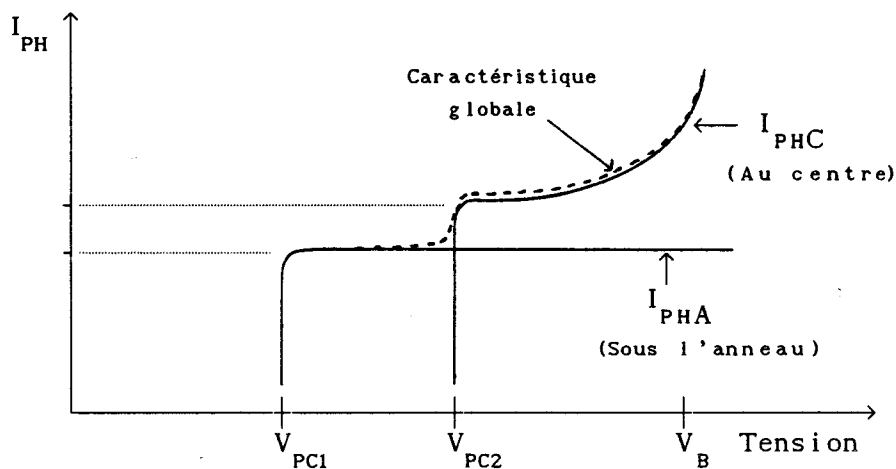


Figure 4.10 : Analyse de la caractéristique  $I_{PH}(V)$

En ce qui concerne maintenant le phénomène d'ionisation par choc, on peut dire que la diminution du gain aux tensions élevées correspond exactement au moment où le courant d'obscurité se joint au photocourant pour constituer un courant total élevé dans la diode (voir les Figures 4.3 et 4.4). C'est le même phénomène que celui observé sur les caractéristiques d'obscurité à fort gain et fort courant. Si l'on tient compte en plus de la non linéarité de la diode à fort gain lorsque la puissance lumineuse (c'est à dire le photocourant) augmente, on est conduit à l'hypothèse d'une modification du champ électrique dans la couche d'avalanche sous l'effet des charges se déplaçant dans la zone déserte. Il faut donc examiner théoriquement la validité de l'hypothèse de faible injection.

*Remarque supplémentaire :* le phénomène de non-linéarité n'existe pas seulement pour les forts courants, on peut dire qu'une augmentation de courant fait diminuer les forts gains même si les courants concernés sont faibles (par exemple de l'ordre du microAmpère).

#### *Estimation du gain au centre*

Lorsque  $V > V_{PC2}$  le courant mesuré est composé du photocourant passant au centre et de celui passant sous l'anneau. L'augmentation du photocourant correspondant à  $V_{PC2}$  donne donc la valeur du courant au centre si l'on admet que le photocourant sous l'anneau reste constant. Considérons pour les deux composants la caractéristique  $I_{PH}(V)$  à la puissance lumineuse la plus faible. On obtient :

$$\begin{aligned}
 \text{Diode CIT1 : à 45V} \quad & I_{PHA} = 0.13\mu A \quad \text{et} \quad I_{PHtotal} = 0.4\mu A \\
 & \text{soit} \quad I_{PHC} = 0.27\mu A. \\
 \text{Diode ATT1 : à 36V} \quad & I_{PHA} = 0.38\mu A \quad \text{et} \quad I_{PHtotal} = 0.46\mu A \\
 & \text{soit} \quad I_{PHC} = 0.08\mu A.
 \end{aligned}$$

On constate par ce calcul que les deux photodiodes de surface comparable ont été éclairées différemment. CIT1 l'a été en majorité au centre alors qu'ATT1 en majorité sous l'anneau. Ceci explique la différence des dénivélations observées à  $V = V_{PC2}$ . Le faible éclairissement au centre d'ATT1 est peut-être dû à une poussière placée entre la fibre et la fenêtre antiréfléchissante de la photodiode. Nous n'avons pas réussi lors de cette caractérisation, de meilleures conditions d'éclairissement.

#### Estimation du gain obtenu au centre

Nous présentons une estimation du gain afin de proposer des données expérimentales sur le gain maximum et la non-linéarité en fonction de la puissance lumineuse. Cette estimation est délicate et exige de faire des hypothèses. La première est que le gain peut être négligé sous l'anneau pour des tensions de polarisation allant jusqu'à  $V_B$ . Elle est fondée sur nos analyses du chapitre 5. Ceci nous permet d'obtenir directement l'intensité du photocourant au centre pour  $V > V_{PC2}$  en soustrayant le photocourant sous l'anneau considéré comme constant. Ensuite, si l'on examine la pente  $dI_{PH}/dV$  juste après  $V_{PC2}$ , on constate qu'elle varie très peu avec la puissance lumineuse et qu'elle est faible pour ATT1 et plus élevée pour CIT1. Ceci nous conduit à penser que le gain au centre est proche de l'unité à  $V_{PC2}$  pour ATT1 alors qu'il est plus élevé pour CIT1. Dans les deux cas, il est difficile de trouver le photocourant primaire.

Toutefois, si l'on admet, compte tenu des pentes, un gain de 2 pour CIT1 et de 1.2 pour ATT1 à  $V = V_{PC2}$ , on trouve des photocourants primaires au centre respectivement de  $\approx 0.135\mu A$  et  $\approx 0.066\mu A$ , et des gains maximums de

$$\approx 177 \quad \text{pour CIT1}$$

$$\approx 168 \quad \text{pour ATT1}$$

Le même travail pour les caractéristiques prises à la puissance lumineuse la plus élevée donne :

$$I_{PHO} \approx 7\mu A \quad G_{MAX} \approx 35 \quad \text{pour CIT1}$$

$$I_{PHO} \approx 3\mu A \quad G_{MAX} \approx 61 \quad \text{pour ATT1}$$

La puissance lumineuse n'est pas la même au centre pour les deux composants. Et ces données ne sont que des estimations pour donner une idée des propriétés des deux photodiodes qui montrent ici encore un comportement similaire.

#### IV.4b. INFLUENCE DES CONDITIONS D'ECLAIREMENT

Afin de montrer l'influence des conditions d'éclairement, nous nous sommes placé au centre de la photodiode CIT1, puis, sans modifier la puissance lumineuse nous avons déplacé la fibre vers l'extérieur du composant, ceci, en mesurant à chaque fois la caractéristique  $I_{PH}(V)$  correspondante. Le résultat de ce travail se trouve Figure 4.11. La caractéristique la plus élevée est celle mesurée au centre et la caractéristique la plus basse, celle mesurée pour l'éclairement le plus décentré.

### Commentaire

Le faisceau émis par une fibre étant divergent (angle typique  $12^\circ$ ), nous avons cherché à approcher le plus possible la fibre du composant afin de diminuer au maximum la grosseur de la tache. Mais cette opération est dangereuse puisque, la photodiode étant éclairée par le dessus, un contact avec la fibre l'aurait détériorée. Nous sommes donc resté à une distance qui n'a pas permis une tache petite. Le décalage existant entre la mesure au centre et celle au bord est de l'ordre de  $100\mu\text{m}$ , la tache est donc d'un diamètre de l'ordre de  $200\mu\text{m}$ . Ceci explique la diminution du photocourant primaire lors du déplacement, diminution qui ne serait pas apparue avec une

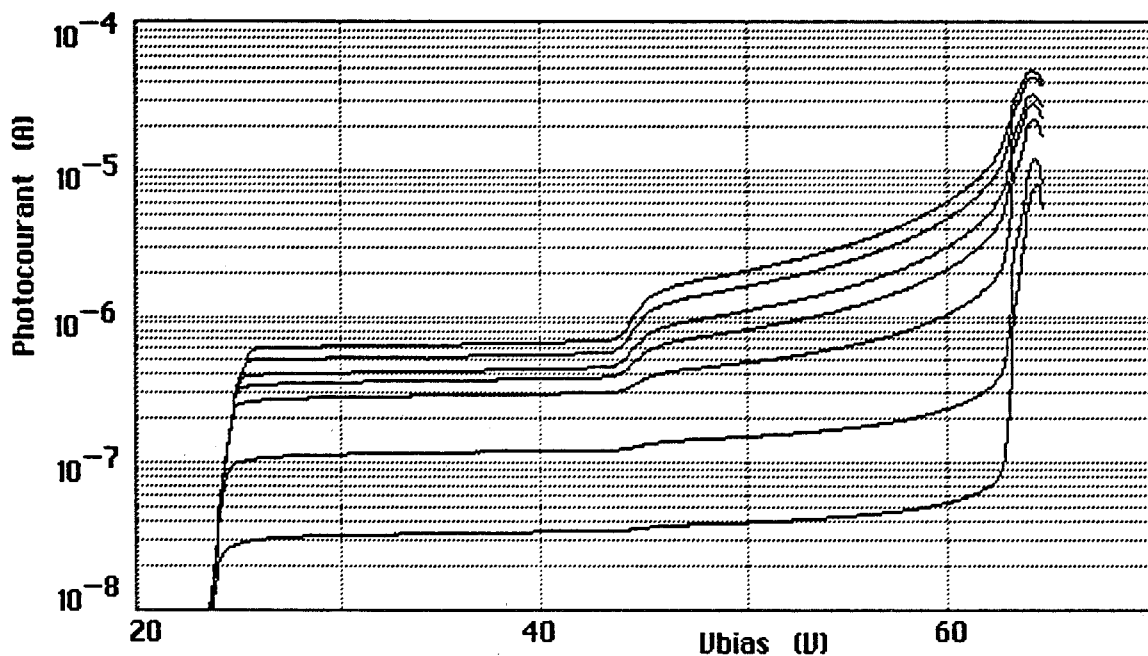


Figure 4.11 : Diode CIT1 - Effet des conditions d'éclairage  
l'écart entre chaque courbe correspond à un déplacement de  $\approx 10\mu\text{m}$ ,  
( $\approx 20\mu\text{m}$  pour les deux courbes les plus basses)

tache bien plus petite ( $\phi 30\mu\text{m}$ ) puisque la totalité de la lumière aurait été absorbée soit au centre, soit sous l'anneau qui est d'une largeur approximative de  $30\mu\text{m}$  (pour les deux courbes extrêmes).

De plus, la modification progressive de la forme de la caractéristique lorsqu'on s'éloigne du centre montre la disparition progressive du second saut de photocourant à  $V = V_{PC2}$ , due au fait que la composante de photocourant au centre est de plus en plus faible comparée à celle sous

l'anneau.

Enfin, le photocourant au centre devenant de plus en plus faible, la pente  $dI_{PH}/dV$  augmente pour les forts gains, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, et la caractéristique de multiplication devient de plus en plus abrupte.

*Conséquence : méthode de réglage des conditions d'éclairement*

Les caractéristiques de photocourant relevées montrent que pour les photodiodes testées, l'anneau est déserté avant le centre. Le positionnement de la fibre à  $V_{PC1} < V < V_{PC2}$  par recherche du maximum de photocourant conduit donc à un éclairage en majorité sous l'anneau et à une caractéristique  $I_{PH}(V)$  abrupte. Pour obtenir les meilleures conditions, il faut faire le réglage lorsque la zone centrale est en avalanche, c'est à dire aux tensions de polarisation proches de  $V_B$  pour lesquelles le courant d'obscurité est encore suffisamment faible. C'est la méthode que nous avons adoptée au cours de nos mesures.

#### IV.5. MESURE DU COURANT D'OBSCURITE NON MULTIPLIE

Il existe dans la photodiode des composantes du courant d'obscurité qui ne sont pas multipliées parce qu'elles ne passent pas dans la zone centrale où règne un champ électrique suffisant. Elles incluent :

- le courant de surface  $I_{OS}$ ,
- le courant en volume généré sous l'anneau  $I_{OA}$ .

Précisément, le courant  $I_{OA}$  peut être légèrement multiplié mais les anneaux de garde implantés au Beryllium conduisent en général (voir le chapitre 5) à des coefficients de multiplication proches de 1 aux tensions de l'ordre de 60-80V; on peut donc dire que ce gain est négligeable, et surtout, ce qui est important pour la suite, qu'il varie très peu avec la tension de polarisation. Le courant d'obscurité non multiplié est donc donné par :

$$I_{ONM} = I_{OS} + I_{OA}$$

et le courant d'obscurité total :

$$I_O = M \cdot I_{OM} + I_{ONM}$$

lorsque l'effet tunnel est négligeable, ce qui est notre cas.

Par conséquent, il est possible de séparer  $I_{OM}$  de  $I_{ONM}$  si l'on connaît la valeur du gain  $M$  qui ne peut être rigoureusement déterminée que sous éclairage. Nous avons donc mesuré, pour différentes tensions de polarisation, le gain correspondant à un photocourant primaire au centre de  $1\mu A$ , et le courant d'obscurité total  $I_O$ , ce qui permet de tracer l'évolution



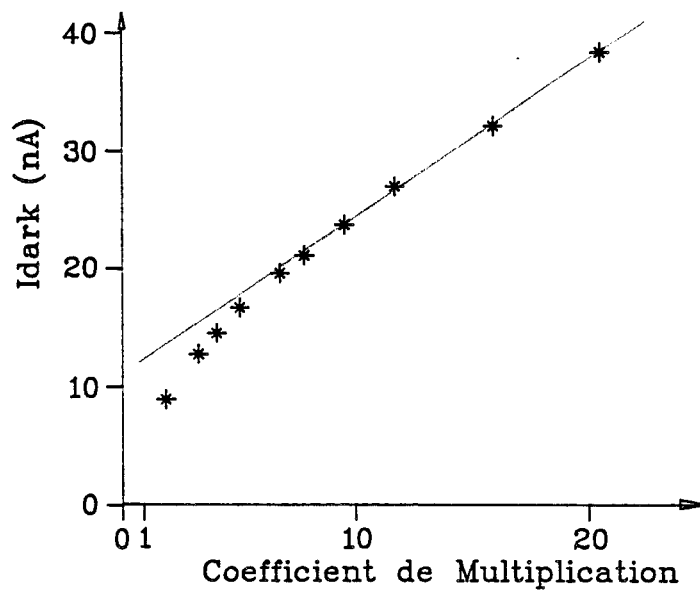


Figure 4.12 : Diode ATT1 - Variation du courant d'obscurité en fonction du gain

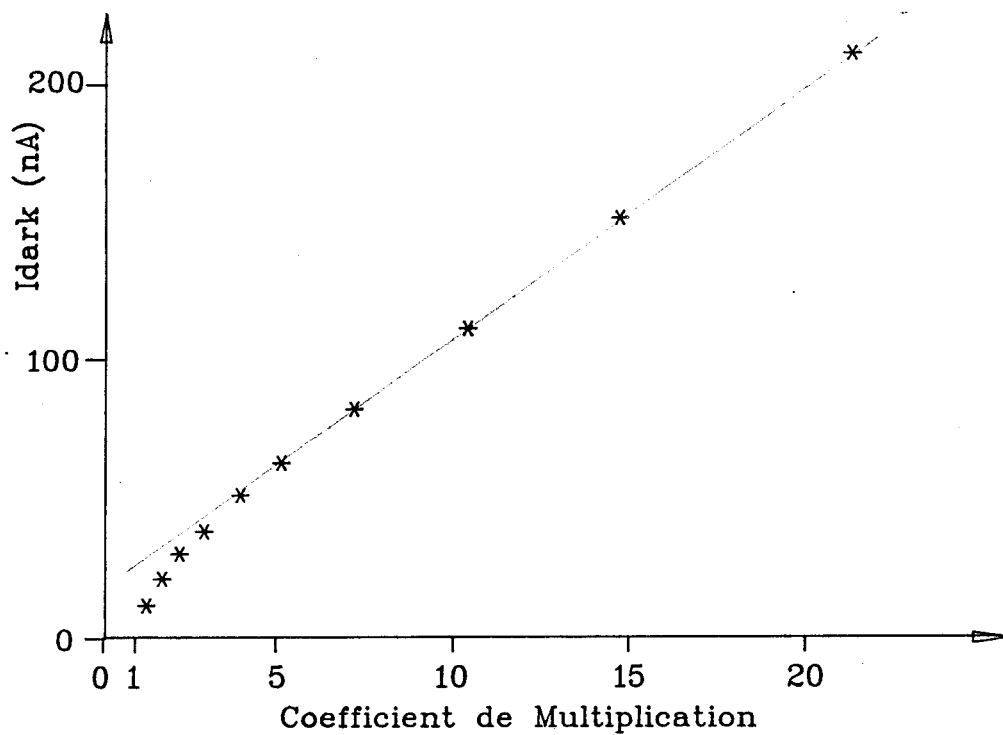


Figure 4.13 : Diode CIT1 - Variation du courant d'obscurité en fonction du gain

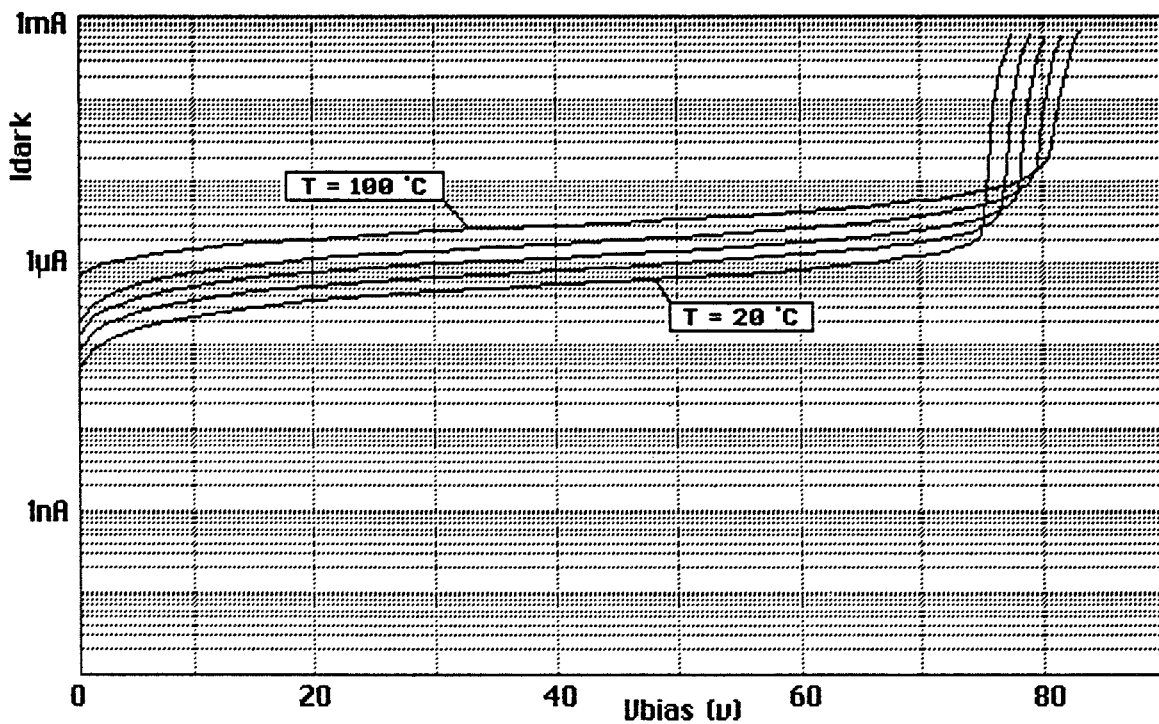


Figure 4.14 : Diode CIT2 - Caractéristique en obscurité

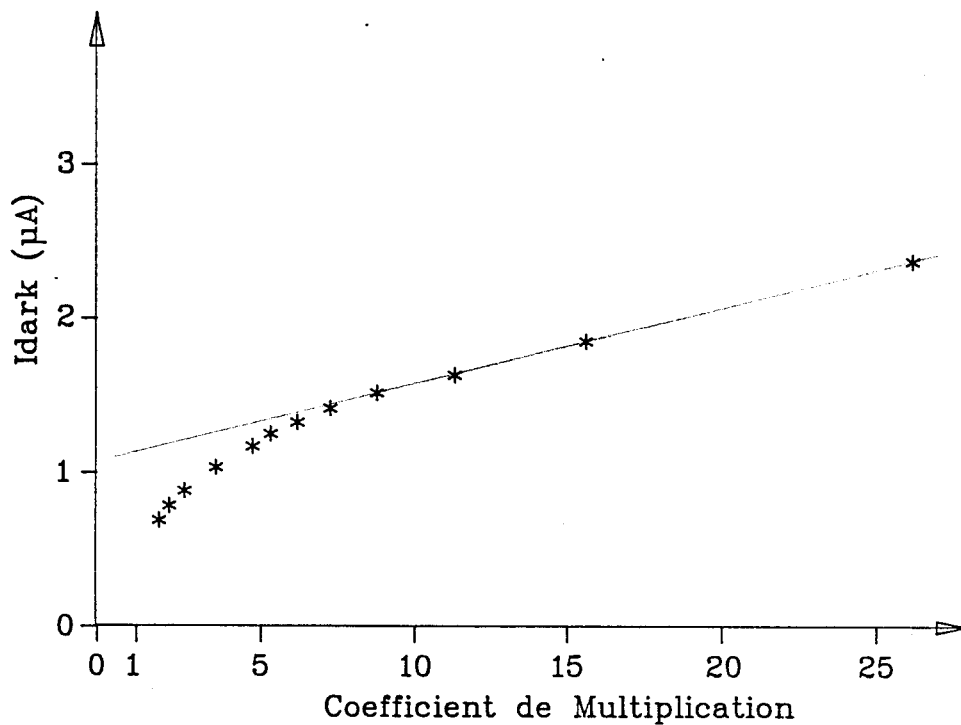


Figure 4.15 : Diode CIT2 - Variation du courant d'obscurité en fonction du gain

de  $I_0$  en fonction de  $M$ . Nous présentons ce travail effectué pour les photodiodes ATT1, CIT1 et CIT2 avant de faire les commentaires concernant cette mesure. Les caractéristiques  $I_0(M)$  pour ATT1 et CIT1 sont données Figures 4.12 et 4.13; pour CIT2 qui est un composant fibré, nous présentons avec la courbe  $I_0(M)$  (Figure 4.15) la caractéristique  $I_0(V)$  prise à différentes températures (Figure 4.14), ce qui permettra une analyse plus sûre du comportement de cette photodiode.

Les valeurs tirées des caractéristiques sont dans le tableau ci-dessous :

Composant	$I_{0M}$	$I_{0NM}$
ATT1	1.38nA	11.2nA
CIT1	9.40nA	16.2nA
CIT2	46nA	1.04 $\mu$ A

Les valeurs concernant ATT1 sont globalement les plus faibles. Le courant  $I_{0M}$  qui, d'après l'étude précédente, est composé en grande partie de génération, montre dans ce cas une durée de vie effective plus longue dans le GaInAs que pour les deux autres photodiodes testées, mais ceci n'est pas une généralité comme le montre la Figure 4.2. D'autre part, le courant de surface est très faible. La photodiode CIT1 a un comportement comparable, mais avec un courant multiplié plus élevé. Son courant de surface est du même ordre que le précédent.

Les caractéristiques de la diode CIT2 font apparaître un courant d'obscurité relativement élevé et de faibles variations avec la température. Ce dernier comportement est d'après nos observations un effet du boîtier qui possède des propriétés d'isolation thermique. Notre montage expérimental ne nous a pas permis d'augmenter la température du composant correctement. La courbe  $I_0(M)$  (cf le tableau ci-dessus) montre que le courant d'obscurité de ce composant est en majeure partie composé de courant non multiplié. La valeur de  $I_{0M}$  est déjà élevée mais montre, si l'on suppose un courant en volume du même ordre sous l'anneau, que  $I_{0NM}$  est majoritairement composé de courant de surface.

#### *Commentaire général concernant cette caractérisation*

D'une façon générale, la courbe  $I_0(M)$  présente trois zones. De part et d'autre d'une zone où  $dI_0/dM$  est une constante,  $dI_0/dM = I_k$ , on a deux zones où  $dI_0/dM > I_k$ . La dernière zone n'a pas été montrée dans nos

caractéristiques, il aurait fallu augmenter beaucoup l'échelle du gain, ce qui aurait diminué la précision dans la zone de calcul (la zone 2) qui seule nous donne des informations chiffrées. L'allure globale de la caractéristique  $I_0(M)$  est explicable ainsi :

#### Zone 1

La couche d'absorption finit d'être désertée au centre de la photodiode donc  $I_{OM}$  augmente avec la tension de polarisation. Le produit  $M \cdot I_{OM}$  n'est donc pas une fonction affine de  $M$  mais augmente plus vite.

#### Zone 2

La couche d'absorption est totalement désertée au centre (la zone déserte s'étend jusqu'à la couche tampon). Donc  $I_{OM}$  est sensiblement constant lorsque la tension de polarisation augmente. Le courant tunnel est négligeable et seul le phénomène d'ionisation par choc fait croître le courant d'obscurité.

#### Zone 3

Dans ce cas, le courant d'obscurité augmente très vite pour deux raisons :

- d'abord, il y a vraisemblablement l'apparition d'une composante de courant tunnel multiplié, ensuite, la valeur mesurée du gain ne correspond pas à l'intensité du phénomène de multiplication existant lorsque seul le courant d'obscurité circule dans le composant. En effet, nous avons vu expérimentalement que le gain, surtout aux fortes valeurs, dépend fortement du courant circulant dans la diode. A une même tension de polarisation, il diminue lorsque le courant augmente. Notre mesure du gain, correspondant à un photocourant primaire de  $1\mu A$  donne donc des valeurs erronées pour le courant d'obscurité seul, mais il est difficile de faire autrement.

### IV.6. VARIATION DE CARACTERISTIQUE OBSERVEE A LA SORTIE D'UNE CHAINE DE PRODUCTION

Dans le cadre d'une chaîne de production automatisée, il est important de pouvoir se faire une idée des caractéristiques technologiques des diodes fabriquées, ceci de façon systématique et non destructive. Il s'agit là d'une étape importante du processus de fabrication qui a pour but d'optimiser le rendement de la chaîne en intervenant sur l'opération qui conduit à l'incertitude de structure la plus déterminante pour la qualité finale du composant. Pour effectuer ce travail, on prélève sur les photodiodes en fin de fabrication les caractéristiques statiques  $I_0(V)$  et  $I_{PH}(V)$  mesurées sous pointes. Ceci permet de connaître pour chaque composant :

- la tension de claquage  $V_B$ ,
- les tensions  $V_{PC1}$  et  $V_{PC2}$  correspondant respectivement à la désertion sous l'anneau et au centre,
- le courant d'obscurité à  $0.9.V_B$ .

Nous avons donc cherché un moyen permettant de remonter de ces caractéristiques jusqu'à des informations concernant la structure, ce qui nous a conduit à un abaque.

#### *Comment l'avons-nous calculé ?*

A partir de la structure typique des photodiodes produites à CIT Alcatel, (voir le tableau correspondant au paragraphe IV.2), nous avons fait varier le dopage et l'épaisseur de la couche de multiplication en InP dopée N (c'est la couche dont les caractéristiques sont les plus déterminantes pour le comportement de la photodiode). Pour chaque structure ainsi obtenue, nous avons calculé à l'aide de la modélisation du chapitre 2, les valeurs de  $V_B$  et de  $V_{PC}$ , puis nous avons placé ces caractéristiques sur un diagramme ( $V_B, V_{PC}$ ). Nous avons ainsi obtenu dans ce diagramme (cf Figure 4.16) :

- les lignes à dopage de la zone InP N constant,
- les lignes à  $E_H$  constant ( $E_H$  est le champ électrique d'hétérointerface Quaternaire/Ternaire à  $M = 10$ )

Par conséquent, pour un composant dont on connaît le couple ( $V_B, V_{PC}$ ), si l'on admet d'un premier abord que les autres couches de la structure changent peu, on peut avoir une estimation des caractéristiques de la zone dopée N qui constitue la plus grande partie de la zone d'avalanche.

La tension de claquage  $V_B$  a été mesurée grâce à la courbe  $I_0(V)$  (pour un courant d'obscurité de  $10\mu A$ ), et la tension  $V_{PC2}$  a été calculée par annulation de la dérivée seconde de la courbe  $I_{PH}(V)$  : il y a deux annulations correspondant à  $V_{PC1}$  et  $V_{PC2}$ , seule la deuxième a été retenue.

Les résultats concernant toutes les photodiodes d'une plaque ont ainsi été placés sur l'abaque, comme le montre la Figure 4.16. Au préalable, le logiciel a été testé en comparant les résultats  $I(V)$  calculés pour une structure définie par des mesures au polaron (dopages, épaisseurs), avec ceux mesurés sous pointes avant la caractérisation destructive.

#### *Commentaire et interprétation*

D'abord, les points se répartissent sur une grande surface, ce qui montre les différences de caractéristiques obtenues avec un réacteur à épitaxie en phase liquide. Ensuite, la répartition ne suit pas de direction nettement privilégiée, ce qui aurait pu montrer l'influence d'une caractéristique

particulière. Les variations touchent donc dans ce cas tous les éléments de la structure soit :

- épaisseur et dopage de la zone d'avalanche (même la couche dopée  $N^-$  est concernée),

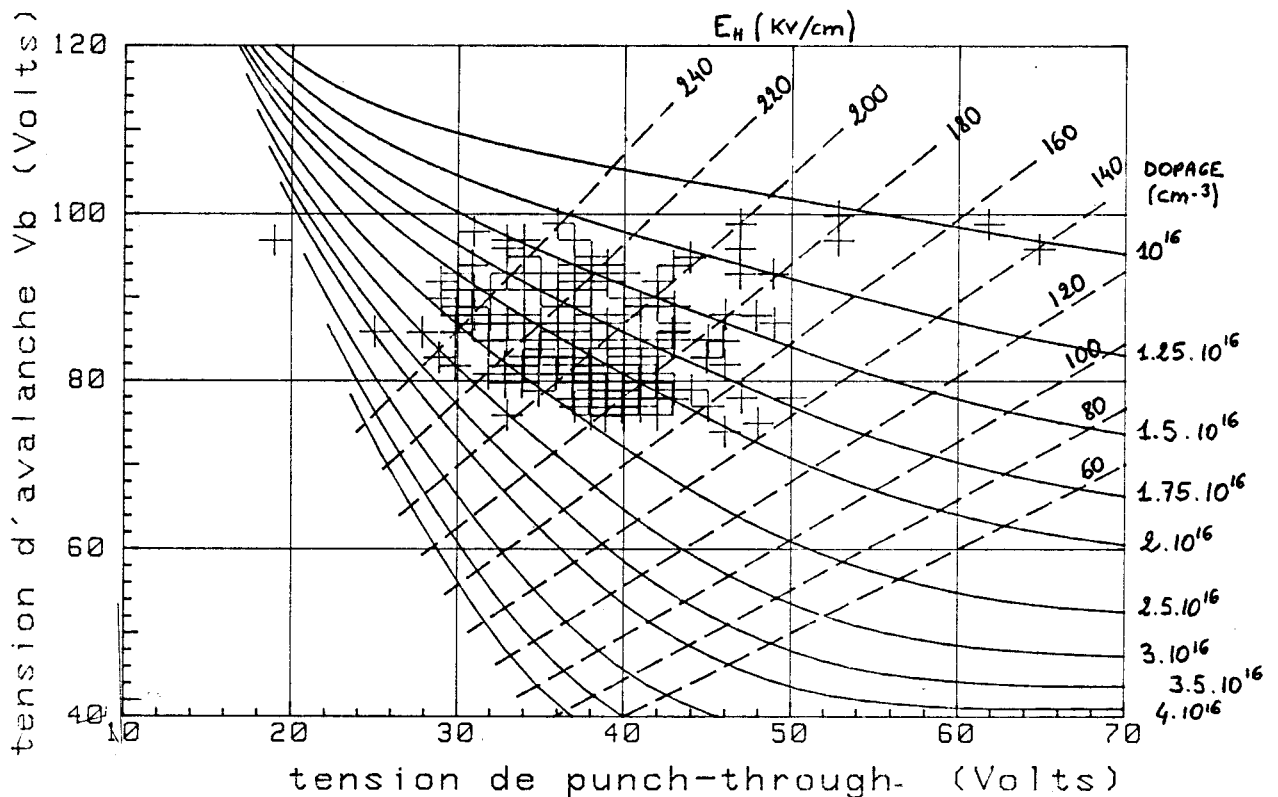


Figure 4.16 : Répartition des couples  $(V_B, V_{PC})$  représentatifs de photodiodes issues d'une même plaque (Fabrication CIT Alcatel)

(Cet abaque a été réalisé en collaboration avec Régis HAMELIN [110])

- épaisseur et dopage de la couche d'absorption, tout ceci, même si la forme allongée du nuage de points fait tout de même apparaître une variation de dopage et surtout d'épaisseur de la couche d'InP dopée N, ce qui est normal puisque ces variations ont un effet prépondérant.

Les valeurs centrales sont pour cette plaque :

- $V_B = 88V$  (à  $\pm 10V$  près)
- $V_{PC} = 37V$  (à  $\pm 8V$  près)
- Dopage de la couche InP N compris entre  $1.75$  et  $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

- Champ d'hétérointerface  $E_H$  compris entre 200 et 220kV/cm ( $M = 10$ ). Ces valeurs sont cohérentes, toutefois le champ  $E_H$  obtenu nous semble élevé. Il est au delà de la limite que nous nous sommes fixée pour l'effet tunnel. Même si cette limite est pessimiste, cette valeur élevée peu s'expliquer par des caractéristiques (épaisseur, dopage) moyennes de la couche d'absorption différentes de celles que nous avons admises ( $W_a = 2\mu\text{m}$ ,  $N_{da} = 5.10^{15}\text{cm}^{-3}$ ). Alors que toutes les caractéristiques technologiques influent sur  $V_B$ , celles de la couche de GaInAs n'influent pas sur  $V_{PC}$ ; par conséquent, une augmentation du dopage de cette couche fait diminuer  $V_B$  à  $V_{PC}$  constant, et il en est de même d'une diminution de son épaisseur. Il est difficile de prendre ces variations en considération dans les conditions présentes. Enfin les caractéristiques de la couche d'InP  $N^-$  varient aussi. L'ensemble explique la valeur de  $E_H$  élevée.

*en conclusion de cette approche ?*

Il nous semble important au premier chef de diminuer les variations des caractéristiques technologiques des couches d'InP constituant la zone d'avalanche. Ceci devrait conduire à une réduction de la largeur du nuage (moins de variations de  $V_{PC}$ ). Les autres influences apparaîtront alors. Tous ces résultats sont bien sûr inhérents à la méthode de croissance épitaxiale adoptée (LPE) et compatibles avec les études faites par polaron à CIT Alcatel [110], qui ont fait apparaître des irrégularités de surfaces.

#### IV.7. CONCLUSIONS

Le comportement statique des deux types de photodiode à avalanche testés s'est révélé similaire. Les résultats expérimentaux font ressortir deux aspects du comportement des photodiodes planaires qui n'ont pas été pris en compte dans notre première approche (chapitre 2). D'abord, on ne sait pas précisément ce qui se passe sous l'anneau de garde, comment celui-ci fonctionne et quelle est son influence sur le comportement du composant. Ensuite, la modification des forts gains lorsque la densité de courant circulant dans la zone déserte varie montre qu'il faut considérer avec plus de précision l'influence des charges mobiles sur le champ électrique. Ce sont deux directions de travail que nous avons adoptées pour la suite.

## V. ETUDE DE L'ANNEAU DE GARDE

---

- V.1. PRESENTATION DU PROBLEME
- V.2. PROFIL DE DOPAGE DES ANNEAUX IMPLANTES (Be)
- V.3. STRUCTURE DES COUCHES SUPERIEURES DES PHOTODIODES  
PLANAIRE DE TYPE SAGM
- V.4. ETUDE MONODIMENSIONNELLE
  - V.4a. ANNEAU IMPLANTE : PROFIL TYPIQUE DE CHAMP
  - V.4b. CARACTERISTIQUE DE MULTIPLICATION
  - V.4c. MULTIPLICATION : CAS GENERAL
  - V.4d. CONCLUSIONS
- V.5. ETUDE DES EFFETS DE BORD
  - V.5a. CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE
  - V.5b. EFFET DE LA COURBURE DE LA ZONE CENTRALE
    - 5b1. Analyse en coordonnées cylindriques
    - 5b2. Plan de simulation utilisé
    - 5b3. Résultats bidimensionnels
  - V.5c. L'ANNEAU DE GARDE
    - 5c1. En fonction de la hauteur H
    - 5c2. En fonction de la profondeur P
- V.6. CONCLUSION CONCERNANT LE COMPORTEMENT  
DES PHOTODIODES PLANAIRE
- V.7. CAS PARTICULIER DES COMPOSANTS DE ZONE  
D'AVALANCHE TRES FINE ( $W_m < 0.4\mu\text{m}$ )





## V.1. PRESENTATION DU PROBLEME

Nous avons vu précédemment que pour obtenir des fréquences de coupure élevées, une condition nécessaire est de diminuer la capacité équivalente du composant dans le circuit incluant la résistance de charge  $R_c$ . Il faut donc, limiter précisément la surface active du composant. Pour cela, deux types de solution ont été proposés : réaliser un méssa ou diffuser localement l'espèce dopante qui réalise la zone  $P^+$ .

Pour comparer ces deux méthodes, on peut dire que

- l'optimisation des structures méssas est plus simple parce que leur fonctionnement est uniforme, alors qu'il faut tenir compte des effets de bord pour les diodes planaires.
- La technologie planaire, avec ou sans anneau de garde, bien qu'à priori plus délicate à réaliser, permet surtout une passivation homogène sur des couches cristallines dont la structure n'a pas été altérée par une attaque chimique, ce qui limite les phénomènes de surface susceptibles d'induire des courants d'obscurité parasites.

### *Importance d'une bonne passivation*

A la surface d'un semiconducteur, il y a une rupture brusque de la périodicité du réseau cristallin. Du côté du vide (ou de l'air), les atomes superficiels ont un certain nombre de liaisons libres, ce qui conduit à deux types de situation. Ou bien ils laissent des liaisons pendantes, ou bien ils se combinent avec des atomes étrangers pour former des oxydes. Dans les deux cas, la modification des états d'énergie peut provoquer des phénomènes d'accumulations de charge, de génération-recombinaison, ou de conduction entre les deux électrodes à travers la couche d'oxyde superficiel, d'où un courant de surface. L'intensité de chacun de ces phénomènes dépend étroitement de l'état physico-chimique du semiconducteur en surface.

En plus, le courant de surface est difficile à caractériser. Le séparer expérimentalement du courant en volume est une opération délicate. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, on arrive à distinguer dans une certaine plage de tension de polarisation le courant d'obscurité multiplié de celui qui ne l'est pas, mais le courant de surface reste difficile à extraire dans le cas général. La partie du courant de surface passant par conduction à travers l'oxyde est modélisée par une résistance shunt  $R_s$  qui est de l'ordre de  $10^{10}$  à  $10^{11}\Omega$ . Les autres parties ne sont pas modélisées, en effet, elles dépendent en général d'instabilités de la structure physico-chimique du

matériau en surface, et ne sont pas systématiques. Les états de surface peuvent être dégradés par une contrainte physique, une contrainte de tension ou de température, ce qui conduit à l'augmentation notable du courant de surface (voir Figure 5.1). La résistance d'un composant à de telles dégradations dépend du soin pris lors de sa fabrication et diminue avec le temps de fonctionnement, ce qui limite sa durée de vie. L'étude expérimentale de cette caractéristique est longue; elle exige de placer pendant des dizaines voire des milliers d'heures un grand nombre de composants de la même production dans des conditions variables et extrêmes de tension et de température [70] de façon à connaître statistiquement leur durée de vie (celle-ci peut aller jusqu'à plus de 10000 heures). Elle donne une idée de la fiabilité d'une production et permet de l'améliorer par la correction des défauts les plus fréquents [68,98].

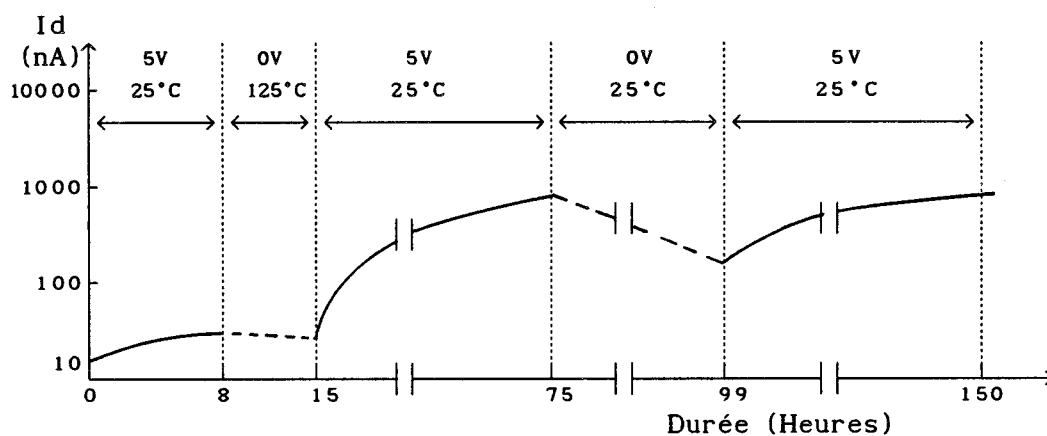


Figure 5.1 : Variation du courant d'obscurité d'une photodiode PIN mesa soumise à une étude de fiabilité [98]

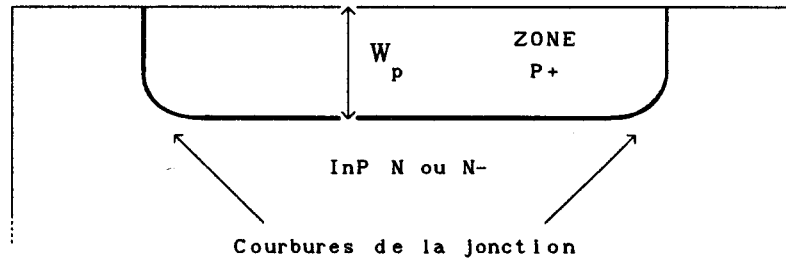
Voilà pourquoi la passivation est une opération importante dans la réalisation des photodiodes sur InP, (même les photodiodes PIN sont concernées).

La différence des comportements dans le temps entre les composants mesas et les composants planaires (variation du courant d'obscurité avec le temps, la température et la tension de polarisation) a été mise en évidence par Skrimshire & al [98]. Elle montre du point de vue de la fiabilité le net avantage des structures planaires, ce qui est déterminant pour les systèmes de télécommunication non accessibles (par exemple : sous-marins). Voilà pourquoi les structures réalisées actuellement dans les chaînes de production

sont planaires. Dans ce cas, la zone P+ est diffusée localement dans de l'InP peu dopé, sa profondeur étant bien contrôlée.

*Conséquences d'une diffusion localisée des atomes accepteurs*

Le problème est qu'on introduit ainsi une courbure de jonction aux bords de la zone diffusée, ce qui conduit, lorsque la diode est polarisée, à un champ électrique à la courbure bien plus élevé qu'il ne l'est au centre du composant. Il y a donc dans cette région soit de la multiplication soit du tunnel (tunnel bande à bande à la jonction dans l'InP), mais d'une façon plus



intense qu'au centre du composant dans la zone active, d'où nécessairement une augmentation nuisible du courant d'obscurité. Un effet tunnel important dans cette zone conduit en général au claquage prématuré de la diode. On ne peut pas alors profiter de la multiplication du photocourant au centre. Ceci a été montré expérimentalement par Ando & al [40]. Une multiplication plus intense au bord, au dessus d'une région non éclairée en fonctionnement normal, augmente le courant d'obscurité généré en volume dans la diode (courant de génération thermique, de diffusion, et d'effet tunnel dans le ternaire).

Il faut préciser que la courbure de la jonction ne pose pas en général de problème dans le cas des photodiodes PIN. Le champ électrique qui y est établi a uniquement pour rôle de donner aux porteurs libres leur vitesse de saturation. Sa valeur est donc d'une centaine de kilovolts par centimètre. A ce niveau les maxima de champ au bord de la diode atteignent dans le pire des cas 200 kV/cm. C'est pourquoi ces photodiodes sont fabriquées sans anneau [77,83]. En témoigne la figure 5.2 qui montre les différences de structure entre les photodiodes à avalanche et les photodiodes PIN planaires produites par AT&T. Mais le profil de champ des photodiodes à avalanche doit être réglé avec une telle précision à la tension de fonctionnement, que les effets de bord sont très importants, on a donc cherché à les atténuer. Comme nous l'avons vu dans la première partie, différentes techniques ont été mises en

oeuvre pour cela. Excepté pour le cas d'une structure particulière récente

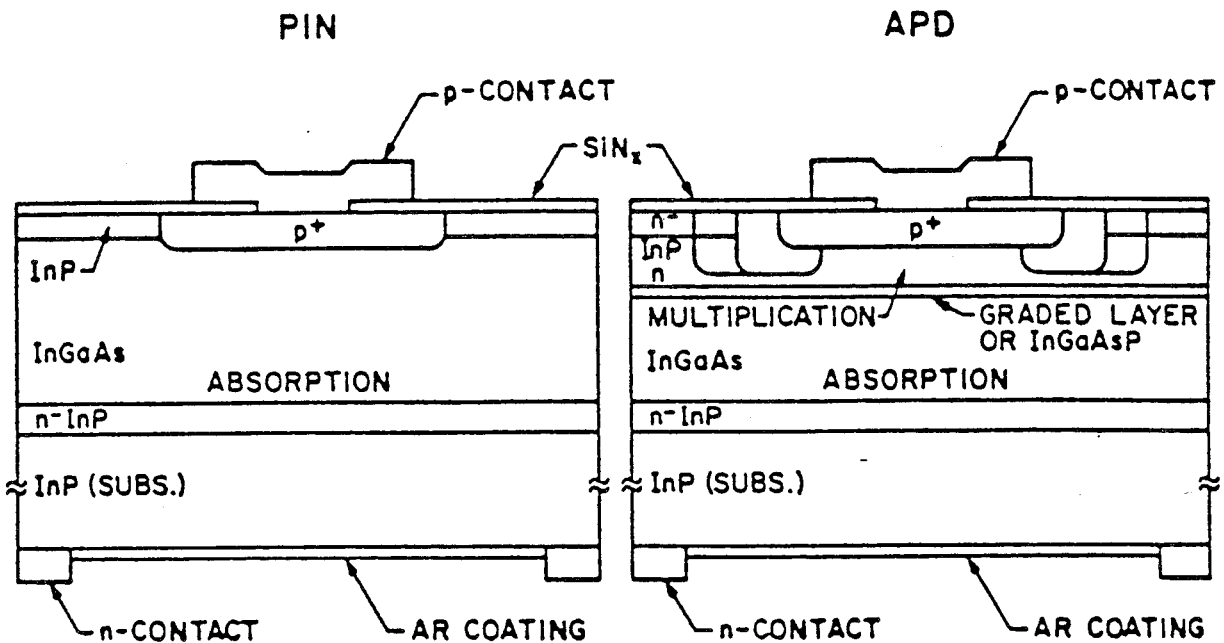


Figure 5.2 : Comparaison des PINs et des APDs produites par AT&T [83]

(Figure 1.8), le principe général permettant de résoudre ce problème consiste à modifier le profil de la jonction PN sur les bords, au niveau de la courbure, ce qu'on fait en réalisant des anneaux de garde. Ont été adoptées les solutions suivantes :

- zone centrale  $P^+$  diffusée avec anneau diffusé  $P^+$  plus profond [36],
- zone centrale  $P^+$  diffusée avec anneau diffusé  $P^+$  moins profond [63],
- zone  $P^+$  diffusée avec anneau implanté (Beryllium) [45,50,61,69],
- zone  $P^+$  diffusée avec double anneau implanté (Be) [80,93],
- zone  $P^+$  diffusée avec deux anneaux  $P^+$  diffusés flottants [91,102].

Parmi toutes ces techniques, l'implantation de Beryllium est le plus souvent utilisée et peu d'études théoriques ont été publiées à ce sujet, c'est donc une étude de ces anneaux que nous avons effectuée pour préciser certains aspects du comportement de ces composants.

## V.2. PROFIL DE DOPAGE OBTENU PAR IMPLANTATION DE BERYLLIUM

Dans l'InP, si l'on désire réaliser une zone de type P, on peut planter du Beryllium, du Magnesium, du Zinc, du Cadmium ou du Mercure. Le Beryllium a été retenu pour notre utilisation parce qu'il permet d'obtenir un profil de

dopage graduel sur de grandes profondeurs [97]. D'une façon générale, pour l'implantation, on dispose des courbes théoriques LSS [97,50], mais le profil après recuit correspondant au Beryllium diffère nettement des résultats donnés par ce modèle. Nous avons donc utilisé les résultats publiés correspondant aux conditions typiques de réalisation des anneaux de garde, c'est à dire une densité d'ions de  $5.10^{13} \text{cm}^{-2}$ , une énergie de 150KeV, le recuit se faisant à 700°C pendant 20 minutes. Ces résultats obtenus séparément par Shirai & al [50] et Taguchi & al [93] concordent. Ils sont présentés Figure 5.3. L'allure de la courbe peut être approchée grâce au polynome :

$$N_a(x) = \frac{H}{x^{2.7}}, \quad H = 7.10^{16}$$

où  $N_a(x)$  est exprimé en  $\text{cm}^{-3}$  et la profondeur  $x$  en microns, H est la

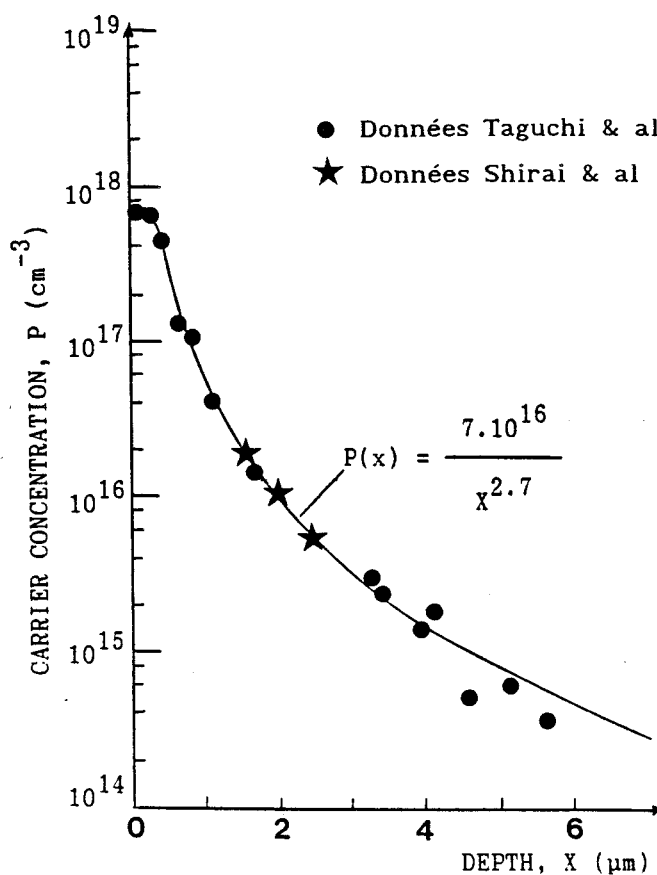


Figure 5.3 : Profil de dopage résultant de l'implantation (Be)

hauteur du profil, ce que nous avons fait varier par la suite. La valeur  $H = 7.10^{16}$  donne le profil que nous avons adopté comme référence. La profondeur du profil est modifiée grâce à un terme  $\Delta P$  de translation exprimé en microns ( $X \rightarrow X - \Delta P$ ).

*Profil de dopage aux bords de la zone implantée*

Nous ne disposons pas de données permettant de cerner l'importance de la diffusion latérale. De telles mesures sont en effet délicates à effectuer. C'est pourquoi nous avons programmé d'abord un profil latéral abrupt puis une gradualité latérale linéaire s'étendant sur  $0.6\mu\text{m}$ , nous avons ainsi pu apprécier l'importance de ce facteur tout en nous situant dans le pire cas.

**V.3. STRUCTURE DES COUCHES SUPERIEURES DES PHOTODIODES PLANAIRES DE TYPE SAGM**

Pour notre étude, nous avons choisi le type de structure le plus répandu (Figure 5.4). Pour le réaliser, on fait croître successivement sur le substrat  $N^+$ , une couche tampon, la couche d'absorption en GaInAs, la couche

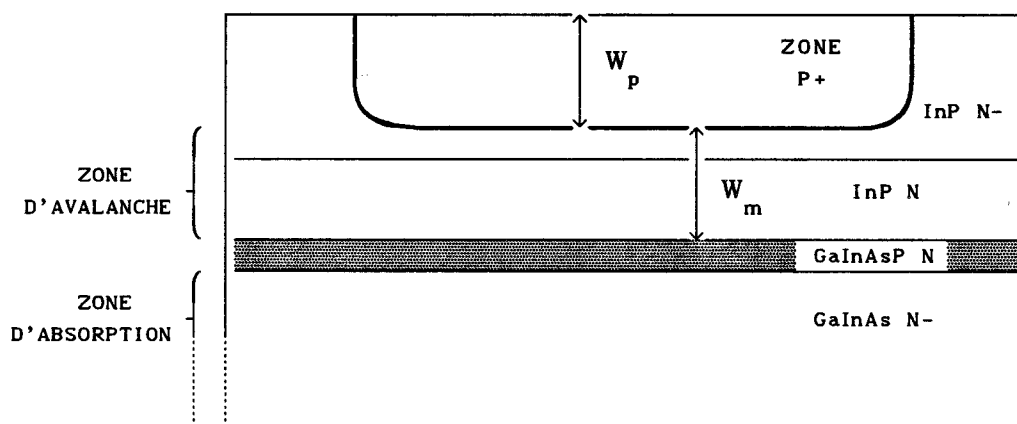


Figure 5.4 : Structure de base des couches supérieures des photodiodes SAGM planaires

de quaternaire, la couche d'InP dopée N qui sert à maîtriser le champ électrique de façon à favoriser l'ionisation par choc, et une couche d'InP dopée  $N^-$  (cap layer) dans laquelle on va diffuser la zone  $P^+$  et, le cas échéant, implanter les anneaux de garde.

*Caractéristiques de la structure que nous avons utilisée*

Les caractéristiques des couches que nous avons programmées correspondent à la structure typique fabriquée par CIT Alcatel. Elles ont seulement pour but de permettre une comparaison du fonctionnement au centre et au bord du composant, anneau de garde inclus ou non. Elles sont données dans le tableau suivant :

	InP N <sup>-</sup>	InP N	GaInAsP	GaInAs	tampon
W (μm)	2	0.8	0.45	2	3
Nd (cm <sup>-3</sup> )	7.10 <sup>15</sup>	3.10 <sup>16</sup>	10 <sup>16</sup>	5.10 <sup>15</sup>	2.10 <sup>16</sup>

La zone P<sup>+</sup> dont le dopage a été supposé uniforme et égal à 10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup> est diffusée sur une profondeur de 1.7μm.

*Position de la jonction PN sous l'anneau en fonction de la hauteur de profil et de la profondeur*

Le dopage de la couche supérieure d'InP N<sup>-</sup> étant de 7.10<sup>15</sup>cm<sup>-3</sup>, plus H et ΔP sont faibles et plus la jonction créée se rapproche de la surface du composant; au contraire, si l'on augmente la hauteur du profil ou la profondeur, la jonction vient se placer au niveau de l'interface InP N<sup>-</sup>/InP N. A la limite, si H et ΔP prennent une valeur élevée, la jonction peut pénétrer dans la couche de type N. Ceci dépend évidemment du dopage de cette couche. Dans le cas d'une épaisseur de couche N<sup>-</sup> égale à 2μm, l'abaque de la Figure 5.5 permet de connaître la position de la jonction sous l'anneau en fonction de H et ΔP. C'est une donnée importante qui nous permettra d'interpréter les résultats par la suite. Sur une ligne, la profondeur de jonction est constante. Lorsqu'on augmente ΔP à H constant ou bien H à ΔP constant, on passe de ligne en ligne, ce qui permet de connaître la profondeur de jonction. Pour les valeurs élevées de H et ΔP, la position de la jonction dépend du dopage de la couche dopée N. Dans le cas de la structure ci-dessus, elle se situe à l'interface InP N<sup>-</sup>/InP N excepté pour les valeurs très élevées (ΔP ≥ 0.4μm et H ≥ 12.10<sup>16</sup> où elle avance dans la zone dopée.



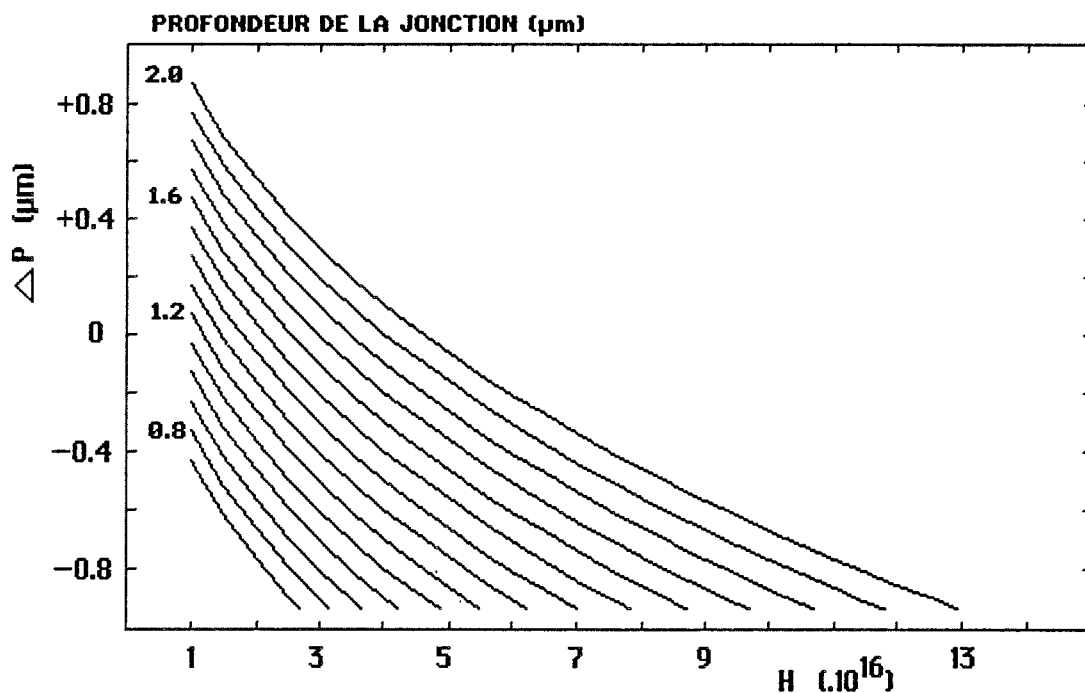


Figure 5.5 : Position de la jonction PN sous l'anneau en fonction de H et  $\Delta P$

#### V.4. ETUDE MONODIMENSIONNELLE

A la suite de l'étude expérimentale présentée au chapitre précédent, nous avons considéré la photodiode planaire comme deux photodiodes mises en parallèle : celle constituant la zone active et celle constituée par l'anneau de garde. Le modèle du régime statique présenté au chapitre II a donc été utilisé pour prévoir le comportement de l'anneau. Conformément au schéma parallèle du chapitre IV (§ IV.4a), on a sommé les photocourants et les courants d'obscurité des deux parties du composant de façon à obtenir le comportement global de la photodiode avec anneau de garde. Toutefois, le comportement de la zone active ayant fait l'objet d'études aux deux chapitres précédents, nous allons considérer plus particulièrement le comportement de l'anneau.

##### V.4a. ANNEAU IMPLANTE : PROFIL TYPIQUE DE CHAMP ELECTRIQUE

Le profil de champ électrique a été tracé (Figures 5.6 et 5.7) pour une tension de polarisation de 60V et des valeurs de H de 1, 3, 7, et  $15 \cdot 10^{16}$ . Ceci permet la comparaison par rapport au centre. Les caractéristiques

remarquables de la répartition de champ sous l'anneau sont :

- champ maximal à la jonction bien plus faible qu'au centre de la zone active,
- l'épaisseur  $W_m$  de la zone d'avalanche augmente lorsque H diminue,
- le champ d'hétérointerface  $E_H$  augmente avec H et  $\Delta P$ , mais pour des valeurs de H et  $\Delta P$  pas trop élevées ( $H < 14.10^{16}$  &  $\Delta P < 0.3\mu m$ ), il reste inférieur au champ d'hétérointerface au centre.

Toutes ces caractéristiques sont très favorables. Mais comment évoluent-elles avec la tension de polarisation par rapport au centre du composant ?

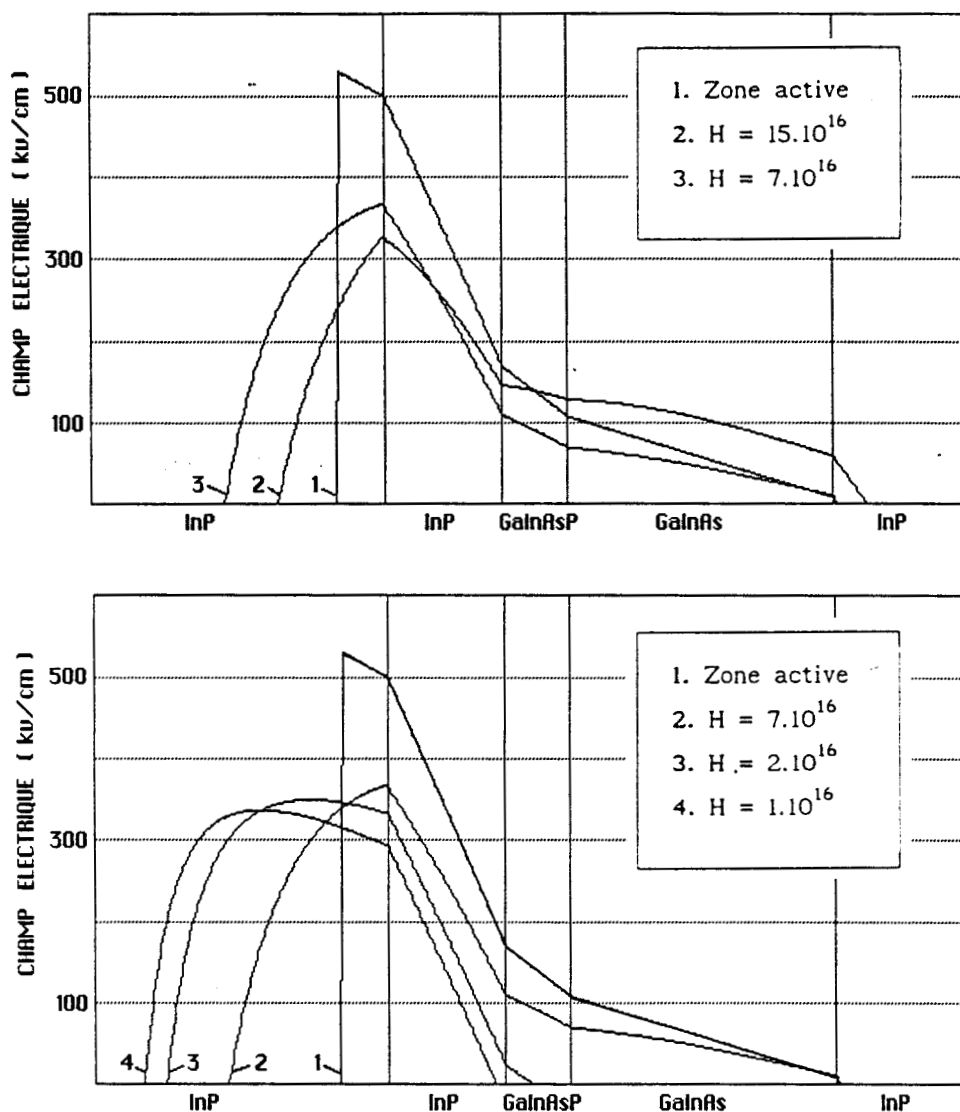


Figure 5.6 : Champ électrique pour une tension de 60V :  
influence de la hauteur H

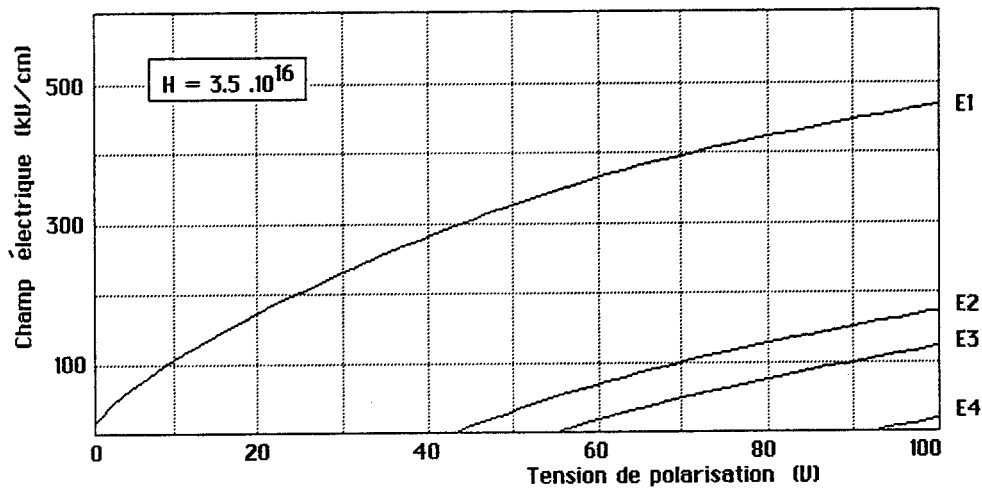
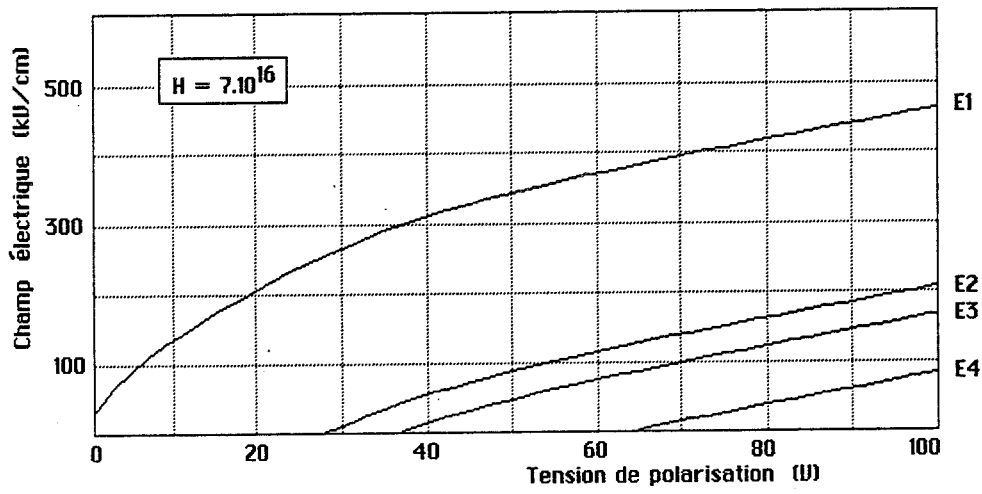
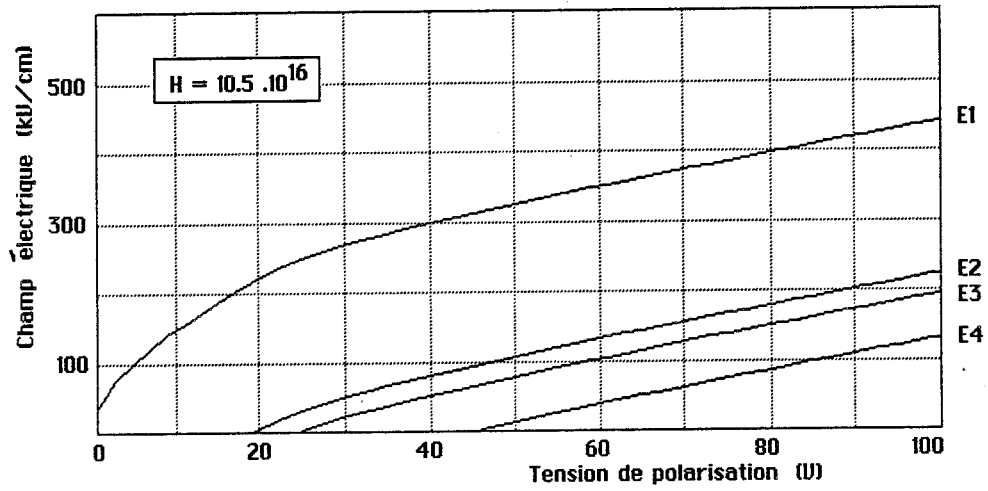


Figure 5.7 : Evolution du champ électrique à la jonction et aux différentes interfaces sous l'anneau en fonction de la tension de polarisation

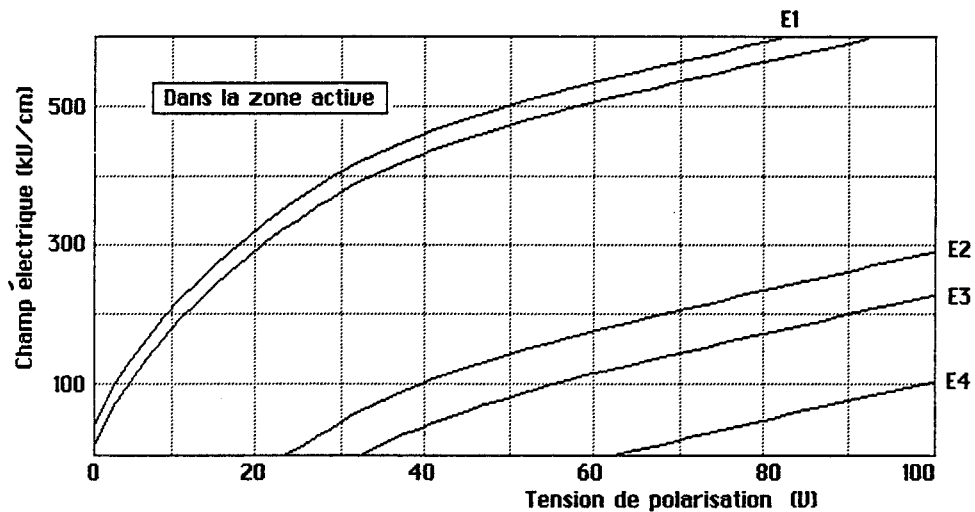


Figure 5.8 : Evolution du champ électrique à la jonction et aux différentes interfaces au centre en fonction de la tension de polarisation

La Figure 5.7 montre l'évolution du champ électrique à la jonction et aux différentes interfaces en fonction de la tension de polarisation. Le calcul a été fait pour  $H = 3.5, 7$  et  $10.5 \cdot 10^{16}$  et aussi pour la zone active (Figure 5.8). Il montre que l'augmentation du champ avec la tension est similaire au centre et sous l'anneau. On peut donc faire une comparaison à une tension donnée si celle-ci n'est pas trop éloignée de la tension de fonctionnement.

Nous avons vu les caractéristiques de champ, quelles sont les propriétés de multiplication qui en résultent ?

#### V.4b. CARACTERISTIQUE DE MULTIPLICATION : INFLUENCE DE H ET $\Delta P$

La Figure 5.9 montre l'évolution de la tension d'avalanche ( $M_p = 100$ ) en fonction de H pour différentes valeurs de  $\Delta P$ . Le calcul a été fait à partir de la structure typique CIT Alcatel utilisée précédemment. Le résultat montre que pour  $H > 3 \cdot 10^{16}$ , la tension d'avalanche de l'anneau augmente avec H et  $\Delta P$ . Dans le cas présent, la valeur au centre est de 74.2V, on atteint donc des différences  $\Delta V_B$  supérieures à 20V. Tous les cas sont favorables; plus l'anneau est profond, plus la multiplication sera faible sous l'anneau à la tension de fonctionnement de la zone active. Nous allons étudier les propriétés de multiplication de l'anneau dans le cas général.

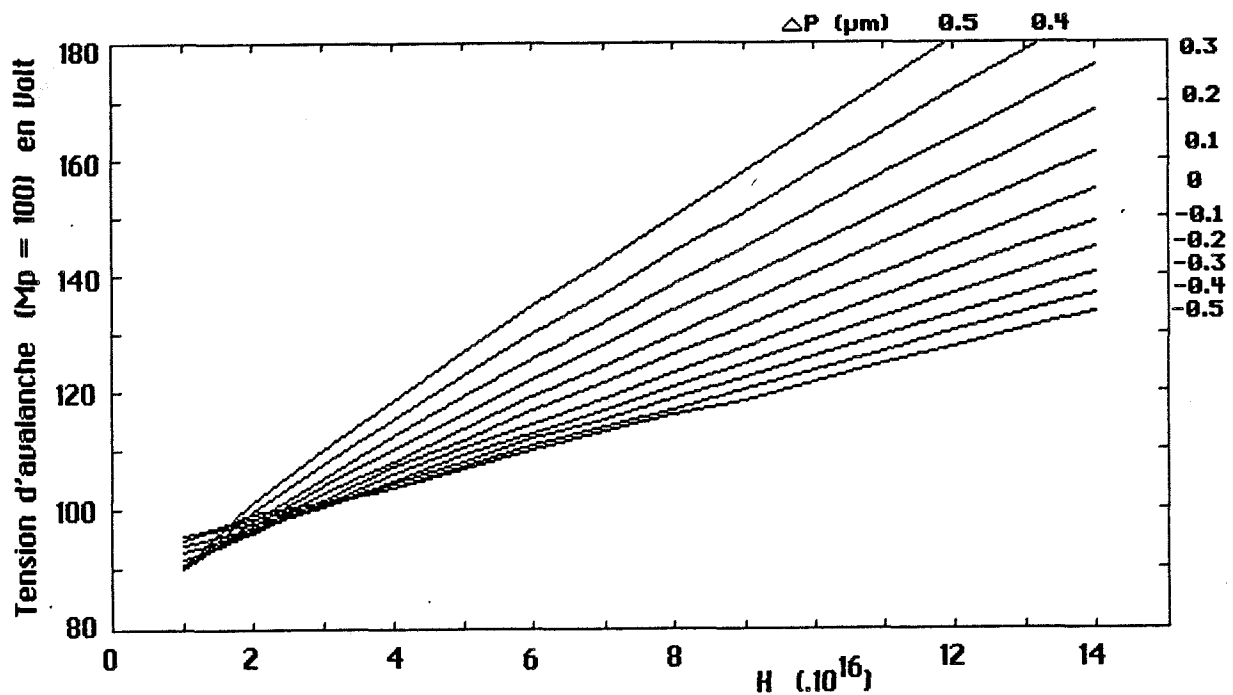


Figure 5.9 : Structure CIT Alcatel : tension d'avalanche de l'anneau en fonction de H et  $\Delta P$

#### V.4c. CARACTERISTIQUES DE MULTIPLICATION : CAS GENERAL

Pour les structures optimales déterminées au chapitre III, (cf Figures 3.9, 3.10 et 3.11), nous avons calculé la tension d'avalanche correspondant à un gain  $M_p = 100$  pour :

- la zone active,
- le cas de l'anneau implanté avec  $\Delta P = 0$  et successivement  $H = 2, 7$  et  $10 \cdot 10^{16}$  (Figure 5.10),
- le cas de l'anneau implanté avec  $H = 7 \cdot 10^{16}$  et  $\Delta P = -0.5, 0$  et  $+0.5 \mu m$  (Figure 5.11)

Pour les épaisseurs  $W_m$  de couche de multiplication supérieures au micron, la tension d'avalanche de l'anneau est supérieure d'au moins 20V à celle de la zone active, ceci pour tous les couples  $(H, \Delta P)$  testés, c'est à dire aussi bien pour les anneaux profonds que pour les anneaux très peu profonds. Ceci est une excellente caractéristique.

En revanche, pour les épaisseurs  $W_m$  inférieures (surtout si  $W_m \leq 0.7 \mu m$ ), nos calculs montrent qu'il faut nécessairement choisir un anneau profond pour obtenir un écart  $\Delta V_B$  entre les tensions d'avalanche de l'anneau et du centre de 15-20V.

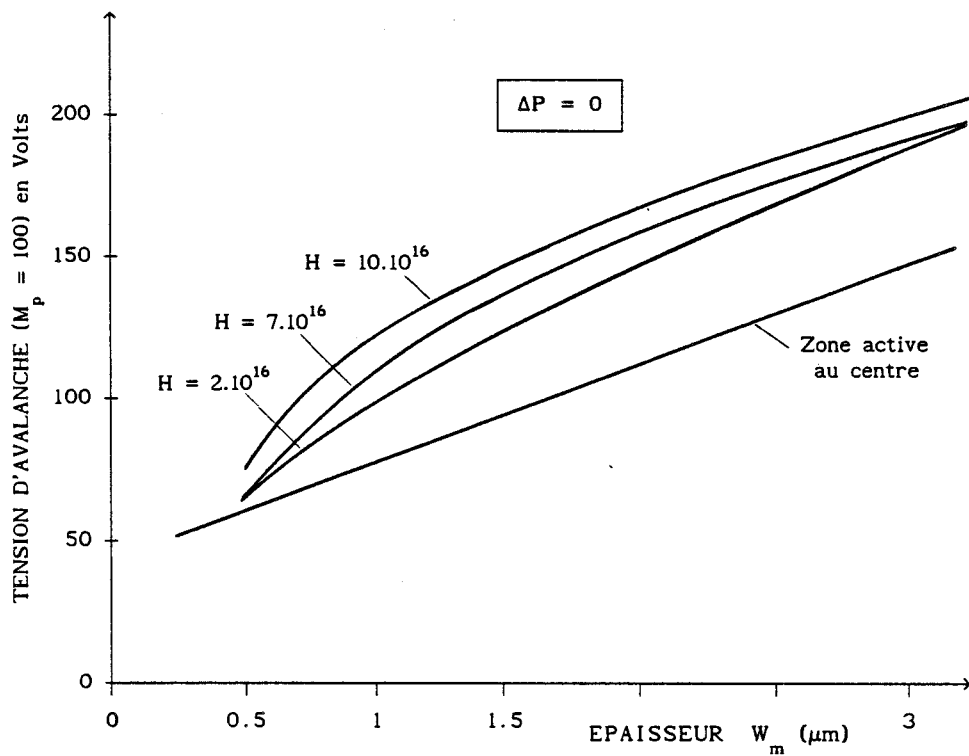


Figure 5.10 : Tension d'avalanche de l'anneau et du centre pour les structures optimales du chapitre III

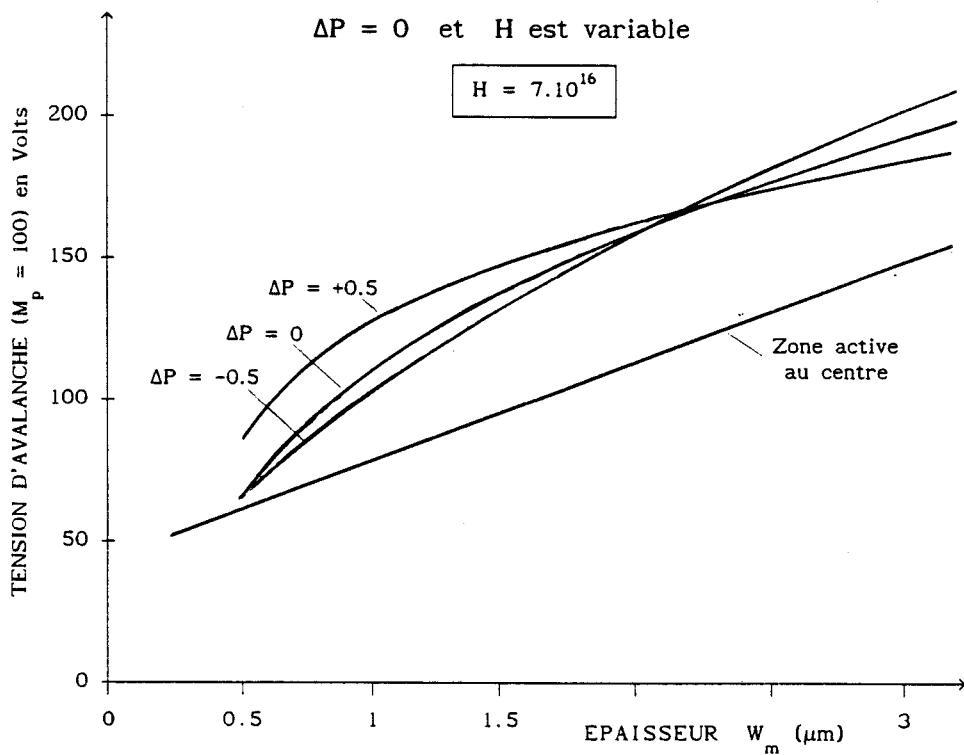


Figure 5.11 : Tension d'avalanche de l'anneau et du centre pour les structures optimales du chapitre III

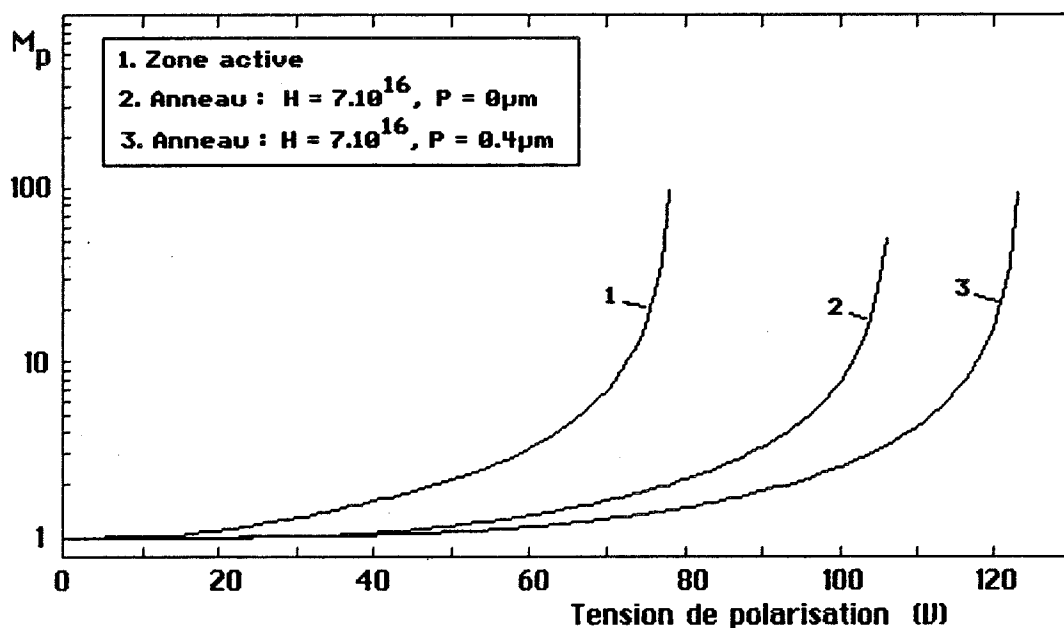
$H = 7 \cdot 10^{16}$  et  $\Delta P$  est variable

#### V.4d. CONCLUSIONS DE L'ETUDE MONODIMENSIONNELLE

Le profil typique de jonction résultant de l'implantation permet d'obtenir :

- un champ suffisamment faible à l'hétérointerface GaInAsP/GaInAs,
- un écart  $\Delta V_B$  supérieur à 20V pour les épaisseurs  $W_m$  supérieures à  $0.7\mu\text{m}$ ,
- un écart  $\Delta V_B$  supérieur à 20V pour les épaisseurs  $W_m$  inférieures à  $0.7\mu\text{m}$  uniquement dans le cas des anneaux profonds.

Il faut maintenant compléter cette approche par l'étude des effets de bord.



Caractéristique Gain-Tension de la zone active et de l'anneau de garde pour la structure CIT Alcatel.

(Le gain sous l'anneau n'excède pas 2 à la tension d'avalanche de la zone active.)

## V.5. ETUDE DES EFFETS DE BORD

Pour l'étude des effets de bord, il a été nécessaire de mettre au point un outil de calcul bidimensionnel du champ électrique, ce que nous avons fait à l'aide d'hypothèses simplificatrices.

### V.5a. CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE

Dans les conditions qui nous intéressent, le courant passant dans tout le composant est tel que la densité des charges mobiles injectées ou générées dans la zone déserte est faible comparée aux densités de charges fixes en présence. L'hypothèse de faible injection est donc légitime. Il faut donc trouver une méthode de résolution de l'équation de Poisson Bidimensionnelle :

$$\Delta V(x,y) + \frac{q \cdot (N_d(x,y) - N_a(x,y))}{\epsilon} = 0$$

donnant le potentiel  $V(x,y)$ , donc les composantes  $E_x(x,y)$  et  $E_y(x,y)$  du champ électrique pour une tension de polarisation donnée à partir de la structure du composant (Répartition  $N_a(x,y)$  et  $N_d(x,y)$ ).

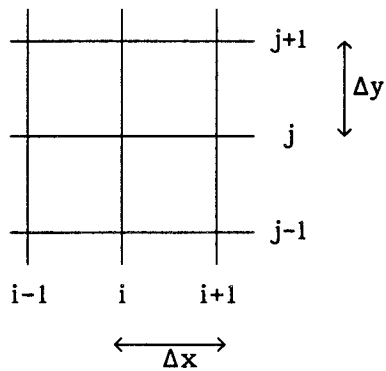
Partant de la méthode des différences finies, nous nous sommes fixés deux impératifs :

- calculer les cartes de champ électrique sur PC
- pouvoir traiter des maillages suffisamment grands pour simuler la partie latérale de la photodiode comprenant le bord de la zone diffusée  $P^+$  et l'anneau.

D'une façon générale, pour calculer le champ électrique dans une jonction polarisée, il nous faut la répartition spatiale de la densité de charges  $\rho(x,y)$  et celle du potentiel  $V(x,y)$ . Ceci implique la résolution couplée sur le maillage de l'équation de Poisson et des équations de courant et de continuité. Cette méthode a été mise en oeuvre sur PC dans notre laboratoire pour des composants de petite taille. La distance entre deux points de maille devant être inférieure à la longueur de diffusion qui diminue avec le dopage, ont été introduits sur PC des maillages de  $32 \times 32$  voire  $32 \times 64$  avec des méthodes rapides de calcul de l'équation de Poisson (FACR [60] ou MDS [62]). Etant donnée la taille de notre plan à simuler ( $28 \times 6 \mu\text{m}$ ), nous avons été contraints de rechercher une méthode de résolution mathématique plus approximative et demandant moins d'espace mémoire.



Ecriture de l'équation de Poisson à l'aide des différences finies



$$0 \leq i \leq N_i \quad \text{et} \quad 0 \leq j \leq N_j$$

on a par développement de Taylor au 2<sup>e</sup> ordre :

$$V_{i,j+1} = V_{i,j} + \Delta y \cdot \frac{\partial V}{\partial y}(i,j) + \frac{\Delta y^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}(i,j)$$

$$V_{i,j-1} = V_{i,j} - \Delta y \cdot \frac{\partial V}{\partial y}(i,j) + \frac{\Delta y^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}(i,j)$$

d'où l'on tire :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}(i,j) = \frac{1}{\Delta y^2} \cdot [V_{i,j+1} + V_{i,j-1} - 2 \cdot V_{i,j}]$$

en procédant de la même façon selon la variable x, on obtient :

$$\Delta V_{i,j} = \frac{1}{\Delta x^2} [V_{i+1,j} + V_{i-1,j}] + \frac{1}{\Delta y^2} [V_{i,j+1} + V_{i,j-1}] - 2 \left[ \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right] \cdot V_{i,j}$$

le système à résoudre est donc :

$$V_i, 1 \leq i \leq N_i \quad \text{et} \quad V_j, 1 \leq j \leq N_j$$

$$2 \cdot (1+a) \cdot V_{i,j} = \frac{\rho(i,j) \cdot \Delta x^2}{\epsilon} + [V_{i+1,j} + V_{i-1,j}] + a [V_{i,j+1} + V_{i,j-1}]$$

où  $a = \Delta x^2 / \Delta y^2$

et  $\rho(i,j) = q \cdot [N_d(i,j) - n(i,j) - N_a(i,j) + p(i,j)]$

avec les conditions aux limites suivantes :

-  $\forall i$ , aux électrodes, conditions de Dirichlet :

$$V_{i,1} = V_{\text{électrode1}}, \quad V_{i,N_j} = V_{\text{électrode2}}$$

-  $\forall i$ , hors électrode, conditions de Neumann :

$$V_{i,2} = V_{i,0}$$

- et  $\forall j$ ,  $1 \leq j \leq N_j$ , hors électrode, conditions de Neumann :

$$V_{2,j} = V_{0,j} \quad \text{et} \quad V_{N_i-1,j} = V_{N_i+1,j}$$

Une fois le potentiel obtenu sur tout le maillage, le champ électrique est donné par ses deux composantes :

$$E_x(i,j) = - \frac{V_{i+1,j} - V_{i-1,j}}{2.\Delta x} \quad E_y(i,j) = - \frac{V_{i,j+1} - V_{i,j-1}}{2.\Delta y}$$

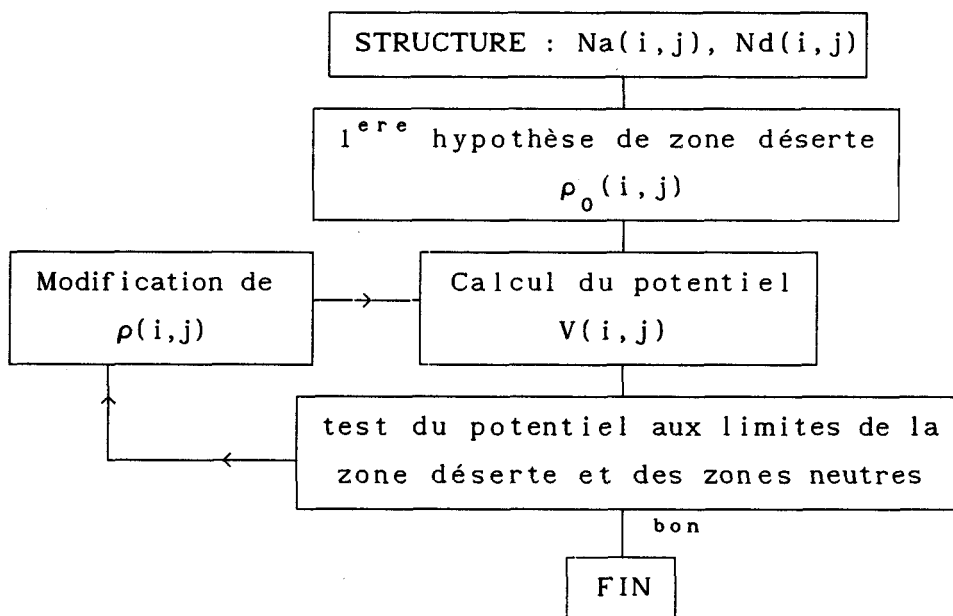
et son module :

$$E_m(i,j) = \left[ E_x(i,j)^2 + E_y(i,j)^2 \right]^{1/2}$$

Puisque nous désirons une résolution sur PC, avec le maillage le plus grand possible, nous avons fait les approximations suivantes :

- la résistance d'accès à la zone déserte est négligeable. Ce qui permet d'écrire que le potentiel aux limites de la zone déserte est égal au potentiel d'électrode.
- hors zone déserte,  $n = Nd$  et  $p = Na$  donc  $\rho = 0$ ,
- dans la zone déserte,  $n = 0$  et  $p = 0$  excepté aux points limites.

La méthode est la suivante : on impose au départ une certaine zone déserte, c'est à dire une densité de charge  $\rho_0(i,j)$ , puis on calcule le potentiel correspondant  $V_0(i,j)$ , on teste la valeur du potentiel aux limites entre la zone déserte et les zones neutres; si ce potentiel diffère du potentiel d'électrode, on modifie la zone déserte, d'où une nouvelle répartition  $\rho(i,j)$ , on calcule à nouveau le potentiel etc... On boucle jusqu'à obtenir les valeurs convenables du potentiel aux limites de la zone déserte, ce qui n'a lieu que pour un couple de tableaux  $V(i,j), \rho(i,j)$ . C'est la solution que nous retenons.



Organigramme de calcul du potentiel

Un des avantages de cette méthode est qu'il n'est pas nécessaire de connaître le potentiel avec une grande précision au cours de chaque boucle, c'est pourquoi nous avons utilisé pour ce calcul une méthode itérative accélérée, (la méthode de Gauss-Seidel [87]) qui ne nécessite que deux tableaux : potentiel et densité de charge. Elle consiste à calculer pour chaque couple (i,j) la valeur du potentiel  $V(i,j)$  à partir de l'équation (1) et à la replacer immédiatement dans le tableau pour que la nouvelle valeur intervienne dans la suite. Lorsque tout le tableau  $V(i,j)$ ,  $1 \leq i \leq N_i$  et  $1 \leq j \leq N_j$ , est calculé, on a effectué une itération. On doit faire ainsi un certain nombre d'itérations. Le faible espace mémoire nécessaire pour cette méthode nous a permis de travailler avec un maillage de 5000 points sur PC, ce qui est encore un nombre un peu faible étant données les dimensions de notre plan de simulation.

Le logiciel a d'abord été écrit en Turbo-basic, puis en Fortran professionnel qui est d'après nos essais trois à quatre fois plus rapide. Sur PC de 20MHz de fréquence d'horloge, il permet d'obtenir une solution définitive en moins de trente minutes avec 5000 points de calcul. Nous l'avons d'abord testé sur des problèmes monodimensionnels de façon à comparer ses résultats avec les résultats du calcul monodimensionnel classique. Ceci nous a permis d'évaluer ses limites.

#### *Quelles sont ces limites ?*

Lors de la mise au point de cet outil, nous avons testé les résultats du calcul bidimensionnel sur des problèmes à une dimension afin de les comparer à ceux du calcul monodimensionnel direct. La précision du calcul à deux dimensions dépend évidemment des dopages utilisés et de la largeur de maille. Si au niveau du calcul, le logiciel n'impose pas de condition sur les distances  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , celles-ci influent sur les résultats, et d'autant plus que le dopage est élevé. Pour les dimensions du plan de simulation que nous avons choisi, on obtient une erreur inférieure à 10% portant sur le module du champ électrique, erreur que nous avons considérée comme acceptable; toutefois, afin de pouvoir comparer avec précision les différents résultats obtenus, nous avons adopté une démarche particulière.

#### *Quelle est notre démarche ?*

On se fixe un plan de simulation correspondant à une diode sans anneau et qu'on modifie pour introduire différents anneaux de garde. On calcule à chaque fois le profil de champ électrique obtenu pour une tension de polarisation donnée choisie ici égale à 60V parce qu'elle est proche de la

tension de fonctionnement théorique. Ceci permet d'effectuer des comparaisons. En outre, nos calculs monodimensionnels (partie V.3) sont utilisés pour valider les résultats obtenus de champ électrique sous l'anneau de garde et au centre.

### V.5b. EFFET DE LA COURBURE DE LA ZONE P<sup>+</sup> DIFFUSEE

Nous avons d'abord effectué une analyse en coordonnées cylindriques, complémentaire de l'analyse en coordonnées cartésiennes, puis nous sommes passés à l'analyse bidimensionnelle.

#### 5b1. PRELIMINAIRE : ANALYSE EN COORDONNEES CYLINDRIQUES

On se place d'abord dans un problème à symétrie cylindrique. Considérons une jonction de rayon  $R_j$  avec une répartition  $N_a(r)$  et  $N_d(r)$  des accepteurs et des donneurs. On a

$$E_\theta = 0 \quad \text{et} \quad E_r = f(r)$$

L'équation de Poisson s'écrit alors :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_r(r)) = \frac{\rho(r)}{\epsilon}$$

et se résout en

$$E_r(r) = \frac{1}{r} \int_{r_0}^r \frac{r' \cdot \rho(r')}{\epsilon} \cdot dr'$$

où  $r_0$  est une constante d'intégration.

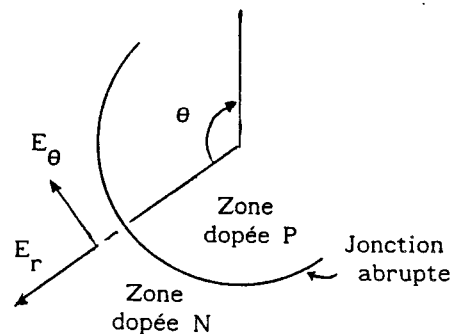
Nous avons programmé cette solution dans le cas d'une jonction abrupte. Les densités  $N_d$  et  $N_a$  choisies sont :

$$r \leq R_j, \quad N_a(r) = 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad \text{et} \quad N_d(r) = 0$$

$$r > R_j, \quad N_a(r) = 0 \quad \text{et} \quad N_d(r) = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

La Figure 5.11 montre la carte de champ obtenue pour  $R_j = 0.5 \mu\text{m}$  et des tensions de polarisation de la jonction de 20,40 et 60V. On constate la valeur élevée des champs maximums, comparée à celle obtenue pour une jonction similaire non cylindrique (en insert :  $E_{\text{max}} = 238.4, 337.1, 412.9 \text{ kV/cm}$  respectivement pour 20,40,60V).

Afin d'apprécier l'influence du rayon de courbure  $R_j$ , nous avons calculé Figure 5.12 la variation du champ maximum en fonction de  $R_j$  à une tension de 40V et pour différents dopages de la couche de type N. Précisément, le rayon de courbure d'une zone P<sup>+</sup> réalisée par diffusion de cadmium dépend du



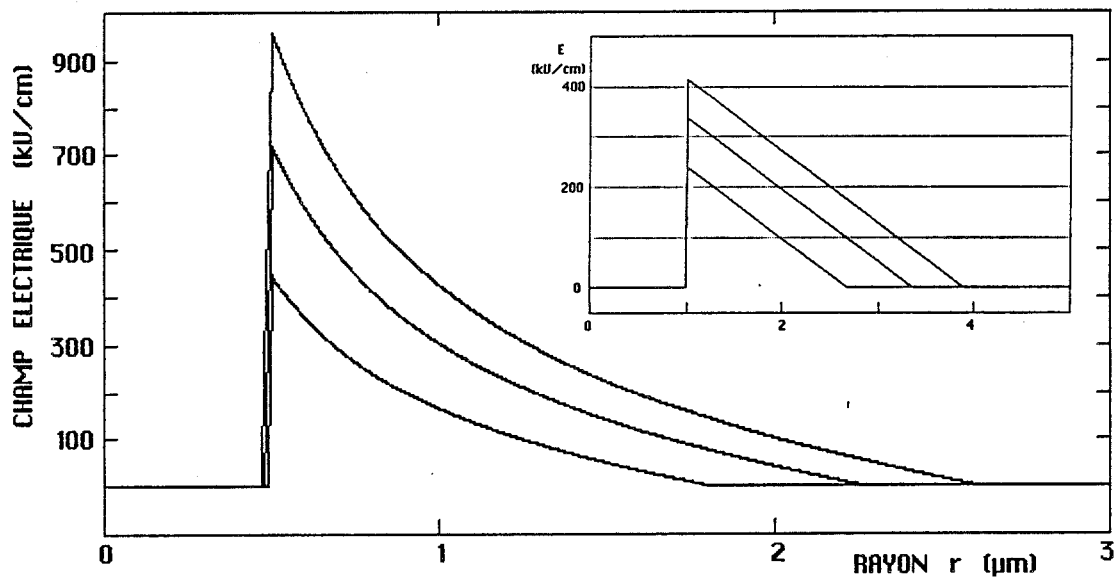


Figure 5.11 : Champ électrique dans une jonction cylindrique polarisée à 20, 40 et 60V  
(en insert : cas d'une jonction plane)

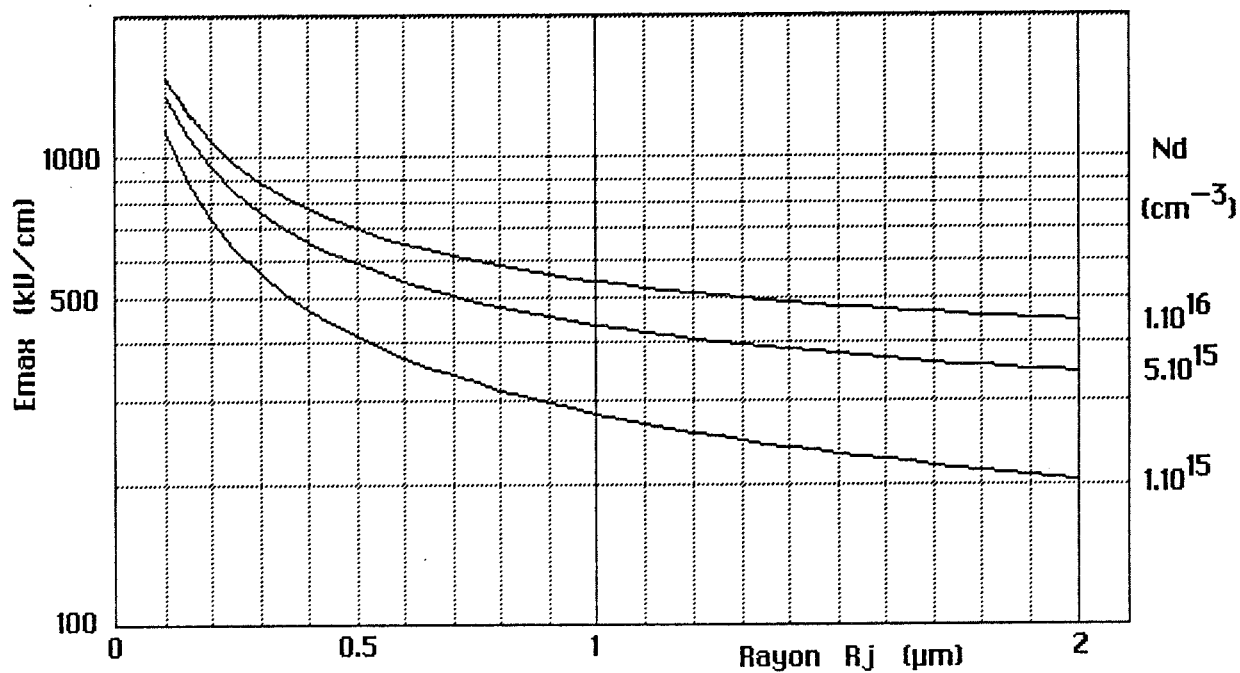


Figure 5.12 : Champ électrique maximum en fonction de  $R_j$  pour une tension de polarisation de 40V

matériau et des conditions locales de la diffusion. On peut donc obtenir statistiquement dans une production en nombre des composants de fonctionnement correct, mais comme il est difficile de maîtriser technologiquement  $R_j$ , il est nécessaire de corriger de façon systématique le profil de la jonction aux bords de la photodiode. Pour fixer un ordre d'idée, compte tenu du profil de dopage abrupt obtenu avec le cadmium dans l'InP [33], la valeur probable de  $R_j$  est inférieure au micron. Ceci donne une indication de l'importance des effets de bord pour les composants sans anneau de garde. Toutefois, la structure de la photodiode sur les bords n'est pas rigoureusement cylindrique, d'où l'intérêt d'une analyse vraiment bidimensionnelle.

### 5b2. PLAN DE SIMULATION UTILISÉ

Le plan simulé est présenté figure 5.13, il comprend une partie seulement de la couche tampon qui n'est jamais totalement désertée aux tensions que l'on considère, et ne concerne que la partie latérale de la photodiode. Les caractéristiques des couches sont celles du paragraphe V.3.

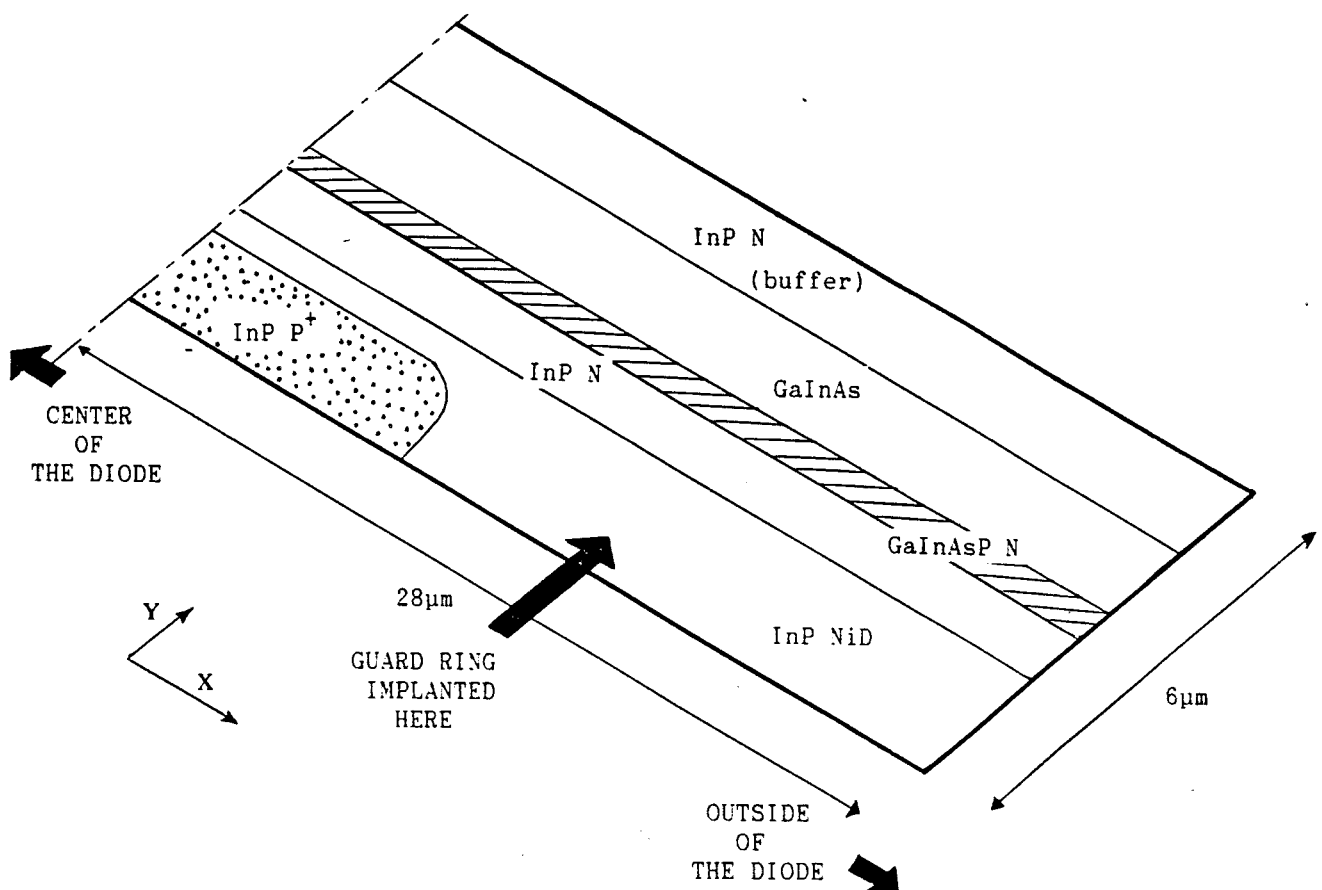


Figure 5.13 : plan de simulation bidimensionnelle

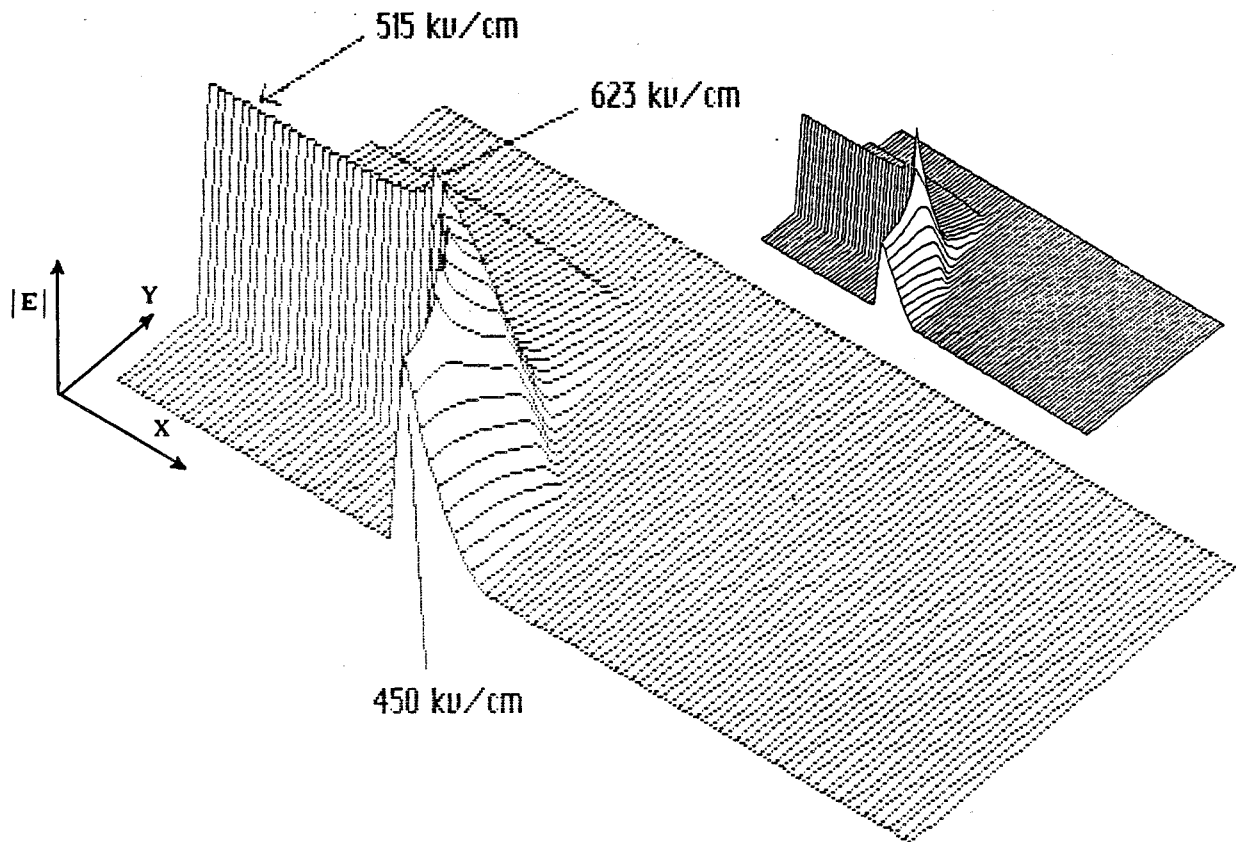


Figure 5.14 : Module du champ électrique dans une structure sans anneau pour une tension de polarisation de 60V  
 Le rayon de courbure  $R_j$  est proche du micron (*en insert* :  $R_j = 0.3\mu\text{m}$ )

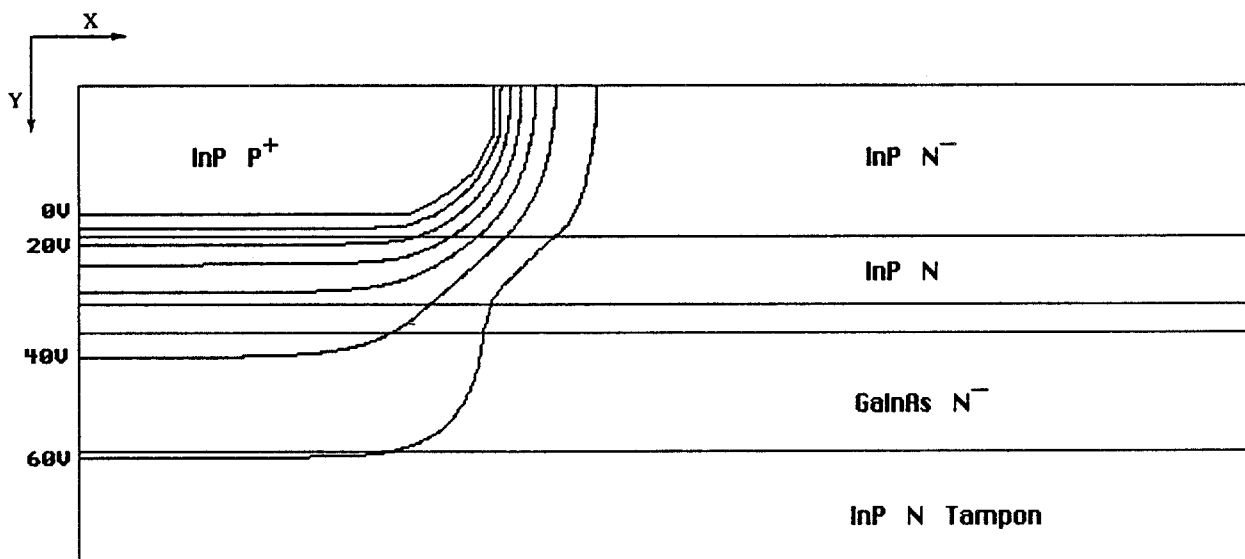


Figure 5.15 : Lignes de Potentiel correspondantes

### 5b3. RESULTATS OBTENUS POUR UN COMPOSANT SANS ANNEAU DE GARDE

Nous avons calculé le champ électrique dans le cas du composant sans anneau. Comme cela a été montré au paragraphe V.4b1, l'effet de bord, c'est à dire l'augmentation du champ à la courbure de la jonction dépend étroitement du rayon de courbure, ce que nous retrouvons par le calcul bidimensionnel. Le profil de champ présenté Figure 5.14 et qui correspond à la carte des lignes de potentiel de la Figure 5.15 montre le cas que nous avons adopté avec un rayon de courbure proche du micron, bien que cette valeur nous semble optimiste. Le maximum de champ à la courbure atteint 623kV/cm alors qu'il est de 515kV/cm au centre. Si nous diminuons le rayon de courbure jusqu'à  $0.3\mu\text{m}$ , on obtient un maximum de champ électrique de 830kV/cm (voir l'insert). Au cours de notre travail, nous avons conservé le premier cas et étudié l'atténuation de cet effet.

### V.5c. L'ANNEAU DE GARDE

*Conditions à réaliser pour un bon anneau de garde*

L'anneau doit permettre de localiser au maximum l'avalanche au centre du composant, dans la zone active, ceci en supprimant les effets de bord dus à

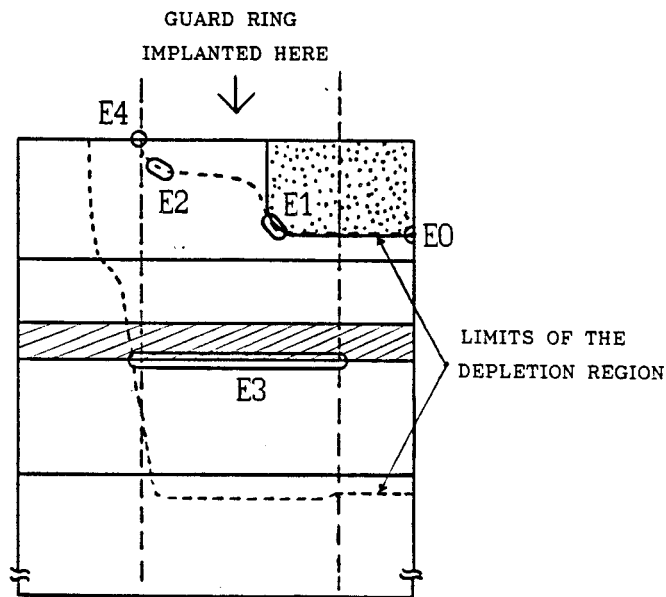


Figure 5.16 : Zones caractéristiques du profil de champ électrique

la zone  $P^+$  centrale. On doit toutefois veiller à ne pas en créer d'autres et



aussi à ne pas augmenter exagérément le champ électrique sous l'anneau à l'interface quaternaire-ternaire afin d'éviter les courants parasites.

#### *Zones à considérer pour comparer les différents résultats*

Nous supposons d'abord que l'anneau est fait avec une seule implantation. La valeur du module du champ électrique a été relevée dans les zones importantes présentées schématiquement Figure 5.16. Nous les avons notées :  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$ ,  $E_4$ .

- $E_0$  est le champ maximal au centre de la zone active, c'est ici un point de référence.
- $E_1$  est le champ maximal à la courbure de la zone  $P^+$  diffusée. L'anneau de garde sert d'abord en principe à le diminuer.
- $E_2$  est le champ maximal à la courbure de la zone P implantée.
- $E_3$  est le champ électrique sous l'anneau à l'hétérointerface Quaternaire/ternaire.
- $E_4$  est le champ maximal à la surface du composant.

#### **5c1. INFLUENCE DE LA HAUTEUR H**

Les courbes de la Figure 5.17 montrent l'évolution du champ électrique dans chaque région en fonction de la hauteur H.

Lorsque H augmente :

$E_0$  est constant conformément à nos hypothèses de travail.

$E_1$  diminue, ce qui montre l'efficacité progressive de l'anneau : l'influence de la courbure de la zone centrale diminue. Sur la courbe de la Figure 5.5, on voit que l'anneau commence à être efficace lorsque sa jonction est à une profondeur supérieure ou égale à la profondeur de la jonction abrupte au centre du composant. C'est une règle importante pour la réalisation des anneaux implantés.

L'évolution de  $E_2$  dépend nettement de la diffusion latérale du profil de l'anneau. Lorsque le profil est abrupt, il y a un minimum d'effet de bord dû à l'anneau pour  $H = 2.10^{16}$ . Mais lorsqu'on introduit une gradualité sur le côté, cet effet de bord qui apparaissait pour les grandes valeurs de H (cas des anneaux profonds) devient négligeable. Le second cas nous semble plus proche de ce qui se passe en réalité.

Dans tous les cas,  $E_2$  et  $E_4$  augmentent pour les faibles valeurs de H, ce qui est dû à la diminution du rayon de courbure de la jonction P implantée. On obtient un effet de pointe : la zone P non désertée devient de plus en plus fine, ce qui amène  $E_2$  à coïncider avec  $E_4$ , d'où un champ électrique élevé à

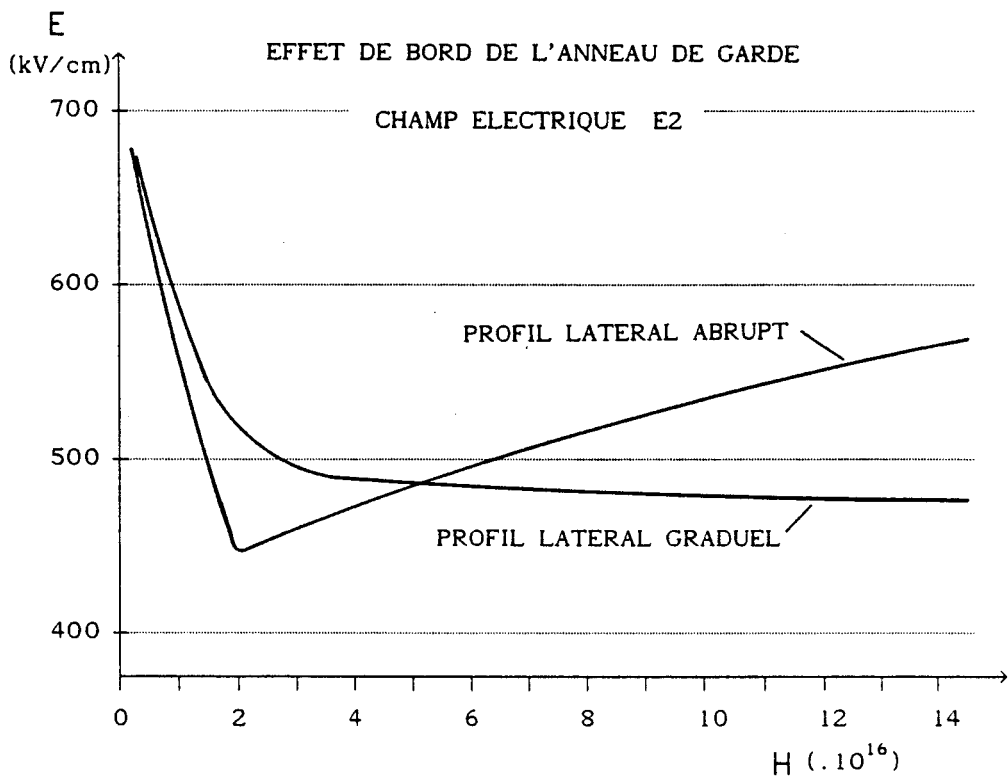
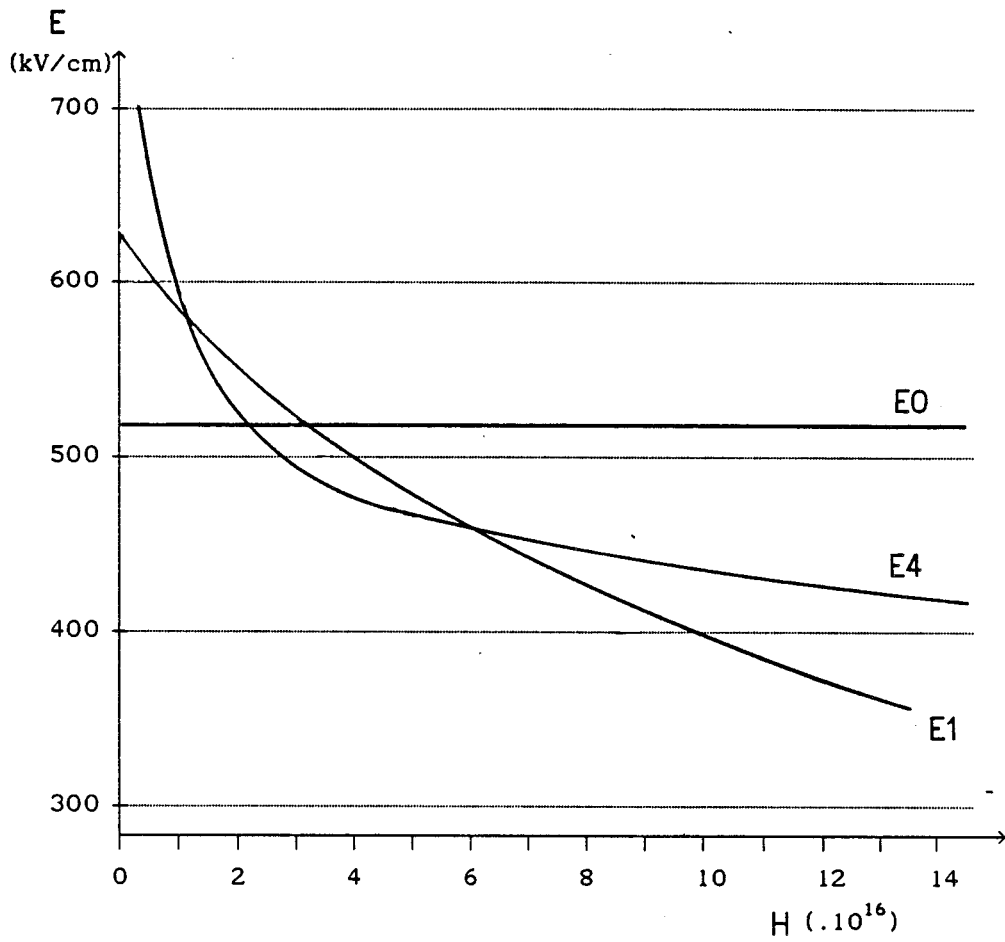


Figure 5.17 : Influence de la hauteur de profil H

la surface.

*Champ électrique à l'hétérointerface Quaternaire/Ternaire*

Il faut distinguer trois zones :

- au centre, (champ  $E_{H_{\text{centre}}}$ )
- sous l'anneau, (champ  $E_3$ )
- dans la région où la zone centrale (diffusée) et l'anneau (implanté) se recouvrent (champ  $E_{H_r}$ ).

Dans tous les cas, le maximum de champ électrique d'hétérointerface est obtenu dans la zone de recouvrement ( $E_{H_r} \geq E_{H_{\text{centre}}}$ ), c'est donc une région à surveiller. Le champ  $E_3$  sous l'anneau reste, pour toutes les valeurs de H que nous avons programmées, inférieur au champ d'hétérointerface de la zone active. Il n'y a donc pas de problème remarquable sous l'anneau seul. Toutefois,  $E_{H_r}$  devient plus élevé que  $E_{H_{\text{centre}}}$  pour les grandes valeurs de H, ce qui n'est pas nuisible dans le cas que nous avons programmé mais peut être problématique si la structure de la zone active a été optimisée (voir le chapitre III) proche de la limite Tunnel/GaInAs.

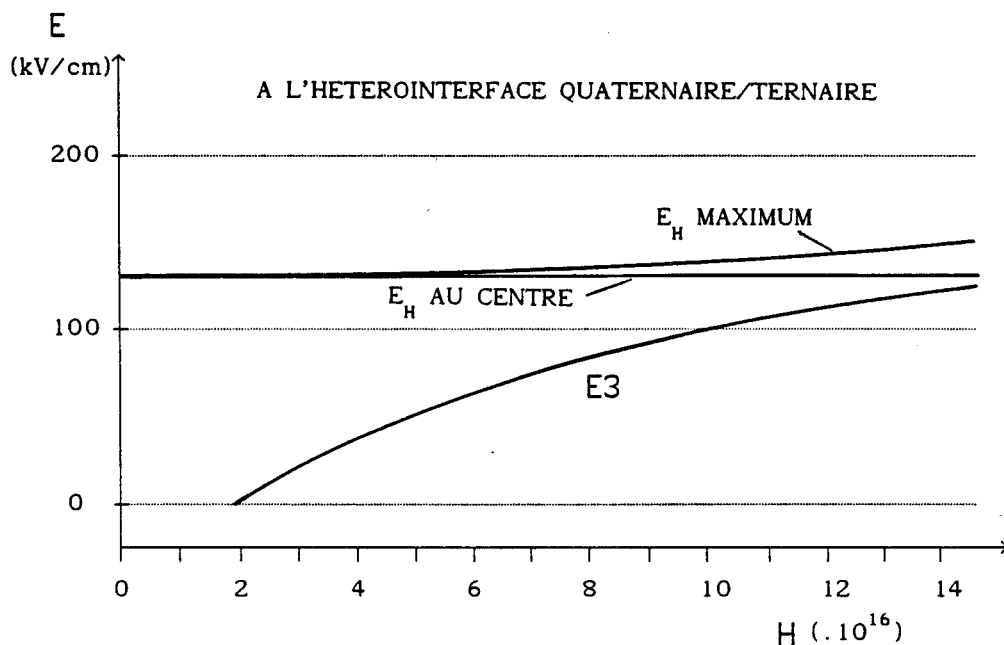


Figure 5.18 : Champ d'hétérointerface : influence de H.

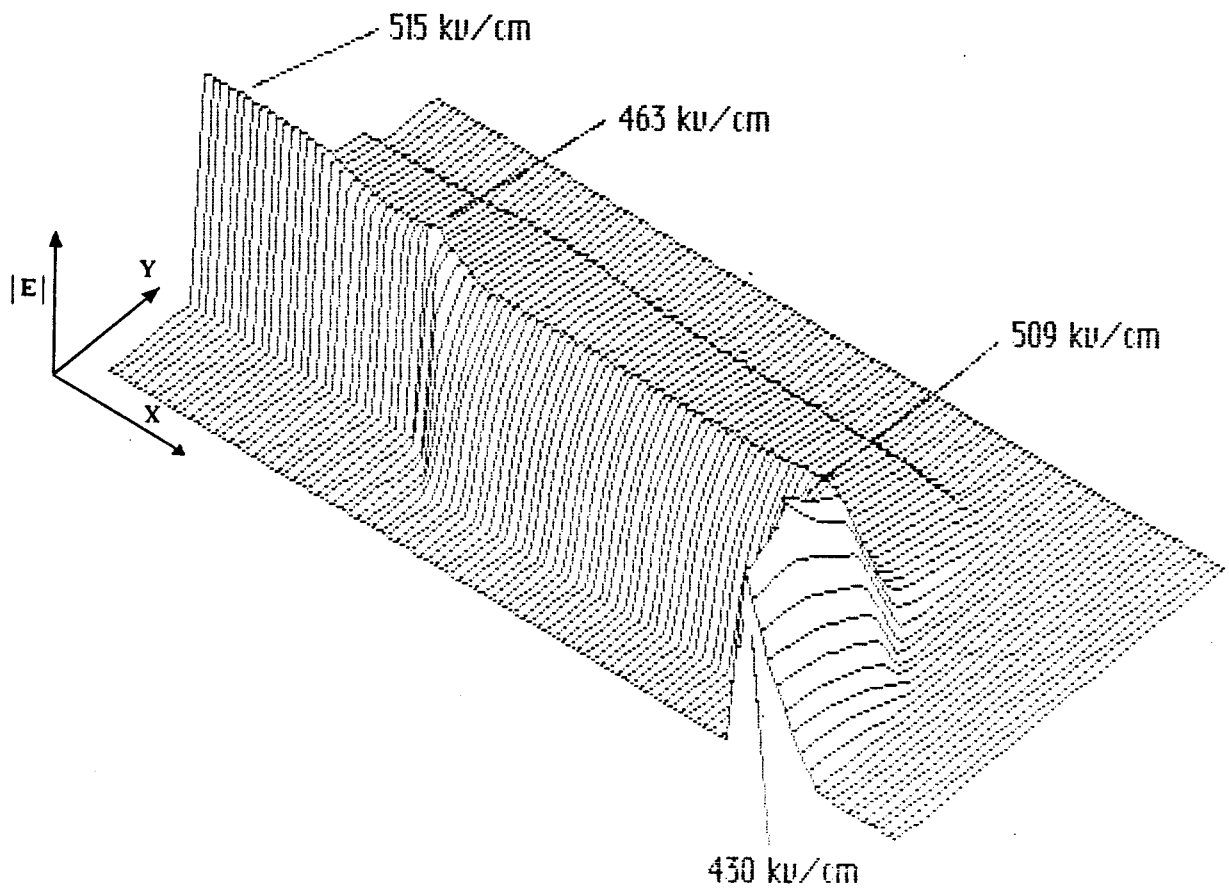


Figure 5.19 : Module du champ électrique dans une structure avec anneau pour une tension de polarisation de 60V  
 La hauteur H est égale à  $7.10^{16}$  et  $\Delta P = 0$

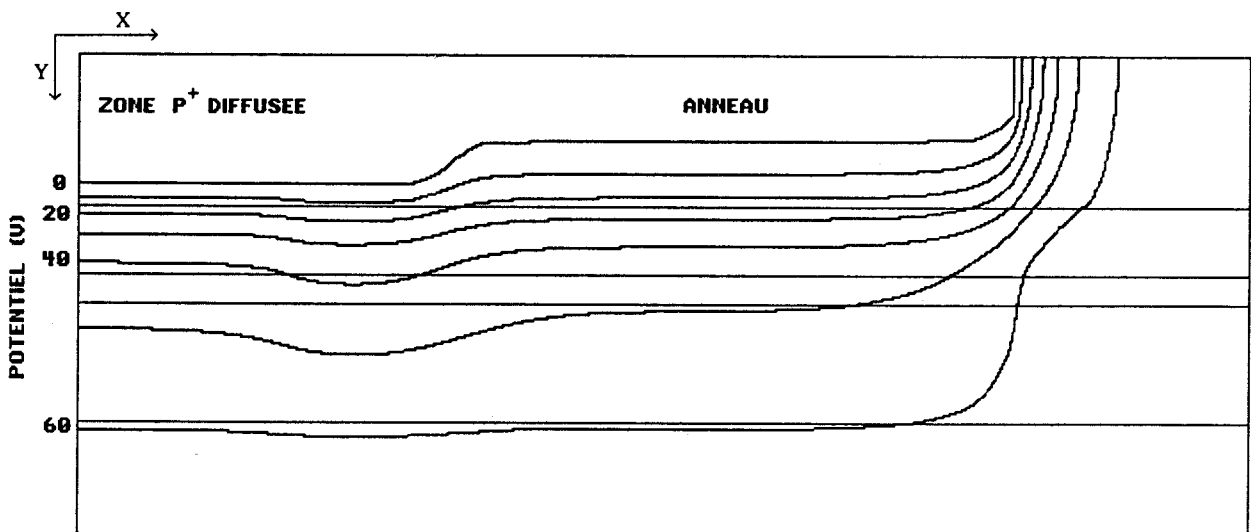


Figure 5.20 : Lignes de Potentiel correspondantes

### Conclusion

Ces premiers résultats montrent que l'implantation de Beryllium est remarquablement intéressante pour fabriquer des anneaux de garde. Si l'on considère le cas de l'anneau réalisé par une seule implantation, nos calculs montrent que le profil de champ électrique obtenu dépend nettement des variations de la hauteur  $H$ . Il suffit de choisir une valeur comprise entre 3 et  $8 \cdot 10^{16}$  (cf Figures 5.17 et 5.18) pour annuler dans tous les cas l'effet de courbure de la zone centrale et celui de l'anneau (voir les résultats obtenus pour un seul anneau implanté,  $H = 7 \cdot 10^{16}$ , Figures 5.19 et 5.20). En plus, aucun problème ne survient à l'hétérointerface ternaire/quaternaire sous l'anneau. Pour la profondeur choisie, l'effet de courbure au bord de l'anneau n'est pas important, il dépend de la gradualité de la jonction latérale. Si l'on veut absolument l'éviter, on peut introduire une seconde implantation de dose plus faible que la précédente, celle qui correspondrait ici à la hauteur  $H = 2 \cdot 10^{16}$ , mais ceci ne semble pas indispensable. Poursuivons maintenant cette étude en analysant l'influence de la profondeur  $\Delta P$ .

#### 5c2. INFLUENCE DE LA PROFONDEUR $\Delta P$

Les courbes de la Figure 5.21 montrent l'évolution du champ électrique dans chaque région en fonction de la plus ou moins grande profondeur du profil correspondant à  $H = 7 \cdot 10^{16}$ . Les valeurs positives de  $\Delta P$  correspondent à une augmentation de la profondeur (translation :  $X \rightarrow X - \Delta P$ ).

On constate que pour les petites différences inférieures à  $0.3 \mu\text{m}$ , l'anneau se comporte de façon très proche du cas  $\Delta P = 0$  : pour cette valeur de  $H$ , il faut de grands décalages de profondeur, de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$  pour voir des conséquences importantes.

Lorsqu'on diminue la profondeur de l'anneau, (pour  $\Delta P < -0.5 \mu\text{m}$ ), on retrouve les caractéristiques obtenues pour  $H$  faible, c'est à dire :

- $E_1$  augmente : l'anneau est de moins en moins efficace
- $E_2$  et  $E_4$ , qui caractérisent l'effet de bord propre à l'anneau, augmentent parce que la courbure de la jonction réalisée par l'anneau augmente.

Ces caractéristiques sont typiques des anneaux trop peu profonds.

Au contraire, lorsque  $\Delta P$  augmente, on obtient le comportement des anneaux très profonds, c'est à dire :

- une forte diminution de  $E_1$  et  $E_4$  : l'anneau est ici très efficace,
- mais une augmentation de  $E_2$ , soit l'apparition d'un effet de bord de

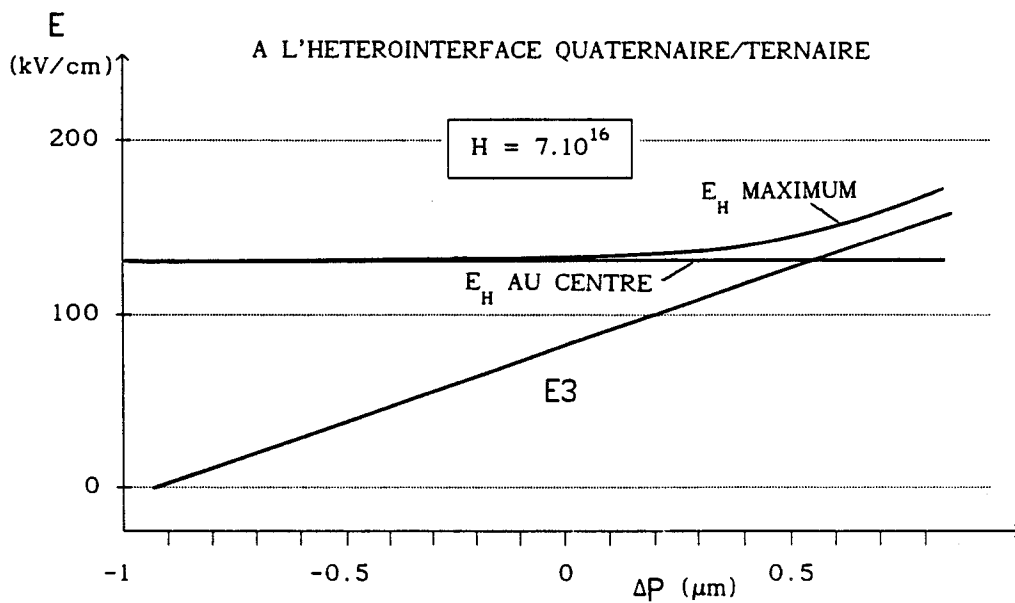
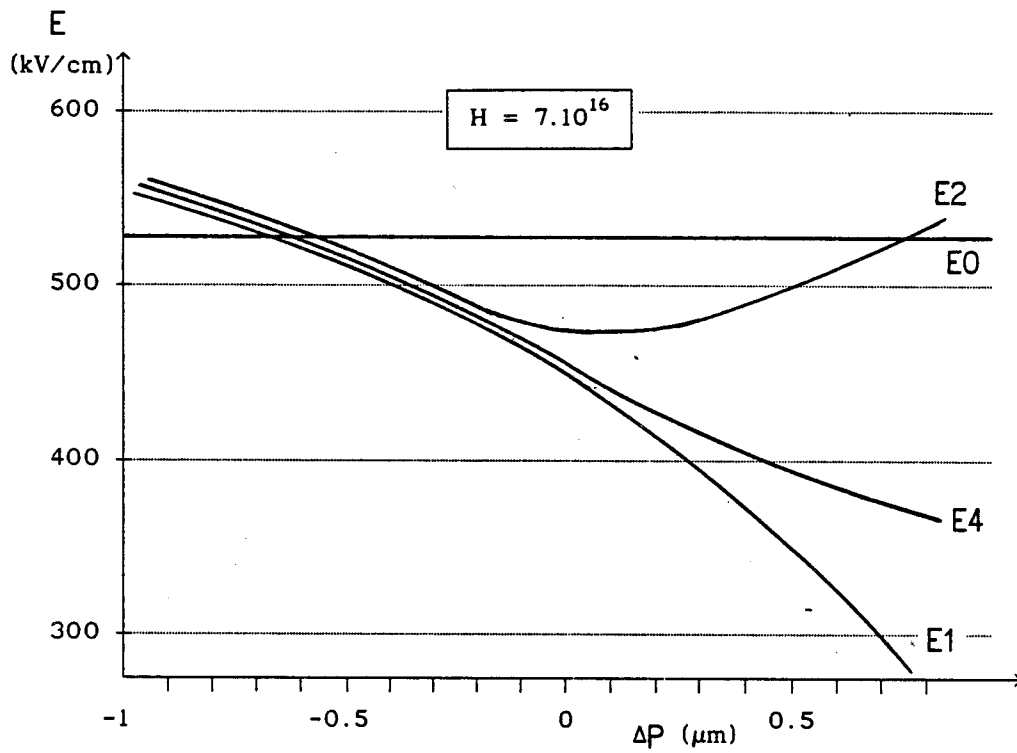


Figure 5.21 : Influence de la Profondeur  
la hauteur  $H$  est égale à  $7.10^{16}$ .

l'anneau de plus en plus marqué. Cet effet de bord est plus doux que celui obtenu dans le cas d'une zone  $P^+$  diffusée. Il est dû à la diminution du rayon de courbure de la jonction au bord extérieur de l'anneau.

- On obtient aussi une augmentation du champ à l'hétérointerface Quaternaire/ternaire non seulement sous l'anneau, mais surtout dans la zone où diffusion et implantation se recouvrent. Cette augmentation peut atteindre 30kV/cm d'où la plus grande probabilité d'effet tunnel GaInAs dans cette zone.

La répartition de champ de la figure 5.22 montre les aspects remarquables des anneaux profonds.

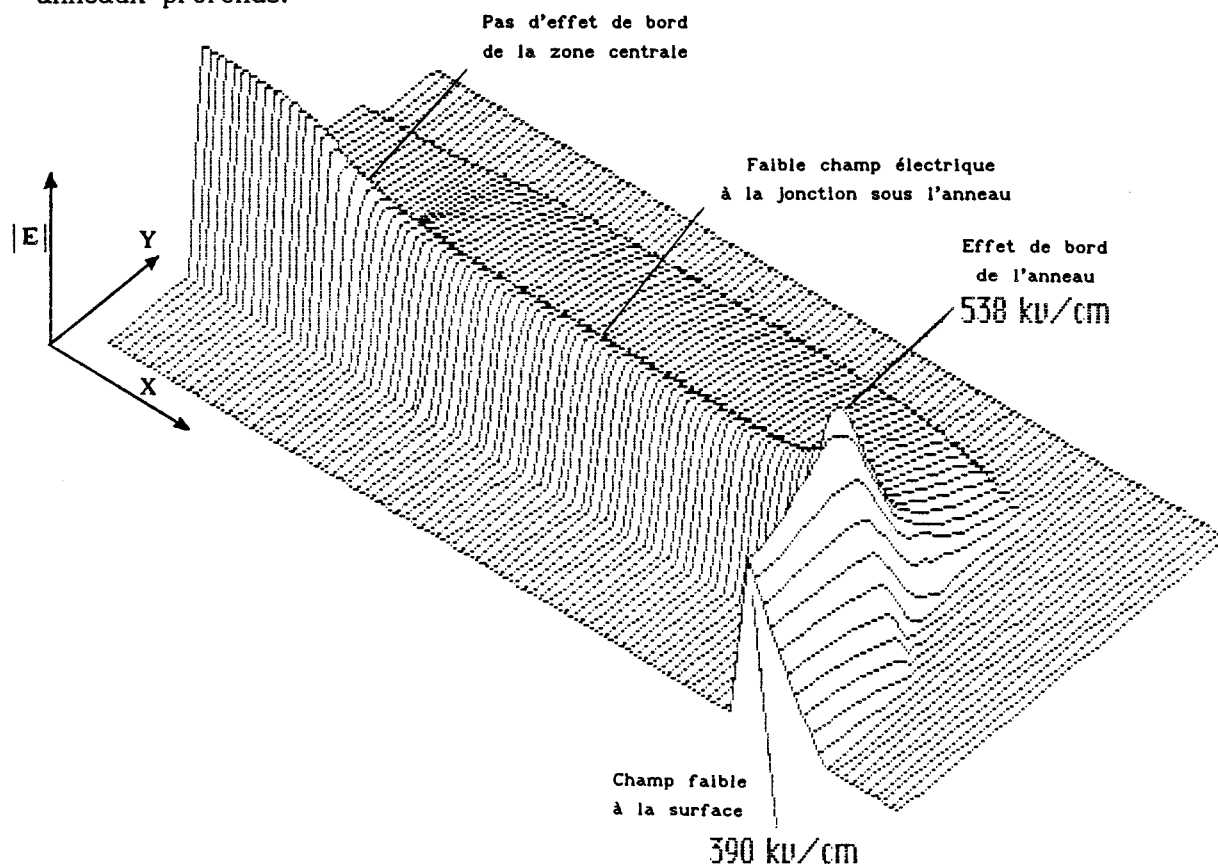


Figure 5.22 : Profil typique de champ électrique des anneaux profonds  
(Module du champ pour  $H = 7.10^{16}$  et  $\Delta P = 0.72\mu m$ )

Nous avons vu les effets de bord typiques des anneaux très peu profonds et des anneaux profonds. Nous allons faire une synthèse des résultats obtenus de façon à fournir les principales conditions technologiques susceptibles de conduire à un bon anneau de garde.

## V.6.CONCLUSIONS SUR L'ANNEAU DE GARDE ET LES PHOTODIODES PLANAIRES

Cette étude a mis en évidence un certain nombre de propriétés importantes des anneaux de garde et des photodiodes planaires.

L'étude monodimensionnelle a montré que d'un point de vue général, on doit distinguer les structures d'épaisseur  $W_m$  supérieures à  $0.7\mu\text{m}$  et les autres. Pour les premières, l'implantation de Beryllium conduit à un  $\Delta V_B$  d'au moins 20V. En particulier pour les structures d'épaisseur  $W_m$  autour du micron ( $0.7 < W_m < 2\mu\text{m}$ ), la tension d'avalanche de l'anneau augmente avec sa profondeur (augmentation de la dose ou de l'énergie d'implantation). En ce qui concerne les photodiodes de couche de multiplication fine ( $W_m \leq 0.7\mu\text{m}$ ), il est nécessaire d'utiliser un anneau profond (celui qui correspond au minimum aux valeurs  $\Delta P = 0$  &  $H = 10.10^{16}$  ou bien  $\Delta P = 0.5\mu\text{m}$  &  $H = 7.10^{16}$ ).

L'étude bidimensionnelle a permis d'apprécier les conditions d'efficacité de l'anneau de garde et les conditions d'apparition d'effets de bord secondaires. Les résultats sont les suivants :

- pour supprimer l'effet de bord de la zone  $P^+$  diffusée, il faut que la jonction de l'anneau soit au moins aussi profonde que la jonction centrale.
- Lorsque la jonction de l'anneau est la plus profonde (la Figure 5.22 correspond à une jonction d'anneau plus profonde de  $0.3\mu\text{m}$  que la jonction centrale), l'anneau ne crée pas dans cette zone d'effet de bord secondaire.
- L'effet de bord à l'extérieur de l'anneau n'apparaît que pour les anneaux très peu profonds ou au contraire profonds. Le tableau de la page suivante récapitule les propriétés de ces deux extrêmes.
- Il n'y a pas d'augmentation excessive du champ à l'hétérointerface Quaternaire/Ternaire sous l'anneau. Dans le cas des anneaux profonds, c'est dans la zone où diffusion et implantation se recouvrent que le champ est maximum. Il peut excéder de 30 à 40kV/cm le champ d'hétérointerface au centre.

Pour les photodiodes d'épaisseur  $W_m$  supérieure à  $0.7\mu\text{m}$ , le profil de jonction résultant de l'implantation tolère largement les variations que l'on peut rencontrer dans les productions en nombre. Dans ce cas, un anneau unique est suffisant.

En revanche, pour les photodiodes d'épaisseur  $W_m$  inférieure à  $0.7\mu\text{m}$ , la



nécessité d'utiliser un anneau profond impose de réaliser un second anneau moins profond que le premier pour limiter l'effet de bord de celui-ci. Cette solution est valable pour les photodiodes d'épaisseur  $W_m$  très fine ( $W_m \leq 0.4\mu\text{m}$ , cf §III.2b2), mais nous allons voir dans le paragraphe suivant que dans certaines conditions, on peut les réaliser sans anneau de garde.

↙ Deux extrêmes ↘

	Anneau très peu profond	Anneau très profond
Courbure de la zone centrale	Efficacité nulle ( $E1 \nearrow$ )	Très bonne efficacité ( $E1 \searrow$ )
Effet de bord de l'anneau	Important à la surface ( $E2 \nearrow$ et $E4 \nearrow$ )	Moyennement important en profondeur ( $E2 \nearrow$ )
Champ électrique à l'interface GaInAsP/GaInAs	Nul ou très faible	Légèrement supérieur dans la zone de recouvrement $E_{Hr} > E_{H\text{centre}}$
Tension d'avalanche	Supérieure à celle du centre mais peu élevée	Supérieure à celle du centre et élevée

#### Récapitulation des caractéristiques des anneaux profonds et très peu profonds

##### *Précision sur le fonctionnement des photodiodes avec anneau de garde implanté*

La figure 5.23 montre les lignes de potentiel et certaines lignes de champ obtenues dans le cas  $\Delta P = 0$  &  $H = 10 \cdot 10^{16}$ . Ceci montre la trajectoire suivie par les porteurs et permet de souligner certains aspects du comportement de ce type de composant.

- Lorsque la tension de polarisation augmente, l'hétérointerface quaternaire/ternaire est polarisée d'abord dans la zone de recouvrement, ensuite sous l'anneau, enfin au centre.
- Les trous photocréés à la périphérie de la zone active au voisinage de l'anneau sont collectés dans la zone de recouvrement. Si l'on considère un éclaircissement uniforme au centre et sous l'anneau, la structure des lignes de champ montre qu'il y a une densité de courant plus importante

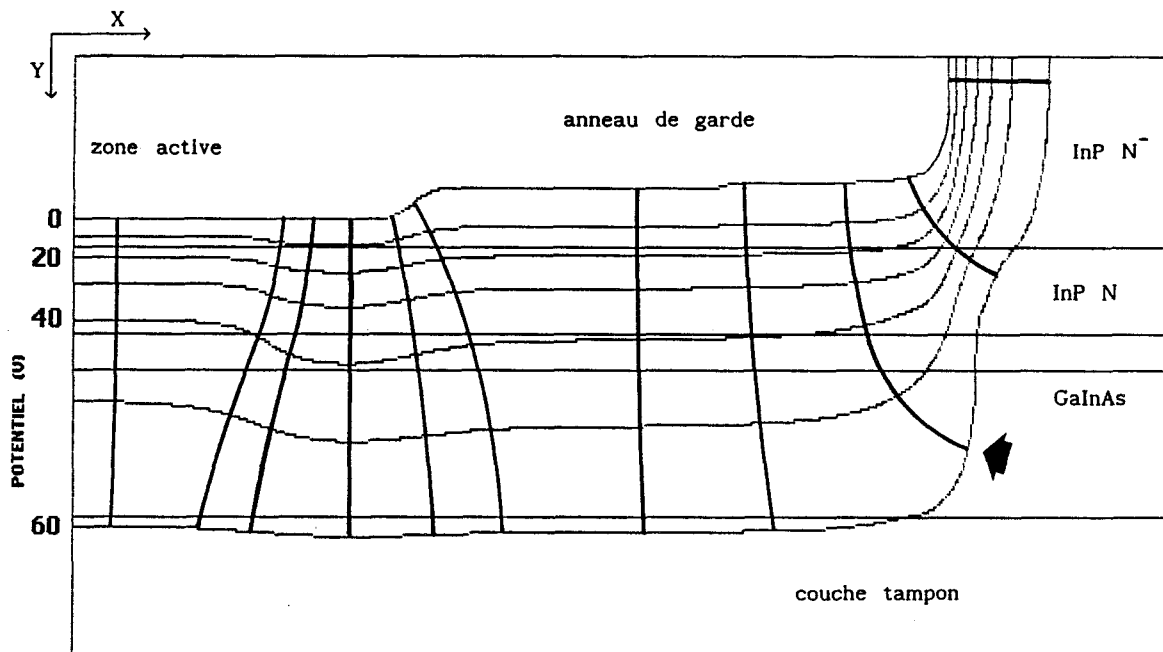


Figure 5.23 : Lignes de potentiel et lignes de champ obtenues avec  $\Delta P = 0$  et  $H = 10 \cdot 10^{16}$

Le potentiel est exprimé en volt et la flèche représente le courant de diffusion des porteurs générés dans le GaInAs à l'extérieur de l'anneau de garde (génération thermique et, le cas échéant, par absorption de photon).

dans cette zone. Plus l'anneau est profond et plus cet effet de collection des porteurs sous l'anneau concerne des porteurs loin de l'anneau (ceci peut aller jusqu'à des distances de l'ordre de quelques microns). Lorsque seul le centre est éclairé, il existe donc un courant de porteurs photocréés à la périphérie de la zone active qui sont collectés sous l'anneau.

- Ceci concerne aussi les porteurs générés thermiquement à la périphérie de la zone active.
- La figure 5.23 montre qu'il existe un courant de diffusion des porteurs générés thermiquement et éventuellement des porteurs photocréés provenant de la couche d'absorption à une distance de la zone déserte inférieure à la longueur de diffusion sur les bords extérieurs de l'anneau.
- Nous verrons les conséquences de la structure globale sur les performances de bruit dans le chapitre suivant.

## V.7. CAS PARTICULIER DES COMPOSANTS DE ZONE D'AVALANCHE

### TRES FINE ( $W_m < 0.4\mu\text{m}$ )

Ces structures que nous avons considérées au §III.2b2 ont une zone d'avalanche composée de deux couches d'InP, l'une faiblement, l'autre fortement dopée N (cf Figure 3.5). Pour ces structures, le champ électrique maximum  $E_{MAX}$  existant à la jonction lorsque le gain est important est élevé (entre 750 et 800kV/cm), et la couche fortement dopée (épaisseur  $W_2$  et dopage  $N_{d2}$ ) a une influence déterminante sur le fonctionnement de la structure (voir la Figure 3.12).

Considérons le composant à une tension de polarisation donnée, si  $W_2$  diminue,  $N_{d2}$  restant constant, le champ  $E_{MAX}$  diminue (le gain  $M_p$  aussi), et le champ  $E_H$  à l'hétérointerface GaInAsP/GaInAs augmente. Ce sont ces deux effets que nous avons étudiés. Nous avons choisi pour cela la structure de zone d'avalanche la plus fine possible ( $W_1+W_2 = 0.2\mu\text{m}$ ) dont les caractéristiques sont données dans le tableau suivant :

	InP P <sup>+</sup>	InP N <sup>-</sup>	InP N <sup>+</sup>	GaInAsP	GaInAs	tampon
W (μm)	2	0.1	0.1	0.21	2	3
Nd (cm <sup>-3</sup> )	2.10 <sup>18</sup>	2.10 <sup>15</sup>	3.8.10 <sup>17</sup>	2.10 <sup>16</sup>	5.10 <sup>15</sup>	2.10 <sup>16</sup>

puis nous avons fait varier  $W_2$  de 0.1 à 0μm, en conservant  $W_1+W_2$  constant, ( $W_1$  varie donc de 0.1 à 0.2μm), ceci à une tension constante de 34V. Les Figures 5.24, 5.25 et 5.26 montrent

- la variation du champ électrique maximal,
- la variation du gain  $M_p$ ,
- celle du champ d'hétérointerface  $E_H$ .

La Figure 5.27 montre l'évolution du profil de champ global à tension constante (34V) pour  $W_1 = 0.1, 0.05$  et 0μm.

Ceci précise une particularité de ce type de structure à tension constante proche de  $V_B$  :

- $E_{MAX}$  diminue vite avec  $W_2$ ,
- le gain  $M_p$  aussi,
- $E_H$  augmente peu (ici  $\Delta E = 37\text{kV/cm}$  pour  $\Delta W_2 = 0.1\mu\text{m}$ ).

D'où l'intérêt de faire varier  $W_2$  au bord de la diode pour diminuer

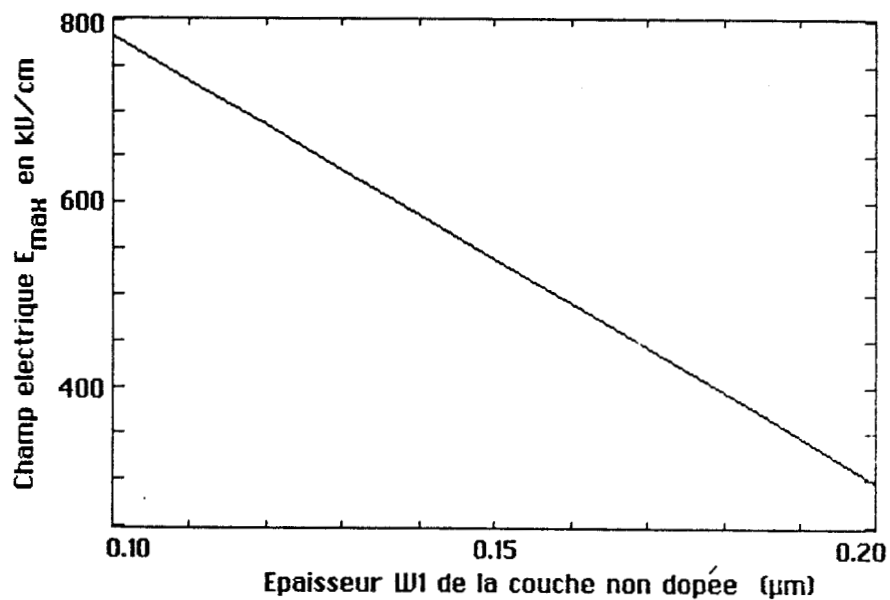


Figure 5.24 : Variation du champ électrique maximum à la jonction lorsqu'on diminue l'épaisseur de la couche  $N^+$  ( $W_1 = 0.2\mu\text{m} - W_2$ ). La tension de polarisation est de 34V

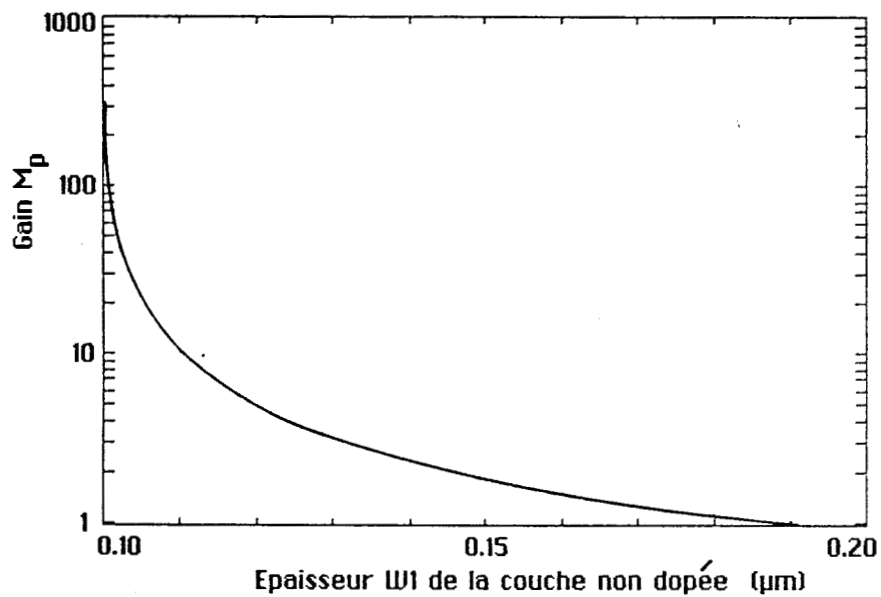


Figure 5.25 : Variation du gain dans la structure lorsqu'on diminue l'épaisseur de la couche  $N^+$  ( $W_1 = 0.2\mu\text{m} - W_2$ ). La tension de polarisation est de 34V

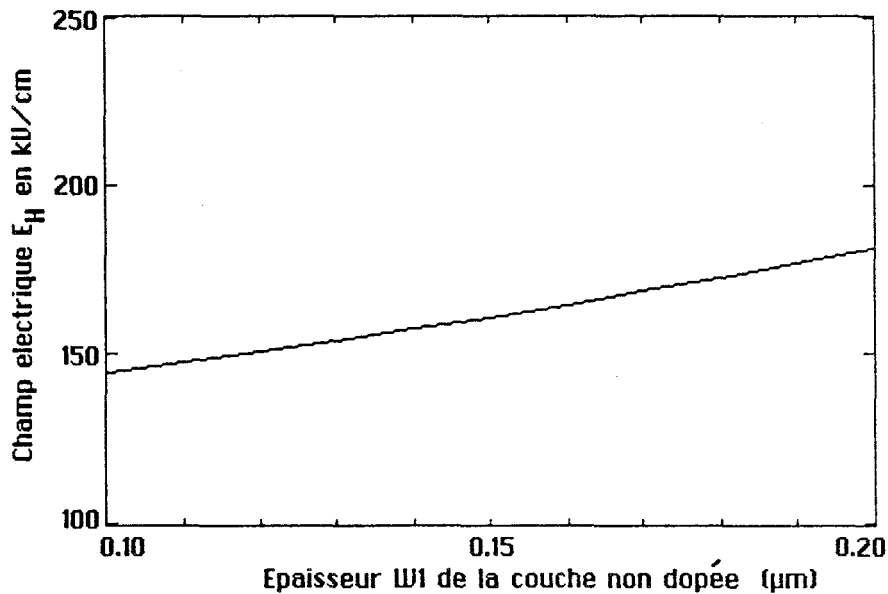


Figure 5.26 : Variation du champ à l'hétérointerface GaInAsP/GaInAs lorsqu'on diminue l'épaisseur de la couche  $N^+$  ( $W_1 = 0.2 - W_2$ ). La tension de polarisation est de 34V

l'influence des effets de bord de la zone  $P^+$  diffusée. Une élimination de la couche d'InP fortement dopée aux bords du composant permet de diminuer nettement le champ à la jonction (on passe de 750-800kV/cm à 300-350kV/cm) sans augmenter excessivement le champ d'hétérointerface. On obtient ainsi un effet d'anneau de garde. Nous avons programmé cette solution pour obtenir la répartition bidimensionnelle du champ et du potentiel dans ce cas. Les Figures 5.28 et 5.29 montrent l'effet typique réalisé. Il faut préciser que cet effet n'est intéressant que pour les zones d'avalanche fines. Comme le montre la Figure 5.27, lorsqu'on élimine progressivement la couche fortement dopée N, la tension impliquée dans le créneau de champ de la zone d'avalanche est répartie dans tout le composant. C'est ce qui fait augmenter  $E_H$ . Cette tension est faible dans notre cas (inférieure à 8V), mais elle augmente avec l'épaisseur totale  $W_m$ . Par conséquent, lorsqu'on augmente  $W_m$ , on augmente aussi la variation  $\Delta E_H$  existant entre le bord et le centre de la structure, ce qui rend l'optimisation globale impossible.

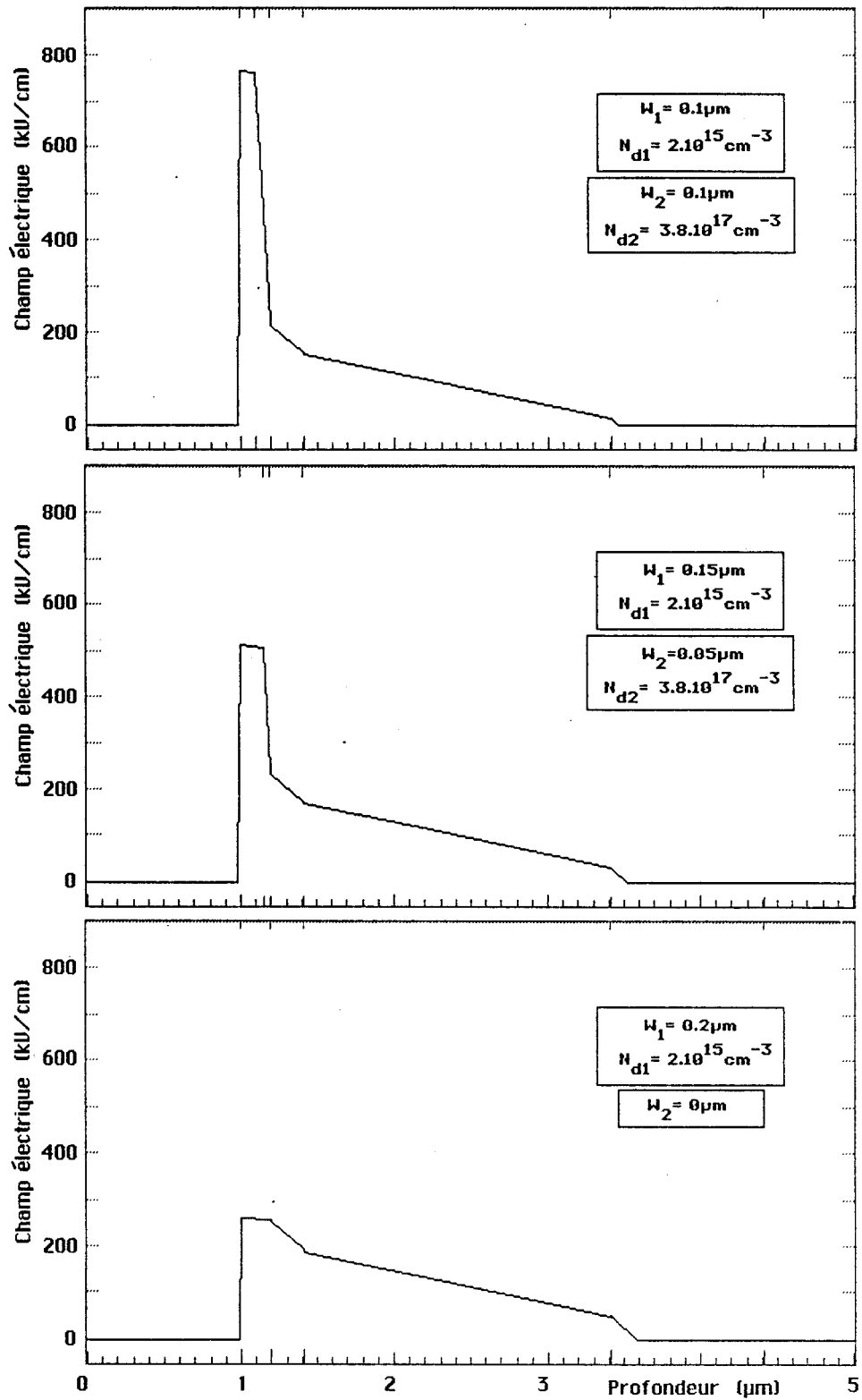


Figure 5.27 : Champ électrique dans la structure lorsqu'on diminue l'épaisseur de la couche  $N^+$  ( $W_1 = 0.2 - W_2$ ). La tension de polarisation est de 34V

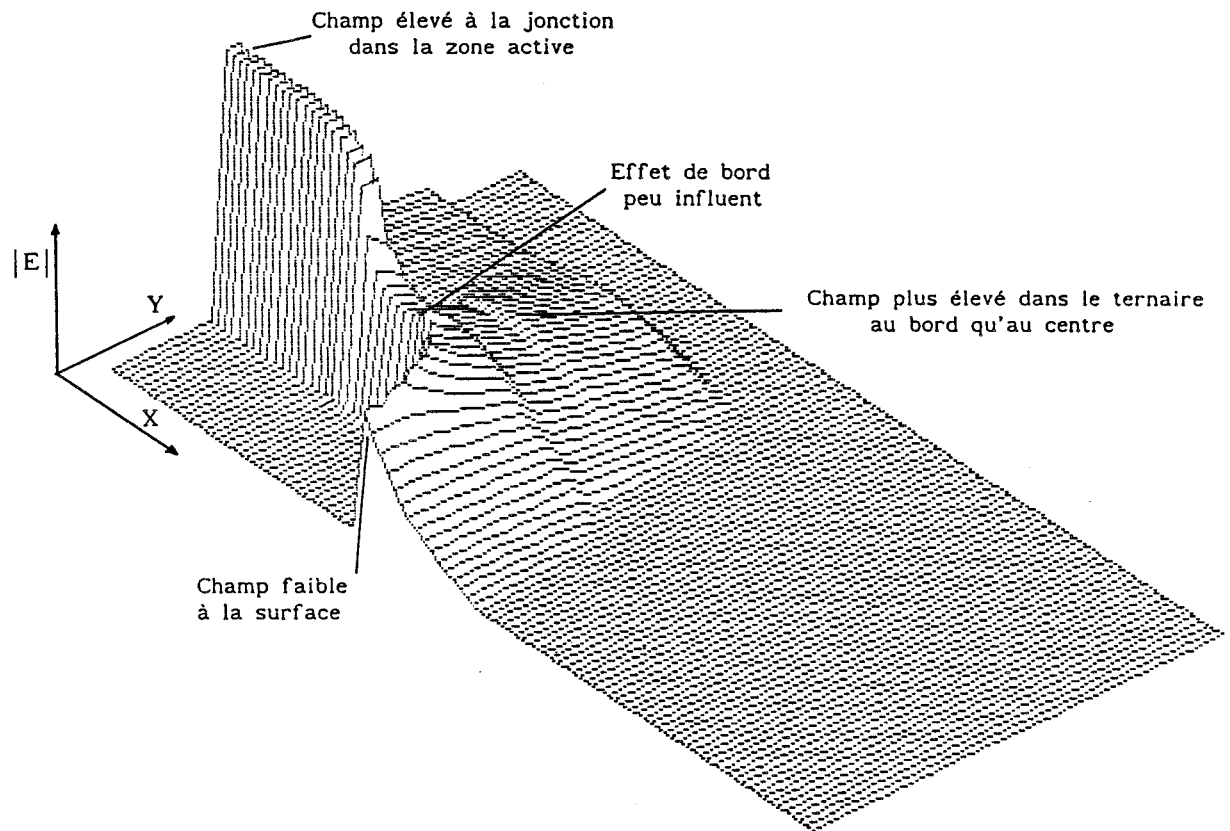


Figure 5.28 : Photodiode à variation de charge spatiale ( $W_m = 0.2\mu\text{m}$ )  
Répartition du champ pour une tension de polarisation de 35V

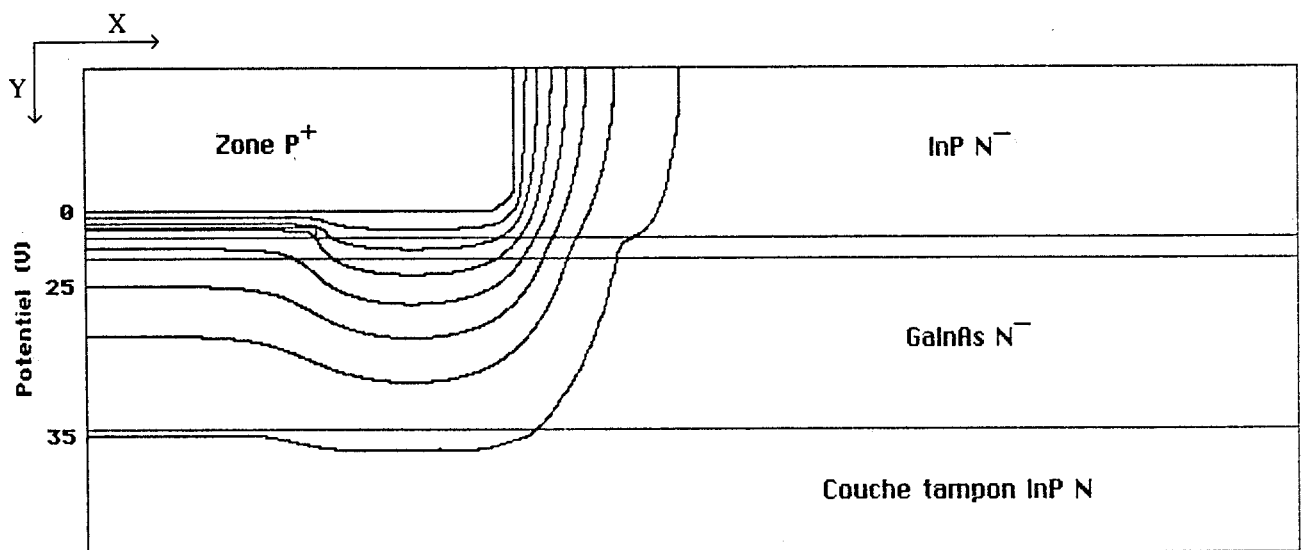


Figure 5.29 : Lignes de potentiel correspondantes  
(Le potentiel varie par pas de 5V)

## VI. ETUDE DES EFFETS DE NON-LINEARITE

---

VI.1. INTRODUCTION

VI.2. INFLUENCE DES PORTEURS MOBILES DANS LA ZONE DESERTE

VI.3. INFLUENCE DES HETEROINTERFACES

VI.3a. CARACTERISTIQUES DE L'HETEROINTERFACE InP/GaInAs

VI.3b. ACCUMULATION DES PORTEURS (PILE-UP)

VI.3c. MODELISATION ET RESULTATS

VI.4. CONCLUSION





## VI.1. INTRODUCTION

Lors de l'étude expérimentale en régime statique, nous avons constaté une non linéarité de la photodiode. Cette non linéarité est due à une modification du gain qui apparaît lorsque la puissance lumineuse varie, c'est à dire, dans notre cas, lorsque la densité de courant traversant le composant change. Comme nous l'avons déjà précisé, cet effet n'apparaît que pour les gains élevés, lorsque le composant est polarisé proche de sa tension d'avalanche (cf les Figures 4.8 et 4.9), et il existe même pour les densités de courants faibles. Lors de nos mesures, nous n'avons pas introduit de résistance de polarisation et la résistance  $R_c$  du circuit peut être supposée de l'ordre de quelques ohms, par conséquent, la tension aux bornes du composant est :

$$V = V_{gen} - R_c \cdot I_{tot}$$

où  $V_{gen}$  est la tension imposée par le générateur et  $I_{tot}$  le courant total passant dans le circuit. Dans notre cas, le courant total n'excède pas quelques centaines de microampères, d'où une variation de tension  $R_c \cdot I_{tot}$  aux bornes du composant de l'ordre du millivolt. Cette variation de tension due au courant traversant le composant n'explique donc pas les différences de gain obtenues. Nous avons donc émis l'hypothèse d'une modification du champ électrique dans la zone d'avalanche lorsque les densités de porteurs libres changent dans la zone de charge d'espace. C'est cette hypothèse que nous allons étudier maintenant.

Pour cela, nous avons adopté la structure type d'épaisseur  $W_m = 1\mu m$  dont les caractéristiques sont données ci-dessous :

	InP P <sup>+</sup>	InP N	GaInAsP	GaInAs	tampon
W (μm)	1	1	0.40	2	3
Nd (cm <sup>-3</sup> )	2.10 <sup>18</sup>	2.5.10 <sup>16</sup>	10 <sup>16</sup>	5.10 <sup>15</sup>	2.10 <sup>16</sup>

Pour ce type de structure, la variation du gain  $M_p$  en fonction du champ électrique maximal  $E_{MAX}$  existant à la jonction montre (Figure 6.1) que  $dM_p/dE_{MAX}$  augmente fortement lorsque le gain devient élevé. Il suffit donc dans ces conditions d'une faible variation du champ dans la zone d'avalanche pour conduire à une diminution nette du gain.

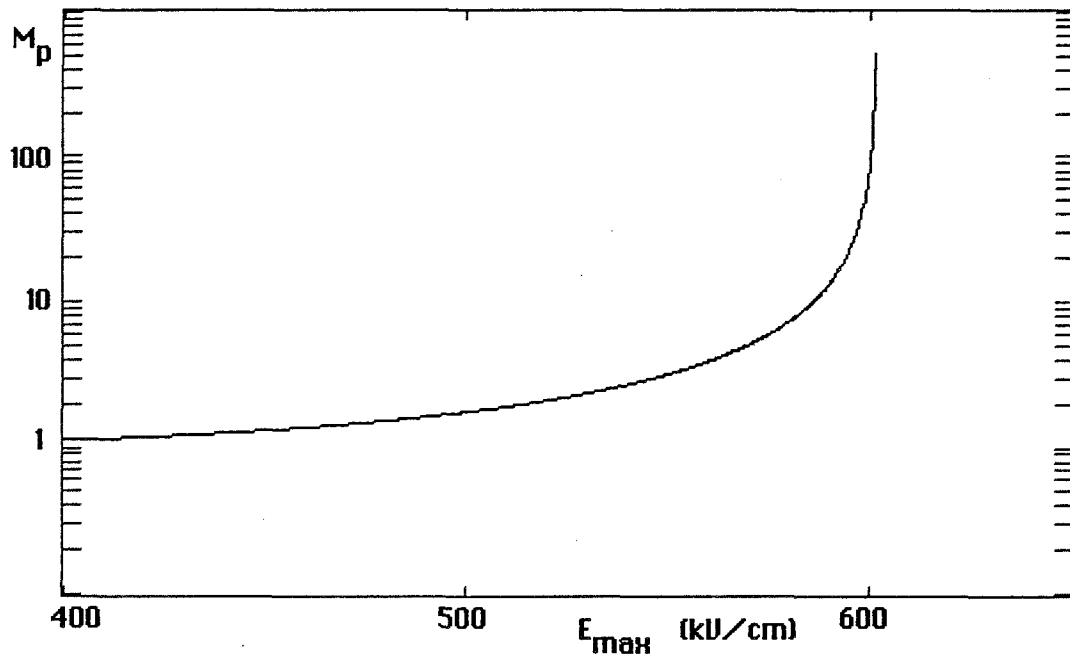


Figure 6.1 : Structure  $W_m = 1\mu\text{m}$  : Variation du gain en fonction du champ électrique maximal à la jonction dans l'InP

Pour fixer un ordre de grandeur, nous avons calculé la variation du gain  $\Delta M_p$  induite par une diminution du champ maximal de 1kV/cm et pour différents gains :

Gain $M_p$ :	10	20	50	100	200	500
$\Delta M_p$ :	-0.6	-2.1	-12.1	-39.0	-112	-379

Pour une diminution du champ  $E_{\text{max}}$  de 1kV/cm

Ceci montre qu'une diminution de champ de 1kV/cm dans toute la zone d'avalanche fait passer par exemple d'un gain 100 à un gain 61, ou bien d'un gain 200 à un gain 88. Ceci est bien l'ordre de grandeur des diminutions du gain observées au chapitre 4. Et il suffit d'une diminution relative extrêmement faible du champ pour l'obtenir : 1kV/cm par rapport à 580kV/cm. Nous allons maintenant étudier l'influence des porteurs libres sur le champ dans la zone déserte.

## VI.2. INFLUENCE DES PORTEURS MOBILES DANS LA ZONE DESERTE

Pour le moment, nous ne tenons pas compte des phénomènes dûs aux discontinuités de la structure de bande aux hétérointerfaces. A l'aide de la modélisation exposée au chapitre 2, nous présentons, pour une tension de polarisation de 66V :

- le champ électrique dans la photodiode (Figure 6.2),
- le taux de génération par absorption de photons obtenu pour  $\lambda = 1.3\mu\text{m}$  et une puissance lumineuse de  $10\text{mW}/\text{cm}^2$  (Figure 6.3), l'éclairement se fait par le dessus,
- la distribution des densités de courant d'électrons et de trous qui constituent le photocourant (Figure 6.4),
- la distribution des porteurs mobiles correspondante (Figure 6.5).

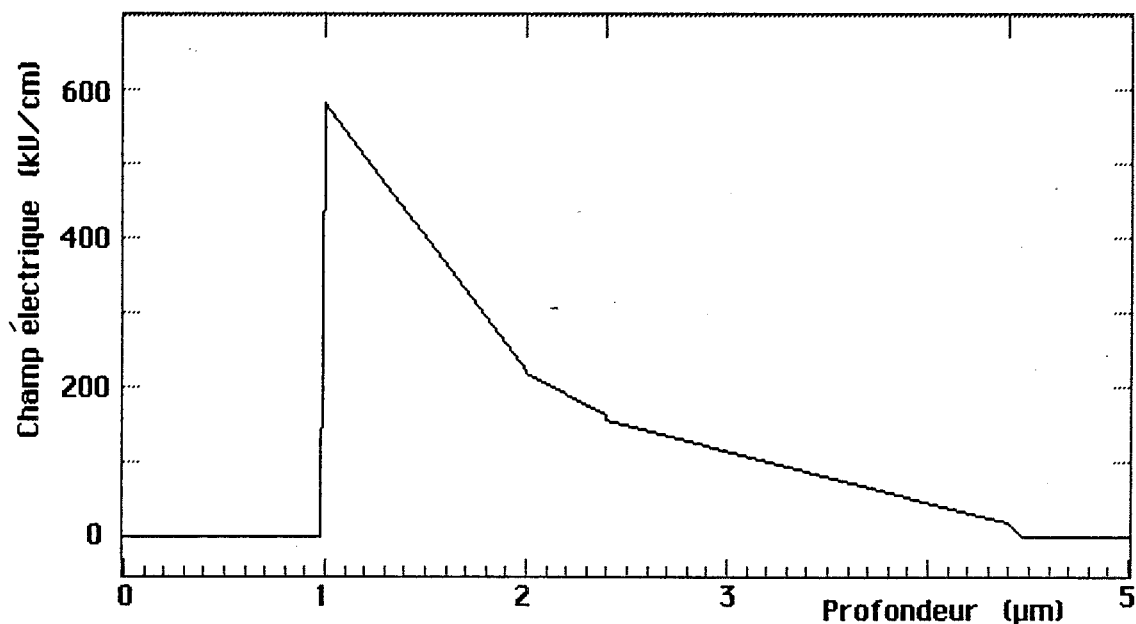


Figure 6.2 : Champ électrique dans la photodiode  
la tension de polarisation est de 66V.

Sur la distribution des densités de courant, on distingue l'augmentation de courant due à l'absorption des photons dans le ternaire, celle due à l'ionisation par choc dans la couche de multiplication. Le gain à cette tension est de 10 et la densité de courant totale est de  $0.0955 \text{ A}/\text{cm}^2$ , ce qui

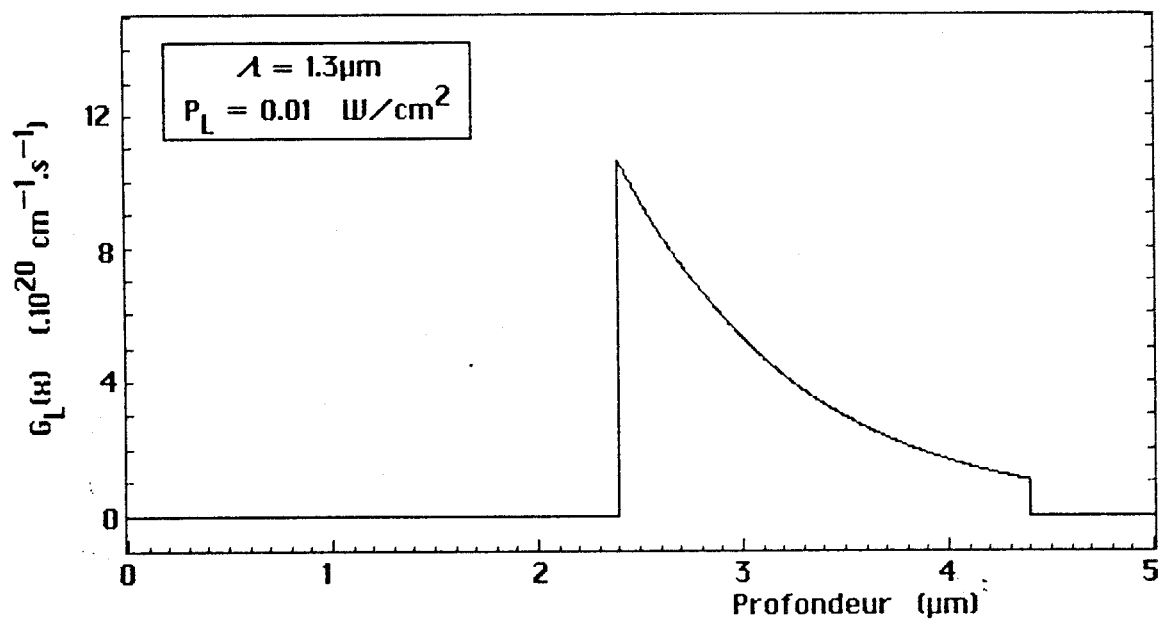


Figure 6.3 : Taux de génération par absorption de photons pour  $\lambda = 1.3\mu\text{m}$  et une puissance lumineuse de  $10\text{mW}/\text{cm}^2$  l'éclairement se fait par le dessus

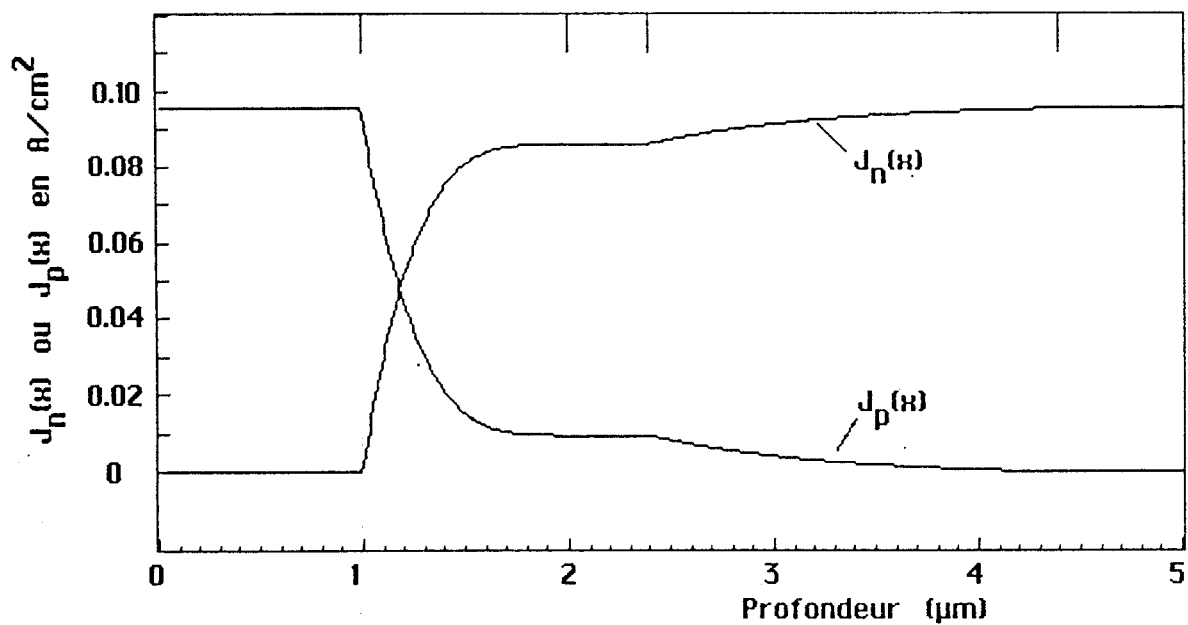


Figure 6.4 : Distribution des densités de courant constituant le photocourant

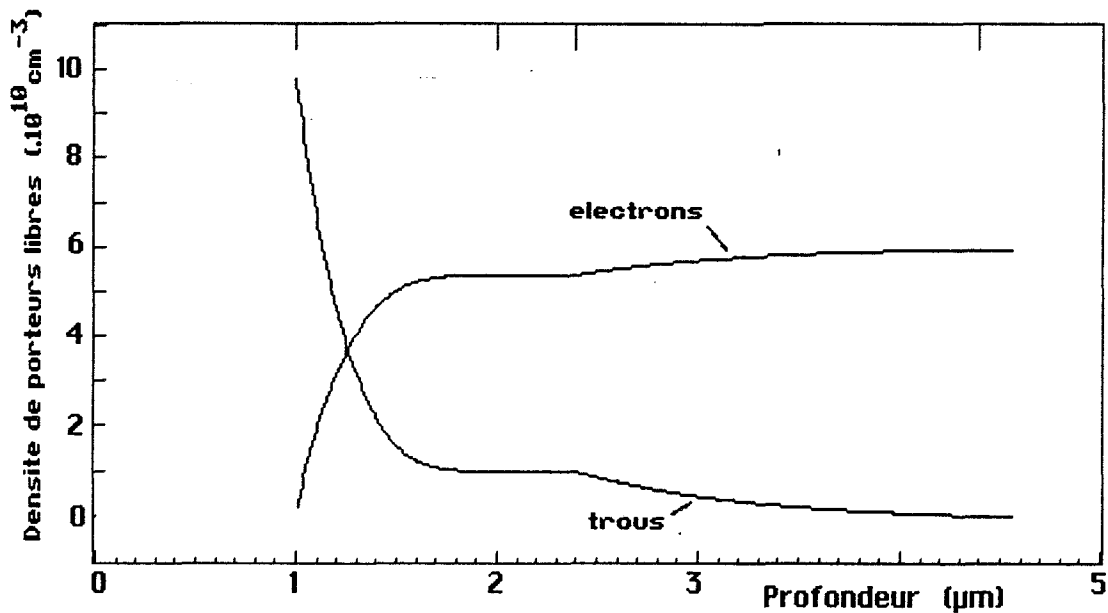


Figure 6.5 : Distribution correspondante des porteurs mobiles dans la zone de charge d'espace

correspond à un photocourant de  $4.77\mu\text{A}$  si la surface éclairée est de  $5000\mu\text{m}^2$ . Ces ordres de grandeur nous permettent d'apprécier l'influence des porteurs libres.

Pour augmenter le photocourant total, on peut soit augmenter la puissance lumineuse, soit augmenter le gain. Dans tous les cas, la Figure 6.5 montre que dans le cadre de nos approximations, pour un photocourant total inférieur à  $500\mu\text{A}$ , la densité des trous, qui a son maximum dans la zone de multiplication reste inférieure à  $10^{13}\text{cm}^{-3}$  et la densité d'électrons qui a son maximum dans la couche d'absorption reste inférieure à  $6.10^{12}\text{cm}^{-3}$ . Ces deux valeurs sont évidemment négligeable devant les densités des atomes donneurs en présence ( $2.5.10^{16}\text{cm}^{-3}$  dans la couche de multiplication et  $5.10^{15}\text{cm}^{-3}$  dans la couche d'absorption), même dans le cas où il y a une couche peu dopée (dopage de l'ordre de  $5-7.10^{15}\text{cm}^{-3}$ ) dans la zone d'avalanche. Ceci confirme la validité de l'hypothèse de faible injection pour ce type de photodétecteur. Nous sommes donc conduits à étudier l'influence des hétérointerfaces pour comprendre l'origine de la non-linéarité observée. Le fait qu'elle existe aussi à faible photocourant confirme notre analyse.

### VI.3. INFLUENCE DES HÉTÉROINTERFACES

#### VI.3a. CARACTERISTIQUES DE L'HÉTÉROINTERFACE InP/GaInAs

Dans la photodiode, il y a en gros deux hétérointerfaces différentes (cf la Figure 2.12) : la première entre la couche de multiplication (en InP) et la couche d'absorption (en GaInAs), la seconde entre la couche d'absorption et la couche tampon (InP). Si l'on considère pour simplifier que la succession d'hétérointerfaces existant dans la couche graduelle (faite de différentes fines couche de GaInAsP de gap variant entre 1.35 et 0.75eV), constitue en fait une hétérointerface de largeur  $L_1$ , on peut ramener le problème à l'étude de deux hétérointerfaces. Un schéma de la structure de bande de ces deux hétérointerfaces est donné Figure 6.6 avec les caractéristiques importantes pour notre travail, tirées des données de Forrest & al [63].

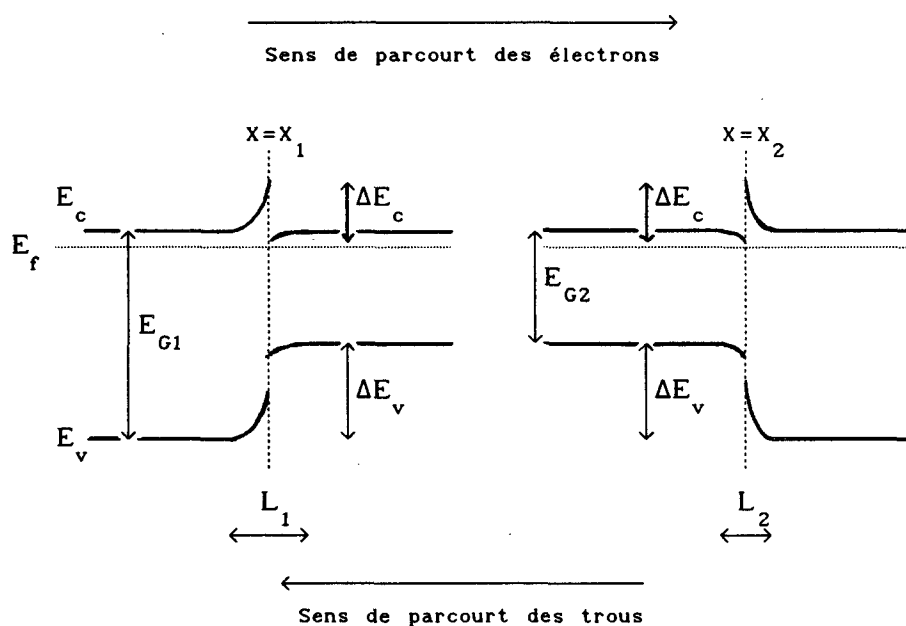


Figure 6.6 : Schéma de la structure de bande aux hétérointerfaces

Les grandeurs caractéristiques de ce schéma sont à 20°C :

$$E_{G1} = 1.35\text{eV} \quad , \quad E_{G2} = 0.75\text{eV}$$

$$\Delta E_v = 0.62\text{eV} \quad , \quad \Delta E_c = 0.21\text{eV}$$

les valeurs de  $\Delta E_v$  et  $\Delta E_c$  sont valables pour l'ordre de grandeur des dopages des différentes couches. La valeur de  $L_2$  correspond au cas d'une

hétérointerface réalisée par épitaxie en phase liquide, soit [71]:

$$L_2 = L_0 = 100-150\text{\AA} .$$

Celle de  $L_1$  dépend des caractéristiques de la couche graduelle, nous prenons selon le nombre  $k$  d'interfaces réalisées :

$$L_1 = k.L_0$$

$k$  varie de 1 à 6 dans notre cas.

#### *Modélisation de la structure de bande*

Dans les conditions de fonctionnement de la photodiode, le champ électrique existant à la première interface est élevé (typiquement entre 100 et 200kV/cm), alors qu'il est beaucoup plus faible au niveau de la seconde interface (30 à 50kV/cm). L'interface 2 est donc moins polarisée que la première.

De plus, la première hétérointerface constitue une barrière de potentiel de hauteur  $E_{B1}$  pour les trous et on peut dire qu'elle n'arrête pas les électrons. Pour la seconde hétérointerface, c'est l'inverse, elle constitue une barrière de hauteur  $E_{B2}$  seulement pour les électrons. Les hauteurs de barrière dépendent en fait de la gradualité (longueurs  $L_1$  et  $L_2$ ) et des conditions de polarisation.

La valeur de  $E_{B1}$  a été calculée à partir du modèle développé par Cheung & al [19] qui consiste à écrire dans la région de l'interface :

$$E_v(x) = E_p(x) + \frac{\Delta E_v}{2} \cdot \left[ 1 + \tanh \left[ \frac{x - x_1}{L_1} \right] \right]$$

où  $x_1$  est la position de l'hétérointerface et  $E_p(x) = q.V(x)$  l'énergie potentielle appliquée. La valeur de  $E_{B1}$  est alors donnée par :

$$E_{B1} = E_{v\text{Maximum}} - E_{v\text{Minimum}}$$

les valeurs minimales et maximales de  $E_v$  étant prises au voisinage de l'interface comme le montre la Figure 6.8.

En ce qui concerne maintenant  $E_{B2}$ , l'hétérointerface étant abrupte et peu polarisée et l'application du modèle précédent ayant montré que l'influence de l'énergie potentielle appliquée est faible, nous avons conservé :

$$E_{B2} = \Delta E_c .$$

Il faut maintenant introduire l'influence des porteurs accumulés au proche voisinage des hétérointerfaces.



### VI.3b. ACCUMULATION DES PORTEURS (PILE-UP)

Le franchissement des barrières de potentiel se fait dans notre cas majoritairement par effet thermoionique [71]; le passage par effet tunnel étant moins probable, nous n'en avons pas tenu compte [71]. Nous avons considéré à une hétérointerface donnée :

- un taux de recombinaison  $e_r$  des porteurs,
- un taux d'émission  $e_e$ .

Le taux de recombinaison est donné par  $e_r = 1/\tau_0$  où  $\tau_0$  est la durée de vie effective des porteurs dans le matériau considéré (cf §II.4a5).

Le taux d'émission est donné par :

$$e_e = B \cdot \exp\left[-\frac{E_B}{k \cdot T}\right]$$

où B est une constante indépendante de la température et  $E_B$  la hauteur de barrière.

Si l'on se place en x au voisinage d'une hétérointerface sur laquelle arrive une densité de courant  $J_c$ , la densité de porteurs  $n_t(x)$  (en  $\text{cm}^{-2}$ ) qui s'accumulent en x est donnée par l'équation de continuité :

$$\frac{dn_t}{dt} = \frac{J_c}{q} - (e_r + e_e) \cdot n_t \quad (1)$$

En régime statique,  $dn_t/dt = 0$  d'où :

$$\frac{J_c}{q} = (e_r + e_e) \cdot n_t \quad (2)$$

*Quelles sont les conséquences d'une accumulation de charges ?*

Les charges accumulées localement induisent une modification  $\Delta E$  du champ électrique dans la zone déserte, et par conséquent une modification de la barrière de potentiel. Si l'on considère une densité volumique de charge constante  $n_t/L$  sur l'épaisseur L à l'hétérointerface,  $\Delta E$  est donné schématiquement Figure 6.7 dans les deux cas d'une accumulation de trous (cas de l'hétérointerface 1) et d'une accumulation d'électrons (hétérointerface 2).

La tension de polarisation de la photodiode étant indépendante des phénomènes d'accumulation, on a :

$$\int_0^W \Delta E(x) \cdot dx = 0 \quad (3)$$

Si l'on admet que  $L_1$  et  $L_2$  sont suffisamment faibles, on peut écrire :

$$E_0 \cdot x_1 + E_1 \cdot (W - x_1) = 0 \quad (4)$$

où  $x_1$  est l'abscisse de l'interface ( $x_1 = x_1$  ou  $x_2$ ).

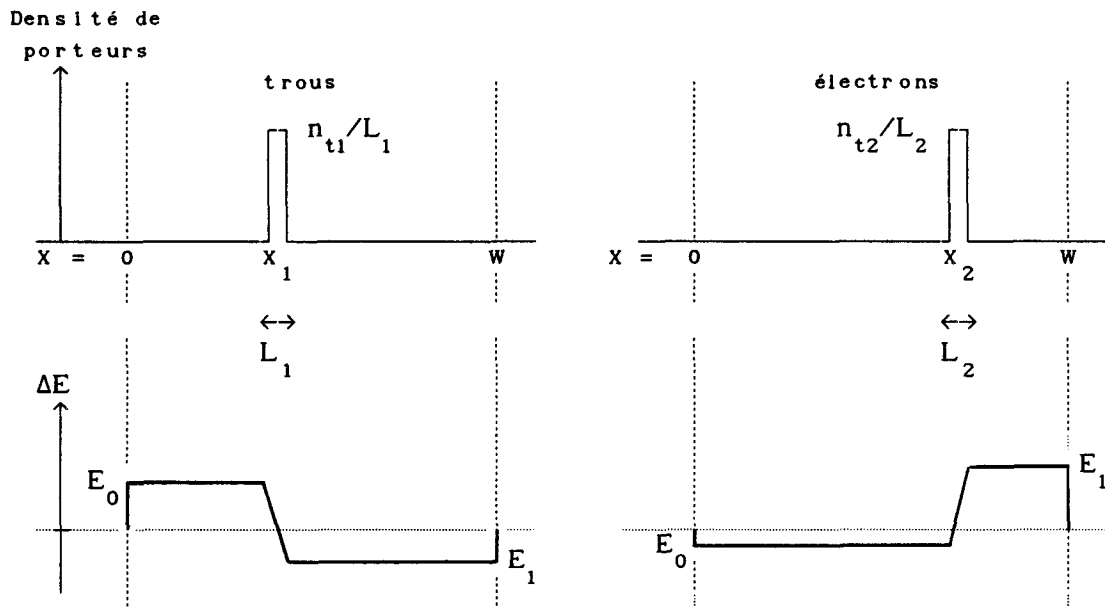


Figure 6.7 : Effet sur le champ électrique d'une accumulation de trous et d'électrons dans la zone de charge d'espace

D'autre part, l'équation de Poisson conduit à :

$$E_1 - E_0 = \frac{q}{\epsilon} \cdot \frac{n_t}{L} \cdot L \quad (5)$$

et permet de connaître  $E_0$  et  $E_1$ .

La modification de la barrière de potentiel est alors donnée par :

$$\Delta E_B = \int_{x_1 - L/2}^{x_1 + L/2} E(x) \cdot dx \quad (6)$$

soit :

$$\Delta E_B = \frac{q}{\epsilon} \cdot L \cdot \left[ \frac{W - x_1}{W} + \frac{1}{2} \right] \cdot n_t \quad (7)$$

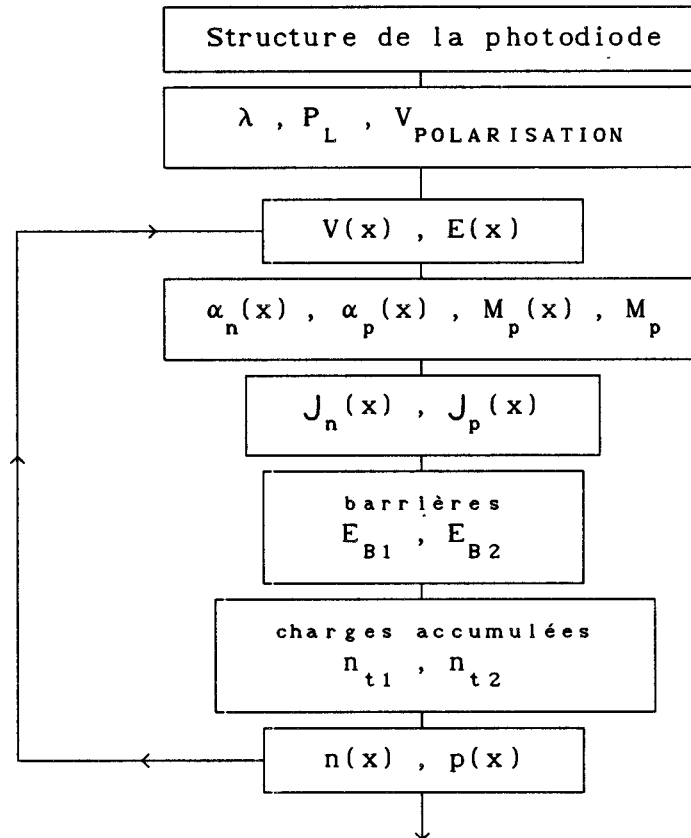
La diminution  $\Delta E_B$  de la hauteur de barrière est proportionnelle à la densité de porteurs accumulés, et dans tous les cas, l'accumulation des porteurs conduit à une diminution de la hauteur de barrière. La densité volumique des charges accumulées est égale à  $n_t/L$ .

Ceci donne un schéma des processus en jeu que nous avons modélisés globalement en calculant les densités de charge accumulées à l'aide de l'équation (2), puis en les introduisant avec les charges mobiles dans le

calcul du champ électrique.

### VI.3c. MODELISATION ET RESULTATS

La modélisation du comportement statique de la photodiode a été faite en introduisant les charges mobiles et les charges accumulées aux deux interfaces. Nous avons procédé par une méthode itérative conformément à l'organigramme suivant :



*La solution est retenue lorsque  $E_{MAX}$  varie de moins de 1V/cm entre deux itérations*

#### Organigramme de simulation

En pratique, le calcul nécessite un nombre limité d'itérations (entre 5 et 12), on obtient donc une solution rapidement (en moins d'une minute).

#### *Résultats*

Le comportement de la première hétérointerface dépend nettement de sa gradualité. Les Figures 6.8 et 6.9 montrent l'évolution de l'énergie  $E_v$  de la

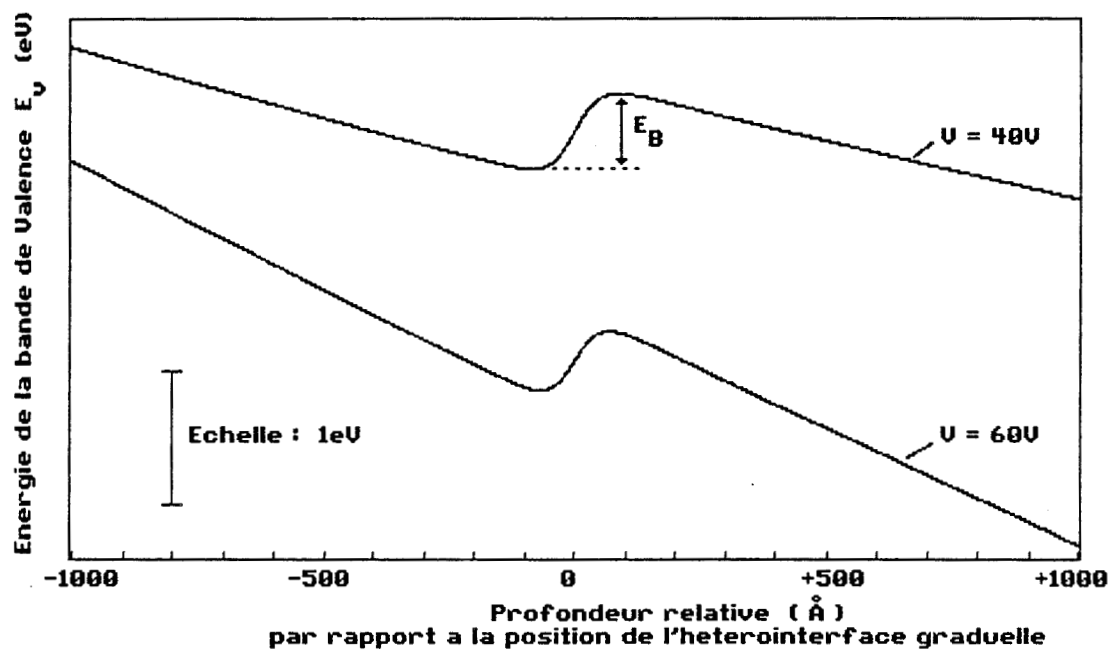


Figure 6.8 : Variation de l'énergie de la bande de valence à l'hétérointerface 1 pour des tensions de polarisation de 40 et 60V  
La largeur  $L_1$  est de 50Å

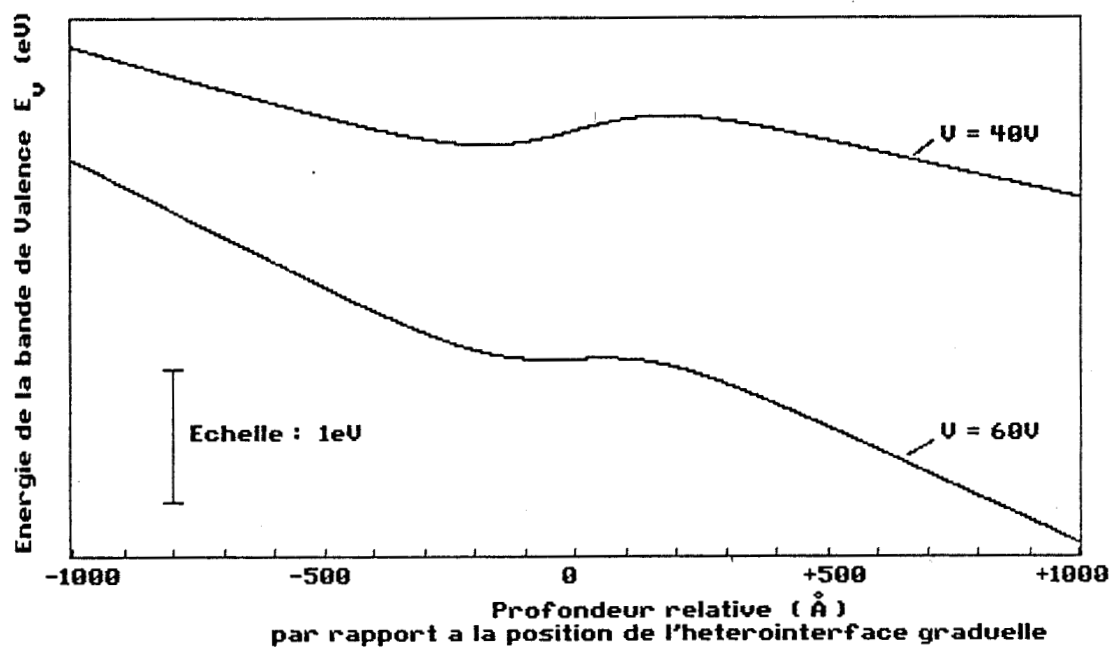


Figure 6.9 : Variation de l'énergie de la bande de valence à l'hétérointerface 1 pour des tensions de polarisation de 40 et 60V  
La largeur  $L_1$  est de 200Å

bande de valence au voisinage de l'hétérointerface pour des tensions de polarisation de 40 et 60V, les longueurs de gradualité étant successivement de 50 et 200Å. La Figure 6.8 indique la hauteur de barrière  $E_B$ , ce qui permet d'apprécier l'influence très nette de  $L_1$ .

La variation de  $E_B$  avec la longueur  $L_1$  et la tension est donnée Figure 6.10. Nous avons fait varier  $L_1$  de 50 à 600Å. D'après nos calculs, trois interfaces ( $L_1 = 300-400\text{Å}$ ) permettent d'atténuer nettement l'effet de barrière de potentiel. Pour la suite, nous avons introduit  $L_1 = 400\text{Å}$  et considéré le comportement global.

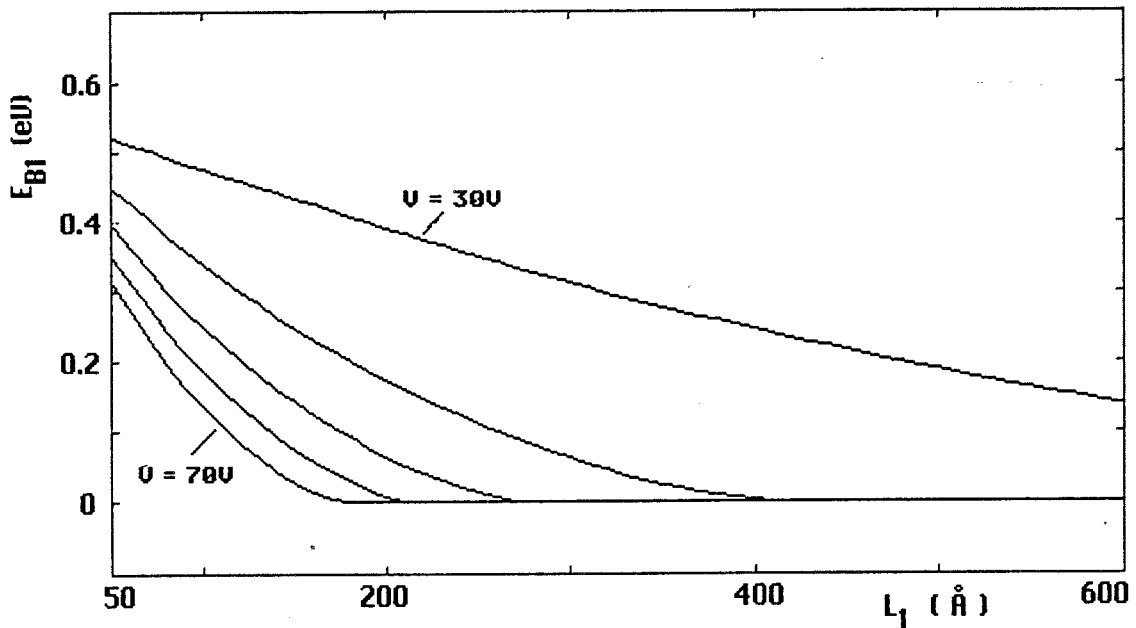


Figure 6.10 : Variation de la hauteur de barrière  $E_B$  en fonction de  $L_1$  la tension varie de 30 à 70V par pas de 10V

Selon la simulation du comportement global, le champ électrique dans la zone d'avalanche est lié aux charges accumulées aux hétérointerfaces. Dans les conditions de fonctionnement, l'hétérointerface 1 étant graduelle et fortement polarisée, la densité des trous accumulés à l'interface GaInAsP/GaInAs est peu influente (elle reste inférieure à  $10^{13}\text{cm}^{-3}$ , ce qui est encore faible devant les densités d'atomes donneurs en présence). Par contre, la densité volumique des électrons accumulés dans la couche d'absorption à

l'hétérointerface 2 abrupte est importante (en général supérieure à  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ ). Les densités de charges accumulées étant directement liées aux densités de courant arrivant sur chaque hétérointerface, cette différence d'influence des deux hétérointerfaces est aussi due au fait que la densité de courant  $J_n$  sur l'interface 2 est plus élevée que la densité  $J_p$  arrivant sur l'interface 1 (voir la Figure 6.5), ceci, surtout lorsque le gain est important.

Comme les électrons accumulés induisent une diminution du champ notamment dans la zone d'avalanche (paragraphe VI.3b), il y a un effet de contre-réaction électronique qui provoque, à même tension de polarisation une diminution du gain de la photodiode.

Pour faire apparaître ce comportement, nous avons tracé :

- la variation du champ électrique maximal avec la puissance lumineuse à une tension de polarisation de 66V (Figure 6.11),
- la variation du gain correspondante (Figure 6.12).

On retrouve un effet de non-linéarité du composant (le gain obtenu dans ces conditions à l'aide du modèle exposé au chapitre 2 est égal à 10). Pour apprécier ce qui se passe lorsque le gain est plus élevé, nous avons fait le même travail à  $V = 71\text{V}$  (Figures 6.13 et 6.14), qui montre que la diminution du gain lorsque la puissance lumineuse augmente a lieu même pour les puissances lumineuses faibles. Toutes ces caractéristiques sont tout à fait conformes à ce que l'on constate expérimentalement.

Pour comparer au niveau du champ électrique les résultats donnés par ce modèle à ceux du modèle du chapitre 2, la Figure 6.15 montre le champ électrique obtenu à  $V = 66\text{V}$  pour un photocourant total de  $46\mu\text{A}$  (la surface est de  $5000\mu\text{m}^2$ ). Le gain est alors de 9.69 et non 10. L'accumulation des trous à l'hétérointerface 1 est quasiment sans effet alors que celle des électrons à l'hétérointerface 2 induit une discontinuité nette du champ. Cette Figure est à comparer avec la figure 6.2.

Enfin, nous avons calculé la caractéristique photocourant-tension-puissance lumineuse de cette structure typique en introduisant, lorsque la tension s'approche de la tension de claquage, une densité de courant supplémentaire due à la génération thermique et à l'effet tunnel. Ce courant augmente la densité des porteurs qui arrivent sur l'interface GaInAs/InP tampon et limite le gain. Là encore, l'évolution des caractéristiques (Figure 6.16) est tout à fait conforme avec ce que l'on observe expérimentalement (Figures 4.11 et 4.12). On distingue la non-linéarité aux forts gains et aussi la limitation

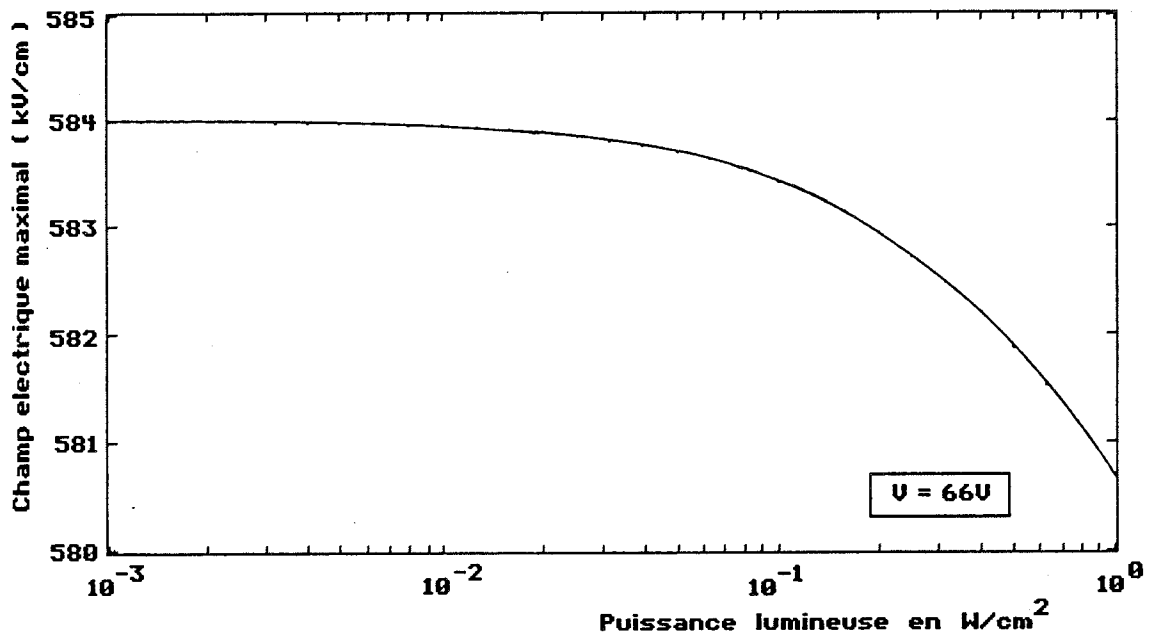


Figure 6.11 : Variation du champ électrique maximal à la jonction avec la puissance lumineuse pour une tension de polarisation de 66V

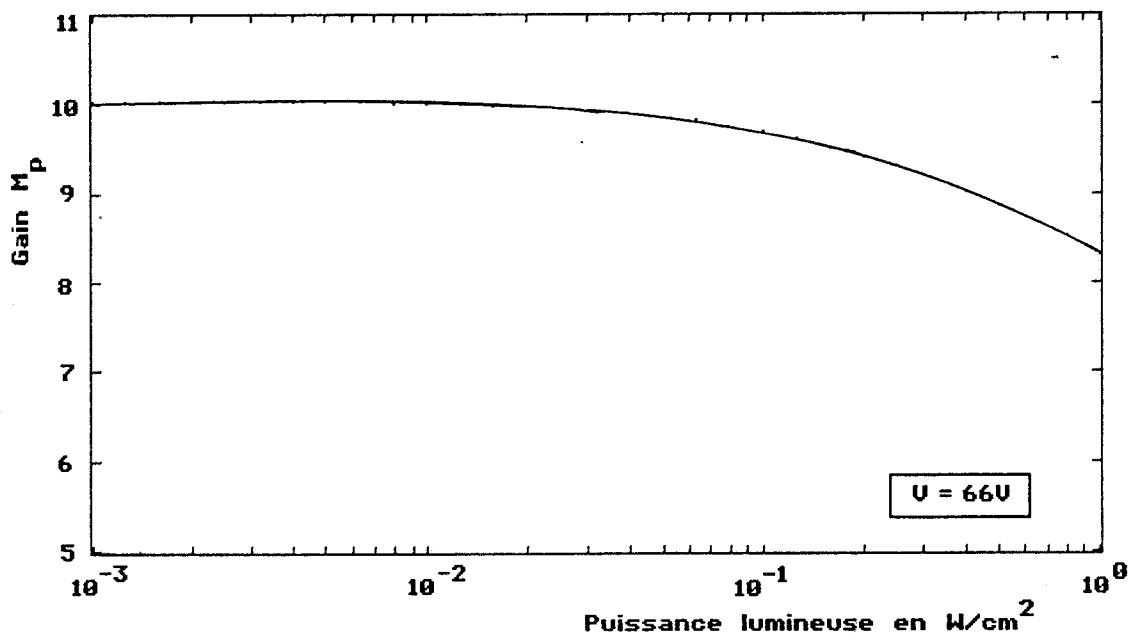


Figure 6.12 : Variation du gain correspondante.

La tension de polarisation est de 66V

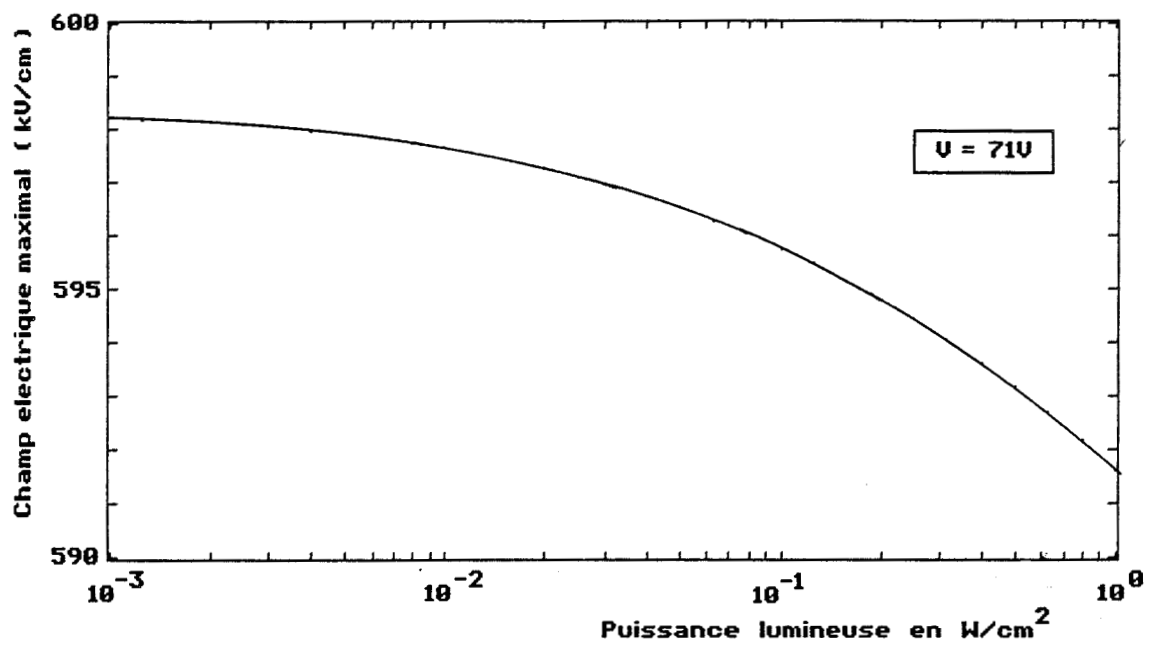


Figure 6.13 : Variation du champ électrique maximal à la jonction avec la puissance lumineuse pour une tension de polarisation de 71V

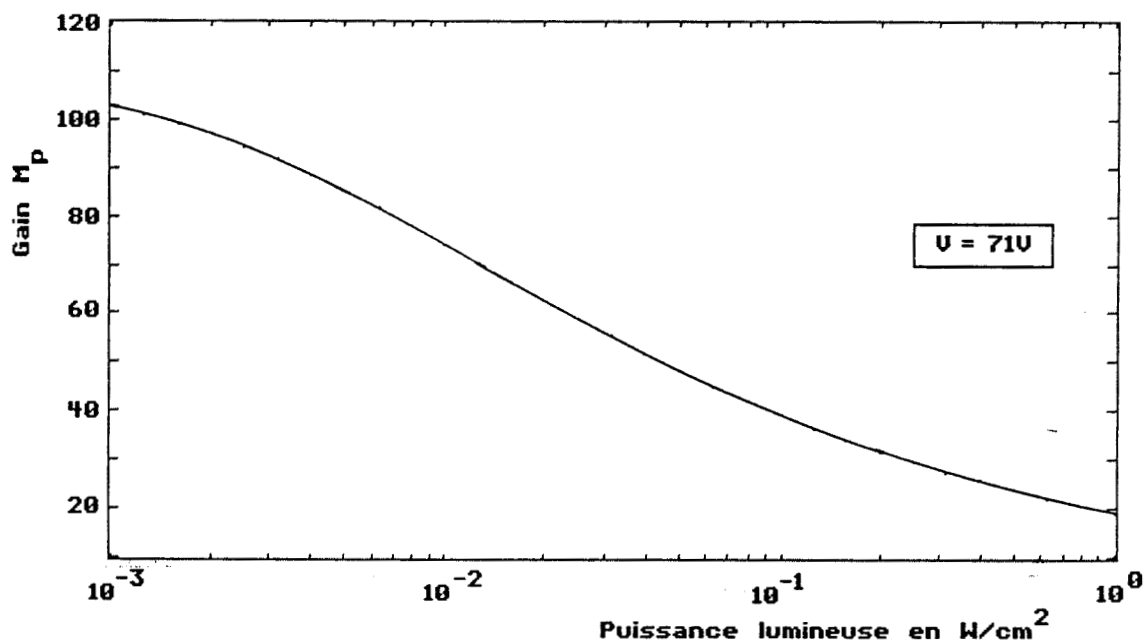


Figure 6.14 : Variation du gain correspondante.

La tension de polarisation est de 71V



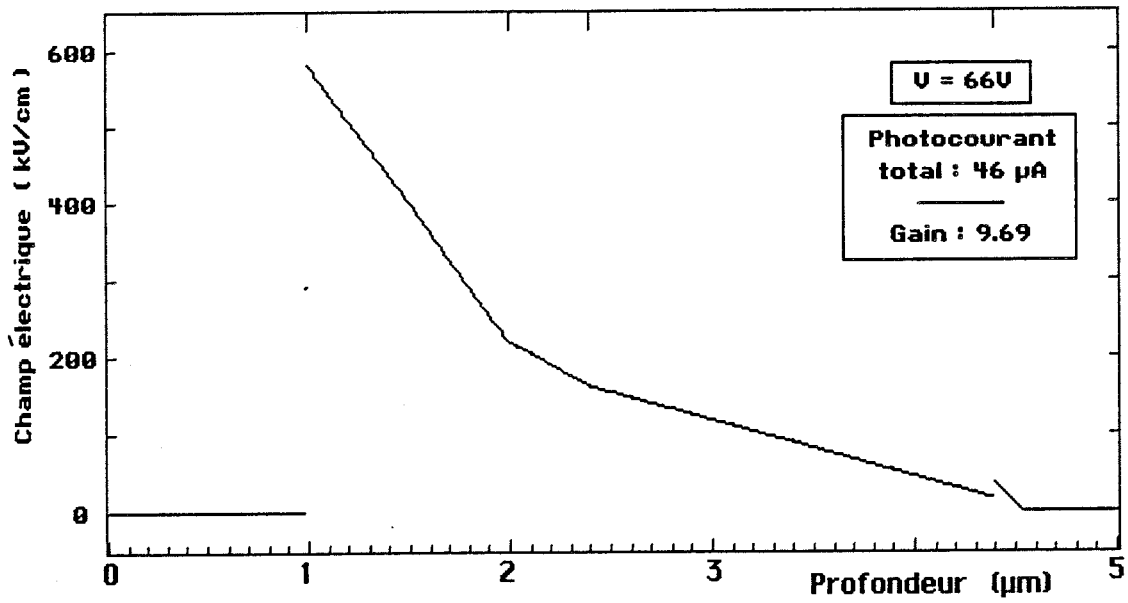


Figure 6.15 : Champ électrique dans le composant obtenu à  $V = 66V$  pour un photocourant total de  $46\mu A$ .

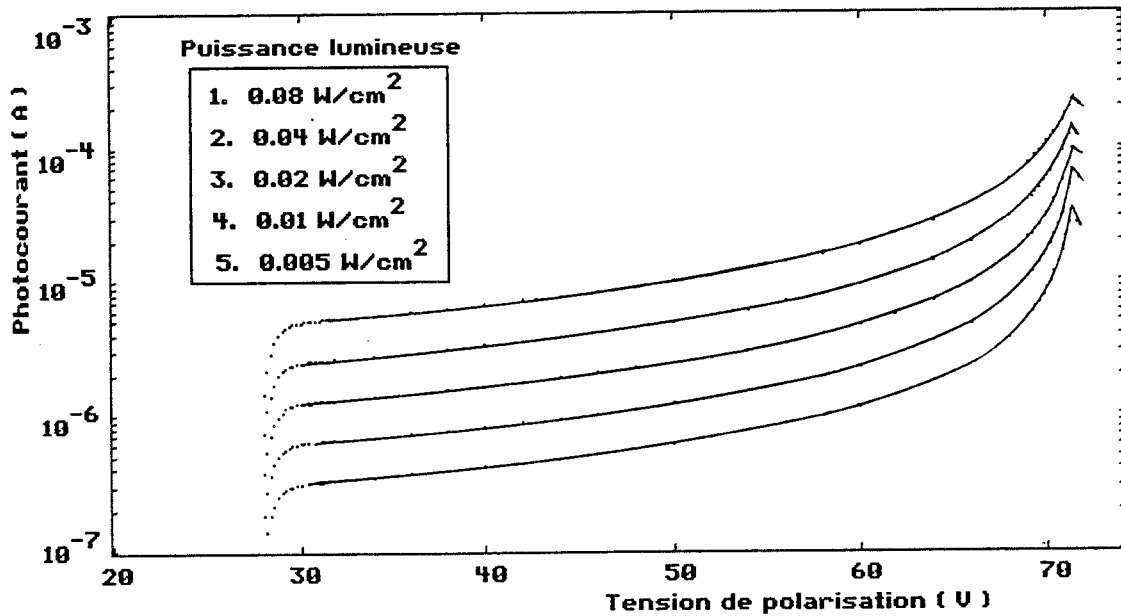


Figure 6.16 : Caractéristique Photocourant-tension calculée pour différentes puissances lumineuses et une surface éclairée de  $5000\mu m^2$

du gain du photodétecteur qui s'effectue à une valeur du gain maximum d'autant plus faible que la puissance lumineuse est élevée. Le gain maximal est de l'ordre de 122 pour une puissance lumineuse de  $0.005\text{W/cm}^2$  et passe à environ 46 lorsque celle-ci s'élève à  $0.08\text{W/cm}^2$ . On constate aussi la diminution de la pente  $dM_p/dV$ , à tension  $V$  constante proche de  $V_B$ , lorsque la puissance lumineuse augmente.

#### VI.4. CONCLUSION

Les résultats obtenus sont tout à fait conformes au comportement observé expérimentalement. Ils mettent en évidence l'influence de l'hétérointerface GaInAs/InP tampon dans le type de structure que nous avons étudié. Cette influence est en fait liée aux caractéristiques de cette hétérointerface (plus ou moins abrupte...), donc à la méthode de croissance, et aussi à sa position dans la zone de charge d'espace dans les conditions de fonctionnement, donc à la structure du composant. En effet, plus l'hétérointerface est abrupte, plus l'accumulation des électrons est importante et moins la photodiode est linéaire. Ceci a une conséquence sur la caractéristique  $I_{PH}(V)$  du composant : une croissance plus lente du gain avec la tension de polarisation. D'autre part, pour une même densité d'électrons accumulés, l'influence de l'accumulation est d'autant plus importante que l'abscisse de l'hétérointerface  $x_2$  est inférieure à la largeur de zone déserte  $W$ . Selon l'approche du paragraphe VI.3b, les équations (4) et (5) montrent que la variation  $E_0$  du champ influant sur la zone d'avalanche (voir la Figure 6.7) est donnée par :

$$E_0 = - \left[ \frac{W - x_2}{W} \right] \cdot \frac{q}{\epsilon} \cdot n_t$$

Le terme  $(W - x_2)/W$  introduit l'influence de la structure du composant sur la non-linéarité. Par exemple, si l'on diminue l'épaisseur  $W_a$  de la couche d'absorption, la structure restant la même par ailleurs, on augmente la rétroaction électronique, donc la non-linéarité.

Cette étude nous a en outre permis de cerner certaines limites de notre première modélisation (pas d'effet de rétro-action, pas de non-linéarité et pas de limitation du gain), tout en situant son intérêt : elle permet d'obtenir les caractéristiques schématiques suffisantes pour étudier les structures globales des photodiodes ou pour faire l'étude d'une production.



## VII. ETUDE DES CARACTERISTIQUES DE BRUIT DES PHOTODIODES PLANAIRES

---

- VII.1. RESULTATS THEORIQUES TYPIQUES DANS LE CAS  
D'UNE PHOTODIODE MESA
- VII.2. INFLUENCE D'UNE NON-UNIFORMITE DU GAIN
- VII.3. ETUDE EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DE BRUIT  
DES PHOTODIODES CIT1 ET ATT1
  - VII.3a. BANC DE MESURE DE BRUIT
  - VII.3b. CARACTERISATION A 30MHz
  - VII.3c. CARACTERISATION ENTRE 2 ET 8GHz
- VII.4. CONCLUSION



Les caractéristiques de bruit sont très importantes pour ce type de photodétecteur, c'est pourquoi pour terminer ce travail, nous présentons les mesures de bruit que nous avons effectuées sur les photodiodes planaires CIT1 et ATT1.

### VII.1. RESULTATS THEORIQUES TYPIQUES CONCERNANT LES PHOTODIODES MESA

La Figure 7.1 montre la variation du facteur de bruit de la structure typique donnée au paragraphe VI.1 en fonction du gain  $M_p$ . Ce résultat est obtenu à partir du modèle de la fin du chapitre 2. L'épaisseur de la zone d'avalanche est de  $1\mu\text{m}$ . La droite  $F_B = M_p$  permet un repérage. On représente parfois dans la littérature l'évolution du facteur de bruit sous la forme :

$$F_B = M_p^x$$

où  $x$  est compris entre 0 et 1 dans le cas de l'injection des porteurs les plus ionisants dans la zone d'avalanche (chapitre 2) (pour l'InP, ce sont les trous). En complément, nous avons donc tracé l'évolution de  $x$  en fonction de  $M_p$  (Figure 7.2), qui montre que cette loi est approximative dans ce cas typique mais intéressante pour un gain compris entre 3 et 10. On obtient pour cette structure une valeur de  $x$  comprise entre 0.79 et 0.81. D'autre part, cette loi n'est pas valable aux forts gains où l'on a une augmentation du facteur de bruit.

Ces résultats concernent un composant de type méssa dont le gain est parfaitement uniforme. Dans la réalité, cette uniformité dépend de l'épaisseur et du dopage de chaque couche sur toute la surface de la zone active, la moindre irrégularité due aux conditions de la croissance influant localement sur le gain, donc sur le bruit. En ce qui concerne les photodiodes planaires, il faut en plus introduire ce qui a lieu sur les bords du composant. Nous nous sommes donc intéressés aux performances de bruit des photodiodes planaires.

### VII.2. INFLUENCE D'UNE NON-UNIFORMITE DU GAIN

Considérons deux zones à l'intérieur d'une même zone active, de gains différents, équivalentes à deux photodiodes en parallèle. Cette différence peut être due, par exemple, à une différence d'épaisseur ou de dopage de la zone d'avalanche. La première zone est de surface  $S_1$  et de gain  $M_1$ , la seconde de surface  $S_2$  et de gain  $M_2$ . Comme elles appartiennent au même composant, les photocourants qui les traversent sont donnés par :

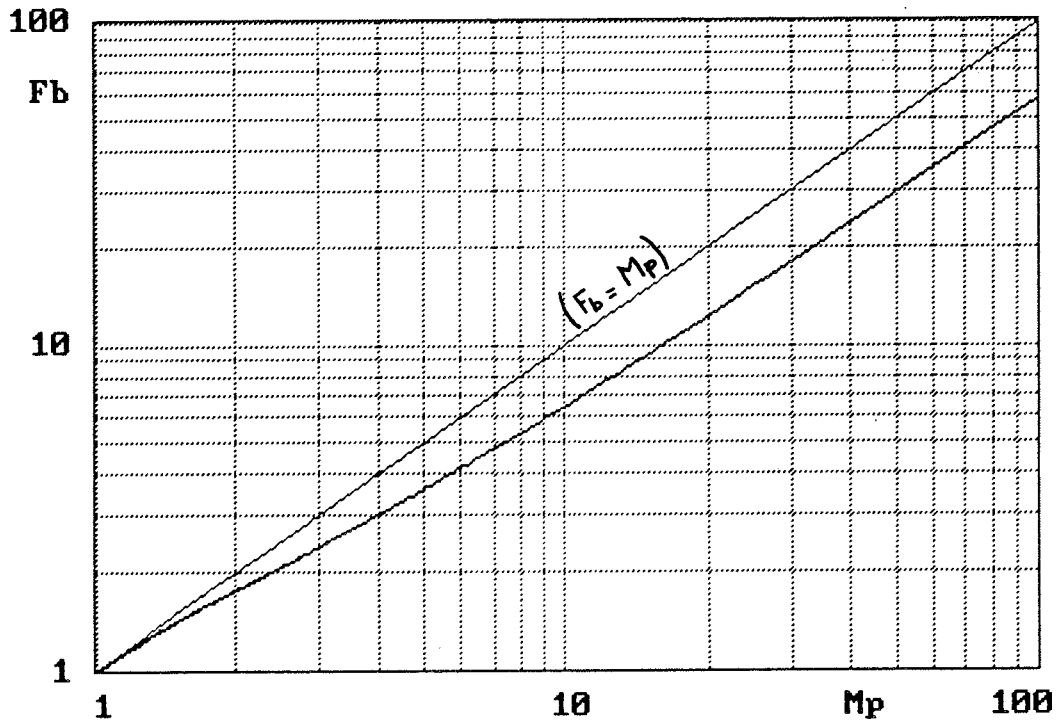


Figure 7.1 : Variation du facteur de bruit en fonction du gain  $M_p$  pour la structure typique d'épaisseur  $W_m = 1\mu\text{m}$ .

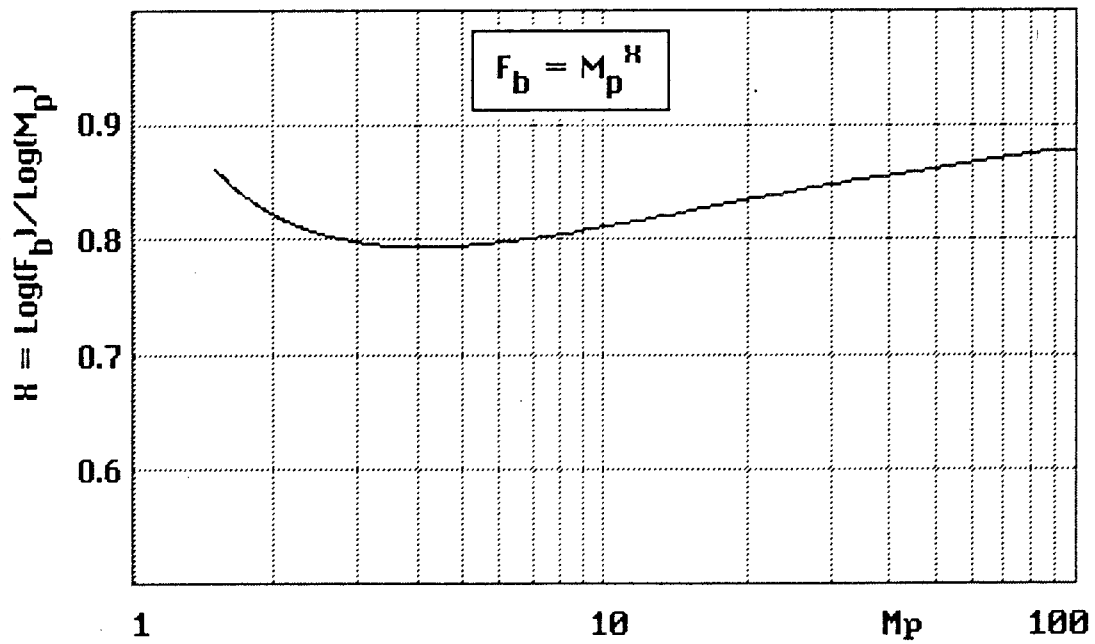


Figure 7.2 : Variation de l'exposant  $x$  correspondante

$$I_1 = M_1 \cdot S_1 \cdot J_0$$

$$I_2 = M_2 \cdot S_2 \cdot J_0$$

où  $J_0$  est la densité de courant des trous primaires issus de la couche d'absorption.

Les densités spectrales de bruit qui en résultent sont, comme nous l'avons vu au chapitre 2 :

$$\phi_1 = 2 \cdot q \cdot I_1 \cdot M_1^2 \cdot F_{B1}$$

$$\phi_2 = 2 \cdot q \cdot I_2 \cdot M_2^2 \cdot F_{B2}$$

où  $F_{B1}$  et  $F_{B2}$  sont les facteurs de bruit correspondant à chaque zone.

La densité spectrale de bruit totale est alors :

$$\phi_t = \phi_1 + \phi_2$$

Si l'on considère maintenant le comportement global des deux zones, le courant total est :

$$I_t = I_1 + I_2$$

et le gain moyen :

$$M_{\text{moy}} = \frac{I_t}{J_0 \cdot (S_1 + S_2)} = \frac{M_1 \cdot S_1 + M_2 \cdot S_2}{S_1 + S_2}$$

Si l'on définit un facteur de bruit global  $F_{Bg}$  par :

$$\phi_t = 2 \cdot q \cdot I_t \cdot M_{\text{moy}}^2 \cdot F_{Bg}$$

$F_{Bg}$  est donné par :

$$F_{Bg} = \frac{I_1 \cdot M_1^2}{I_t \cdot M_{\text{moy}}^2} \cdot F_{B1} + \frac{I_2 \cdot M_2^2}{I_t \cdot M_{\text{moy}}^2} \cdot F_{B2}$$

Cette expression permet d'apprécier ce qui se passe pour un composant planaire et dans le cas d'une non uniformité de structure; en effet, elle donne le facteur de bruit effectivement mesuré  $F_{Bg}$  en fonction du gain mesuré  $M_{\text{moy}}$  et des grandeurs propres à chaque phénomène d'avalanche dans chaque région constituant la zone active. On peut écrire d'une façon générale :

$$F_{Bg} = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{I_i \cdot M_i^2}{I_t \cdot M_{\text{moy}}^2} \cdot F_{Bi} \right]$$

valable pour N zones constituant une zone active.

A titre d'exemple, nous allons considérer le cas d'une non-uniformité locale dans un composant et le cas des composants planaires qui présentent un profil de champ électrique non uniforme à la périphérie de la zone active (Chapitre 5).



### *Cas d'une variation locale du gain due aux conditions de croissance*

Si, à l'aide d'un faisceau lumineux de faible diamètre (quelques microns), on balaie la surface active d'une photodiode à avalanche suffisamment polarisée pour qu'il y ait un gain supérieur à 6-7, on constate que le gain varie nettement sur la surface du composant, et ce phénomène est d'autant plus important que le gain est élevé. De telles cartographies ont été faites à CIT Alcatel et montrent qu'un gain variant entre 8 et 12 dans la zone active n'est pas rare. Pour donner une idée des conséquences de cette non uniformité, nous considérons deux parties de zone active, l'une de gain moyen  $M_1 = 10$ , et de surface  $S_1 = 3000\mu\text{m}^2$ , l'autre de gain moyen  $M_2 = 8$  et de surface  $S_2 = 750\mu\text{m}^2$ .

La Figure 7.2 caractéristique de notre structure montre qu'on a alors :

$$F_{B1} = M_1^{0.81} \quad \text{et} \quad F_{B2} = M_2^{0.805}$$

Le calcul précédent conduit à un gain global  $M_{\text{moy}} = 9.60$  et à un facteur de bruit global donné par  $x = 0.824$ . On voit comment la non uniformité conduit à un accroissement du facteur de bruit apparent de la structure. Cette augmentation dépend de l'importance de l'irrégularité, donc de l'écart entre les gains et entre les surfaces. Dans le cas présent, si l'on augmente  $S_2$ , ( $S_2 = 1000\mu\text{m}^2$ ), on trouve  $x = 0.827$ , si on la diminue ( $S_2 = 600\mu\text{m}^2$ ), on trouve  $x = 0.822$ . Ceci montre l'importance de la qualité de l'épithaxie si l'on désire obtenir des composants les moins bruyants possible.

### *Cas des photodiodes à avalanche planaires*

Nous avons vu dans le chapitre 5 le profil typique de champ électrique dans une photodiode planaire avec anneau de garde. En particulier, la Figure 5.23 a montré l'influence de la zone de recouvrement où existe un gain moyen bien moins élevé que dans la zone centrale (ceci est d'autant plus marqué que l'anneau est profond), et qui collecte les trous photocréés à la périphérie de cette zone. Normalement, cette collection concerne une petite proportion des porteurs puisque la zone de recouvrement est étroite (quelques microns), mais ceci est suffisant pour modifier les caractéristiques de bruit.

De la même façon que précédemment, si l'on prend  $M_1 = 10$  et  $S_1 = 3000\mu\text{m}^2$ , avec  $S_2 = 450\mu\text{m}^2$  (ce qui correspond à une couronne extérieure de largeur  $2\mu\text{m}$ ) et  $M_2 = M_1/3$  (gain moyen dans cette zone), on obtient un facteur de bruit global donné par  $x = 0.904$ , le gain moyen étant de 9.13. On voit la différence avec le composant mesa de même structure pour lequel  $x$  est compris entre 0.805 et 0.81.

Si l'on prend un gain moyen  $M_2 = 5$ , on obtient  $x = 0.867$  et un gain global de 9.35, le facteur de bruit augmente moins parce qu'on a réduit l'écart de gain entre les deux zones.

Ces résultats fondés sur des valeurs typiques donnent une idée de ce que l'on est susceptible d'obtenir. Nous allons maintenant les comparer aux valeurs expérimentales mesurées sur les photodiodes CIT1 et ATT1.

### VII.3. ETUDE EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DE BRUIT DES PHOTODIODES CIT1 ET ATT1

Les structures de ces deux composants ont été décrites au chapitre 4. Nous présentons maintenant le banc de caractérisation.

#### VII.3a. BANC DE MESURE DE BRUIT

La mesure du bruit d'un photodétecteur est délicate dans la mesure où le bruit propre des différents éléments permettant la caractérisation ainsi que le bruit thermique peuvent conduire à des résultats erronés. Pour résoudre ce problème, Takanashi & al [31] ont placé le composant à  $-190^\circ\text{C}$ , température qui rend le bruit thermique négligeable devant le bruit de grenaille, mais cette condition est difficile à réaliser; c'est pourquoi nous avons mis en oeuvre une technique particulière déjà mise en place au CNET de Lannion [55] qui permet d'abaisser le seuil de mesure au dessous du bruit thermique. Elle consiste à moduler le bruit que l'on veut mesurer et à utiliser ensuite un détecteur synchrone pour l'isoler. Le banc qui réalise cette opération est présenté Figure 7.3, il est équipé d'un laser Helium-Neon moins bruyant que les lasers à semiconducteur et émettant à  $1.15\mu\text{m}$ .

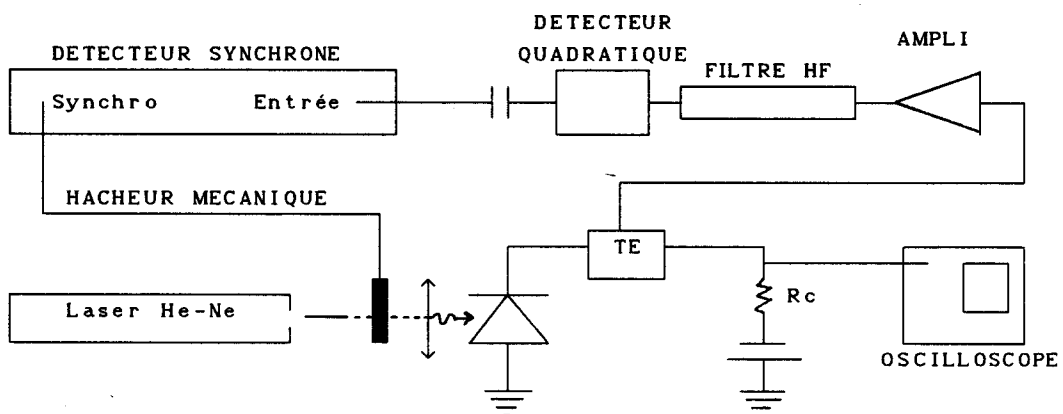


Figure 7.3 : Banc de mesure de bruit à 30MHz

Nous avons particulièrement soigné les conditions d'éclairage. Pour cela, le faisceau parallèle issu du laser a été focalisé sur la surface active des photodiodes grâce à une lentille spéciale de grande distance focale ( $\approx 40\text{mm}$ ) permettant une tâche d'un diamètre de l'ordre de  $60\mu\text{m}$ . L'alignement optique a été réalisé avec soin et le composant positionné au foyer de la lentille grâce à des microdéplacements. Le filtre laisse passer le bruit dans une bande de  $1\text{MHz}$  centrée sur  $30\text{MHz}$ . Le banc fonctionne ainsi :

le photodétecteur reçoit un signal lumineux modulé en tout ou rien par le hacheur mécanique (fréquence  $F_H = 1\text{KHz}$ ) et produit un photocourant qui passe dans la résistance de polarisation. L'oscilloscope affiche les variations de la tension aux bornes de cette résistance, ce qui donne une mesure du photocourant. Seul le bruit généré par le composant passe de l'autre côté du Té de polarisation et lorsque sa fréquence est comprise dans la bande autorisée par le filtre. Cette partie du bruit modulé est amplifiée ( $90\text{dB}$ ) puis passe dans un détecteur quadratique qui convertit sa puissance instantanée en tension. Cette tension est ensuite mesurée par un détecteur synchronisé par le hacheur ( $F_H = 1\text{KHz}$ ).

Nous avons étalonné ce banc grâce à un signal de  $30\text{MHz}$  modulé à  $1\text{KHz}$ , la courbe d'étalonnage qui relie la tension mesurée par le détecteur synchrone à la puissance de bruit à l'entrée de la chaîne est présentée Figure 7.4.

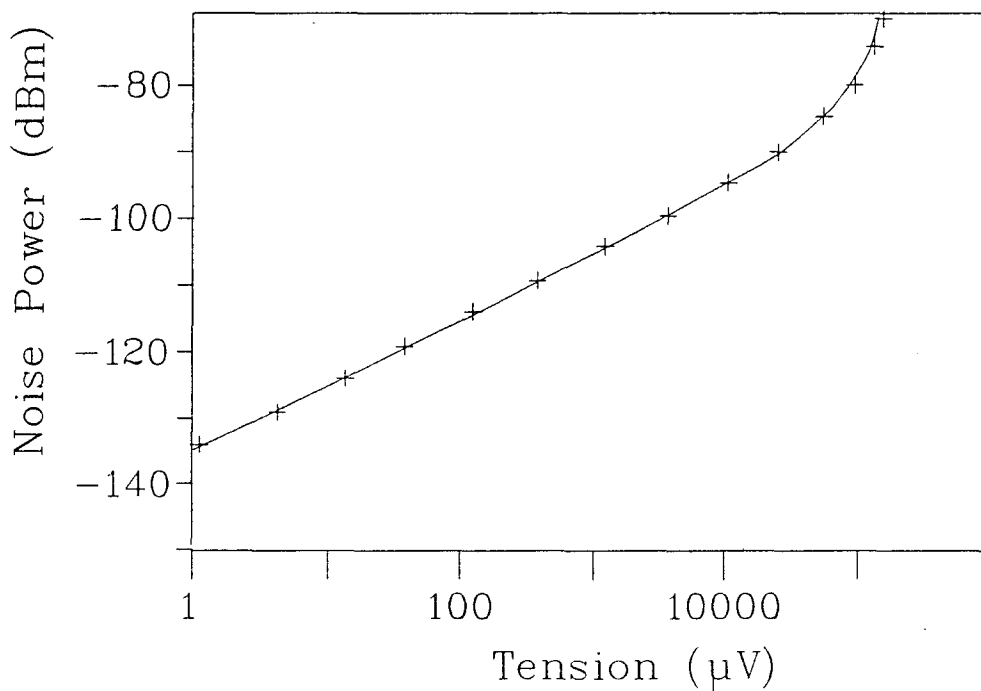


Figure 7.4 : Courbe d'étalonnage du banc de bruit

### Mesure de bruit à fréquence variable

Afin de mesurer le bruit à des fréquences supérieures à 30MHz, nous avons introduit entre le té de polarisation et l'amplificateur un mélangeur alimenté par un générateur hyperfréquence. Si  $F_0$  est la fréquence émise par ce générateur, pour un bruit de fréquence  $F$  à l'entrée du mélangeur, on obtient en sortie les fréquences  $F-F_0$  et  $F+F_0$ . Le bruit qui passe à travers le filtre est donc centré sur les fréquences :

$$F = F_0 + 30\text{MHz} , F = F_0 - 30\text{MHz} .$$

Ce montage nous permet donc de mesurer la puissance de bruit émise par le composant à des fréquences élevées, proches de sa fréquence de coupure. Notre mélangeur fonctionnant au dessus de 2GHz, nous avons fait nos mesures au dessus de cette fréquence après avoir recalibré, à chaque fréquence de mesure, la chaîne de bruit, mélangeur inclu.

### VII.3b. CARACTERISATION A 30MHz

#### Préliminaire concernant l'interprétation des résultats

D'une manière générale, puisque la puissance de bruit est de la forme :

$$P_B = 2 \cdot q \cdot I_{PHO} \cdot M^2 \cdot F_B \cdot B$$

où  $I_{PHO}$  est le photocourant primaire,  $M$  le gain moyen,  $B$  la bande passante du filtre intervenant dans les mesures et  $F_B$  le facteur d'excès de bruit global, on a :

$$\text{Log}(P_B) = \text{Log}(2 \cdot q \cdot I_{PHO} \cdot B) + \text{Log}(M^2 \cdot F_B)$$

Si on écrit  $F_B = M^x$ ,  $x$  n'étant pas forcément constant lorsque le gain varie, on obtient :

$$\text{Log}(P_B) = \text{Log}(2 \cdot q \cdot I_{PHO} \cdot B) + (2+x) \cdot \text{Log}(M)$$

ou bien en fonction du photocourant total mesuré :  $I_{PH} = M \cdot I_{PHO}$

$$\text{Log}(P_B) = \text{Log}(2 \cdot q \cdot B) - (1+x) \cdot \text{Log}(I_{PHO}) + (2+x) \cdot \text{Log}(I_{PH}) .$$

Les courbes donnant  $\text{Log}(P_B)$  en fonction du gain ou du photocourant permettent donc d'accéder au facteur de bruit dans la mesure où  $x$  varie peu avec le gain.

#### Résultats

Les résultats expérimentaux sont présentés Figures 7.5 et 7.6 respectivement pour les photodiodes CIT1 et ATT1.

Les points expérimentaux que nous avons d'abord tracés précisément sur papier millimétré sont alignés dans le cas d'une mesure à puissance lumineuse

Puissance  
de bruit  
(dBm)

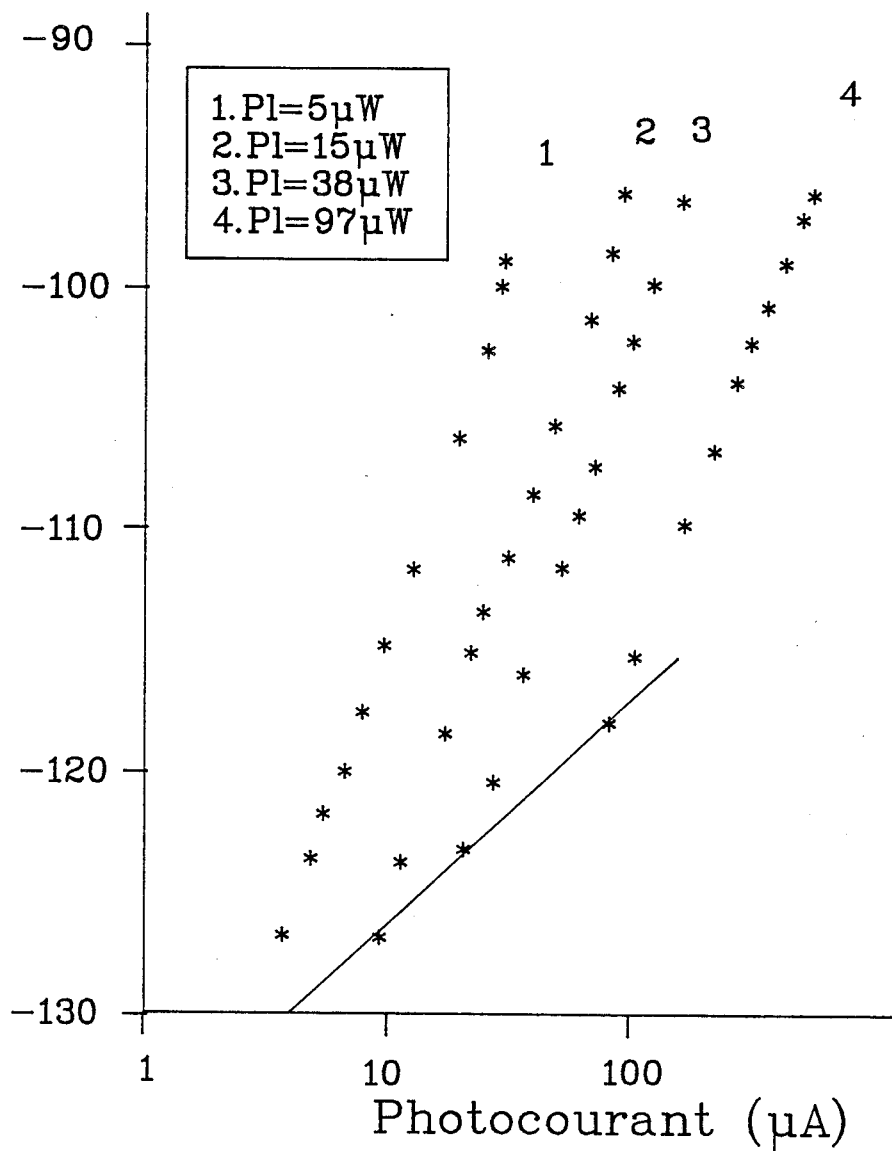


Figure 7.5 : Caractéristique de bruit de la diode CIT1

Puissance  
de bruit  
(dBm)

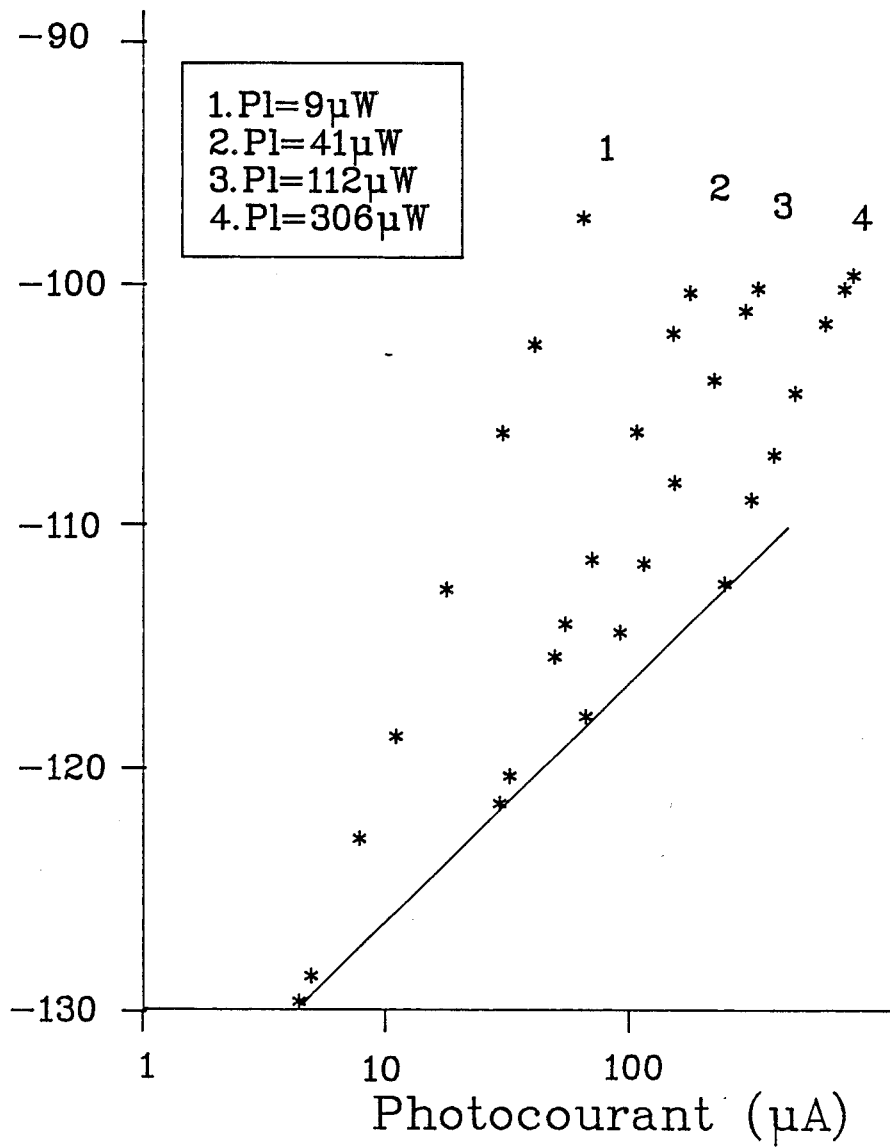


Figure 7.6 : Caractéristique de bruit de la diode ATT1

constante, ce qui rend les mesures de pente assez précis. (La saisie manuelle de ces résultats pour les intégrer dans un logiciel graphique a introduit quelques légères variations de position). Pour toutes les valeurs de la puissance lumineuse excepté pour les plus élevées (courbes 4), on obtient des droites, ce qui correspond à une valeur de  $x$  constante lorsque le gain augmente. Ceci est conforme à la théorie (§VII.1) puisque nous n'avons pas pu faire de mesure à gain élevé (on atteint au maximum  $M$  de l'ordre de 10). En effet, la chaîne de bruit fonctionnant bien à partir d'une tension de l'ordre du microvolt affichée au détecteur synchrone (pour les puissances de bruit plus faibles, on observe des irrégularités de mesure), la puissance de bruit minimale que nous nous sommes autorisée est de l'ordre (cf Figure 7.4) de  $-136\text{dBm}$ . Comme la densité spectrale de bruit est dans ce cas de la forme  $\phi = 2.q.I$ , le photocourant primaire dans les conditions de la mesure doit être supérieur à  $1.6\mu\text{A}$ . Le gain maximal que l'on peut obtenir étant d'autant plus faible que le photocourant primaire est élevé (chapitres 4 et 6), il est difficile de faire des mesures à gain élevé.

Les pentes des droites sont dans le tableau suivant :

	droite 1	droite 2	droite 3	droite 4	Moyenne
CIT1	2.86	2.86	2.94	2.72	2.84
ATT1	2.77	2.63	2.63	2.50	2.63

Elles concordent tout à fait avec la théorie, à savoir une valeur de la pente égale à  $(2 + x)$ ,  $x$  étant compris entre 0 et 1. Les facteurs d'excès de bruit correspondant aux valeurs moyennes sont :

$$\begin{aligned} \text{diode CIT1} & : F_B = M^{0.84} \\ \text{diode ATT1} & : F_B = M^{0.63} \end{aligned}$$

Toutes les valeurs de  $x$  sont à notre avis valables à  $\pm 0.1$  près.

#### *Interprétation*

Pour la diode CIT1, la variation de  $x$  en fonction du gain calculée d'après notre modèle est présentée Figure 7.7. Elle montre que dans le cas de cette structure,  $x$  est compris entre 0.79 et 0.805 pour un gain pris entre 3 et 10. Par conséquent, le résultat expérimental est très proche et légèrement supérieure à la valeur théorique, ce qui peut s'expliquer par l'analyse du paragraphe VII.2 concernant les photodiodes planaires.

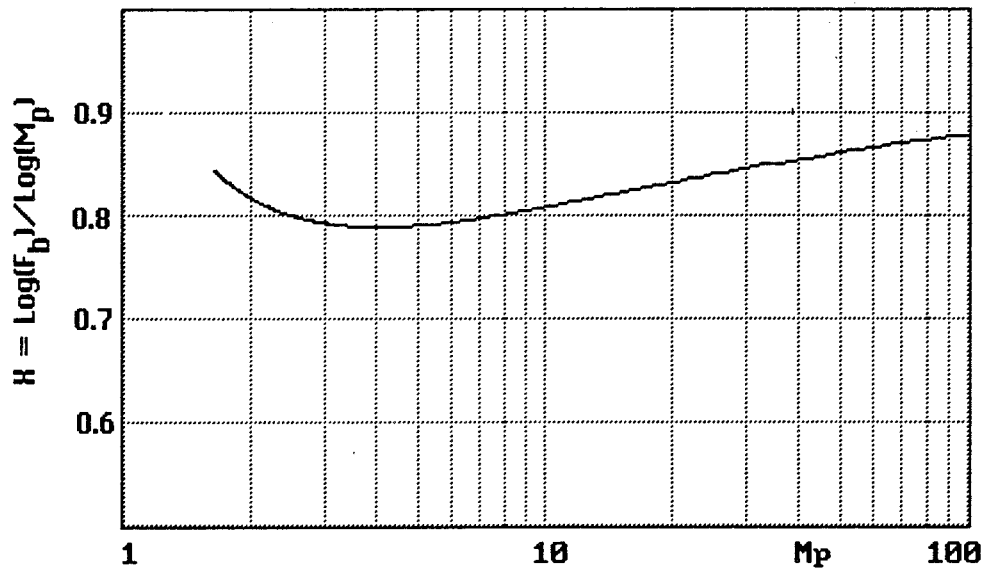


Figure 7.7 : Caractéristique théorique de bruit de la structure CIT1

Pour la diode ATT1, on peut constater d'une part que la valeur théorique est de l'ordre de 0.86, ce qui est nettement supérieur aux résultats expérimentaux, d'autre part que le facteur de bruit mesuré est inférieur à celui de la photodiode précédente. La zone d'avalanche d'ATT1 étant d'épaisseur faible, nous pensons qu'on rencontre là la conséquence de l'assimilation du phénomène d'avalanche à un processus poissonnien, ce qui n'est plus valable pour ce composant (cf le Chapitre 2).

### VII.3c. CARACTERISATION ENTRE 2 ET 18GHz

Nous avons fait cette mesure qui vise à caractériser le comportement dynamique du composant uniquement pour la diode ATT1 qui présente une fréquence de coupure nettement supérieure à 2.5GHz. Le résultat est présenté Figure 7.8. Pour chaque courbe donnant la puissance de bruit en fonction de la fréquence, la position des points expérimentaux fait apparaître, autour de la ligne tracée, une oscillation qui est vraisemblablement due à des effets d'onde stationnaire entre le composant non adapté et le mélangeur. Mais ces effets perturbent peu l'évolution globale de la puissance de bruit lorsque la fréquence augmente. Les résultats figurent dans le tableau suivant :



ATT1

Gain M	$F_c$ (GHz)
1.2	7.3
2.4	6.7
4	6.4

et montrent les bonnes performances dynamiques de cette photodiode. A titre de complément, les réponses impulsionnelles que nous avons effectuées sur ce composant sont présentées à la page suivante.

Puissance  
de Bruit  
(dBm)

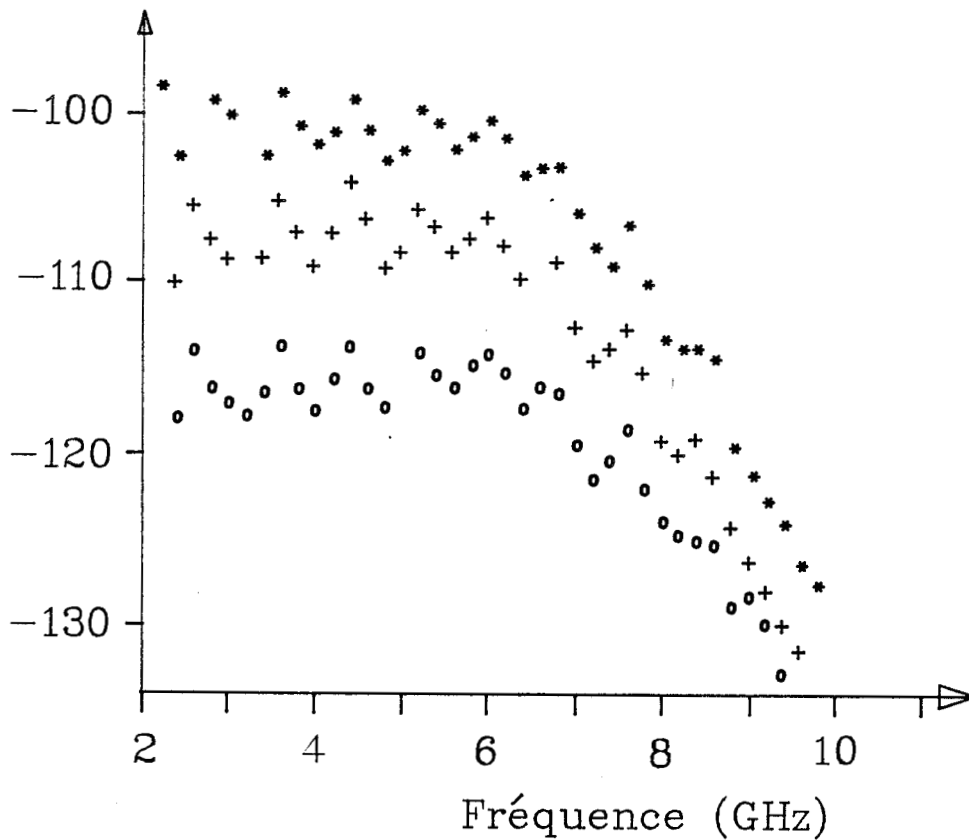
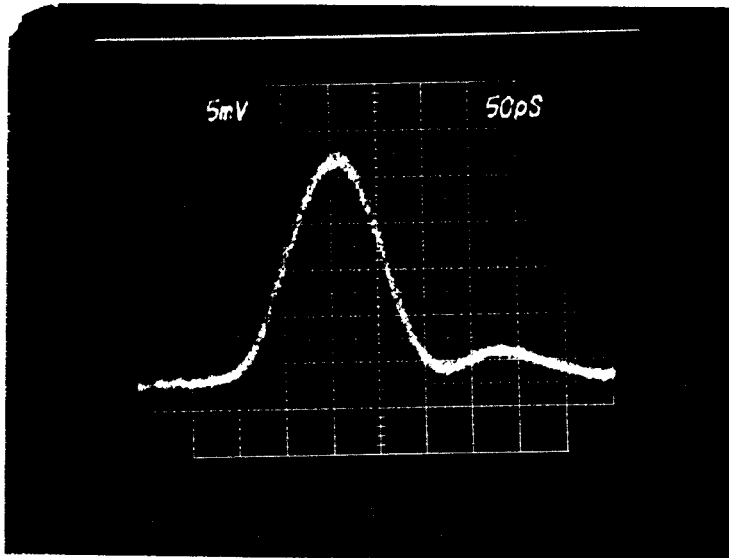
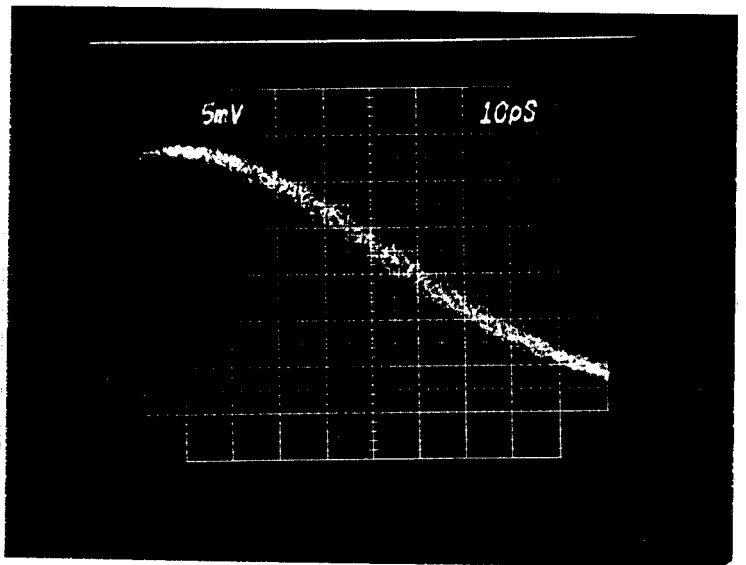


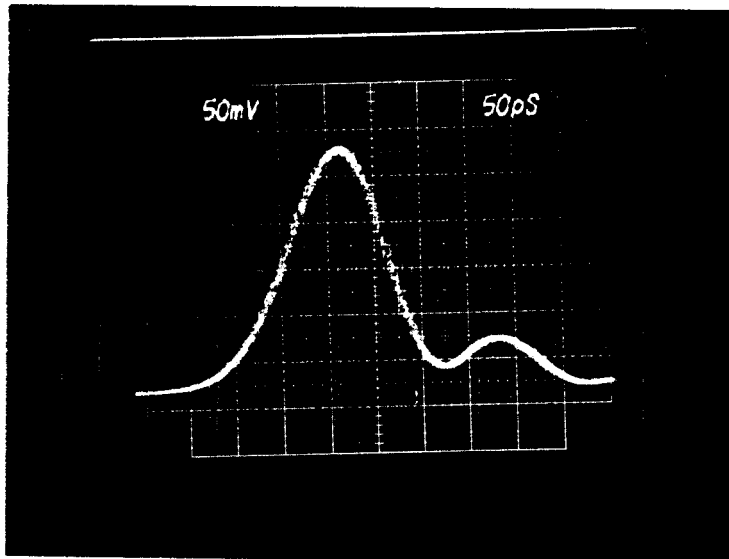
Figure 7.8 : Diode ATT1 : Variation de la puissance de bruit avec la fréquence pour différentes valeurs du gain, (gains et fréquences de coupures sont donnés dans le tableau ci-dessus)



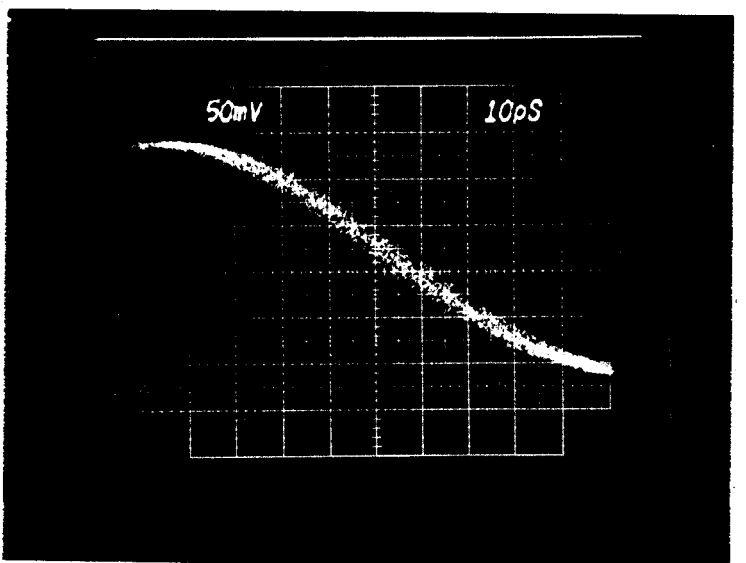
1.  $V = 45V$



2.  $V = 45V$



3.  $V = 66.2V$



4.  $V = 66.2V$

Figure 7.9 : Diode ATTI - Réponses impulsionnelles

Les quatre photos montrent à différentes échelles deux réponses prises à 45 et 66.2V. Les photos 2 et 4 grossissent la descente de l'impulsion. Dans le cas de ce type de caractérisation, J.P. GOUY [129] a montré que le té de polarisation et l'oscilloscope ayant chacun un temps de réponse de 25ps, la fréquence de coupure du composant sous test est donnée par :

$$F_c = \frac{1}{\Pi \cdot \tau} \quad \text{avec} \quad \tau = [\tau_d^2 - 25^2 - 25^2]^{1/2}$$

où  $\tau_d$  est le temps de descente de l'impulsion visualisée pris entre 10 et 90% de sa hauteur. Ceci nous permet d'obtenir les résultats suivants :

ATTI	TENSION	$\tau_d$ (ps)	$F_c$ (GHz)
	45V	≈65	5.8
	66.2V	≈70	5.3

Le temps de descente mesuré varie très peu entre les deux impulsions. D'autre part, l'impulsion prise à 66.2V est dix fois plus grande que celle prise à 40V, comme le montrent les échelles verticales, on a donc entre les deux un gain de 10.

### Interprétation

En ce qui concerne la mesure de bruit, Naqvi [14] et J.P. Gouy [96] ont montré que la coupure du bruit de grenaille traduit la limite fréquentielle des phénomènes intervenant dans le composant. Nous allons donc comparer directement les résultats obtenus par les différentes méthodes de caractérisation.

La valeur de  $F_c$  mesurée à gain 10 par réponse impulsionnelle est cohérente avec les résultats obtenus à gain 2.4 et 4 par mesure de bruit. Elle correspond à un produit gain-bande de 53GHz, ce qui est tout à fait en accord avec les valeurs obtenues par notre simulation : 54GHz pour  $W_m = 0.6\mu\text{m}$  et 56GHz pour  $W_m = 0.55\mu\text{m}$ . Par contre la fréquence de coupure correspondant au gain faible (à 45V : 5.8GHz) est petite comparée aux 7.3GHz obtenus par mesure de bruit. Nous pensons qu'il y a là une limitation due à la coupure du laser utilisé pour la réponse impulsionnelle. La valeur de 5.8GHz n'est donc pas à retenir car elle fait apparaître une limite due au système de mesure et non une caractéristique propre à la photodiode.

#### VII.4. CONCLUSION

La mesure du bruit de grenaille est délicate dans le cas des photodiodes à avalanche planaires, car les conditions d'éclairement y sont déterminantes, c'est à dire aussi bien la densité surfacique de puissance lumineuse (le flux de photons) qui arrive sur le composant, que la largeur et la position de la tache lumineuse par rapport au centre de la zone active. Les mesures que nous avons faites à l'aide d'un filtre centré sur 30MHz ont donné pour la diode CIT1 (épaisseur typique  $W_m = 1.1\mu\text{m}$ ) un facteur de bruit qui coïncide bien avec les prévisions théoriques. Ceci tend à conforter notre modèle dans ce cas. Par contre les mesures faites sur le même banc sur la diode ATT1 ont donné un facteur de bruit  $F_B = M^{0.63}$  plus faible que la valeur théorique de l'ordre de  $M^{0.86}$  à gain 10. Ce facteur de bruit ( $F_B = 4.3$  à gain 10) est inférieur aux valeurs minimales publiées par Taguchi & al [93] ( $F_B \approx 5.2$  à gain 10) et à celles publiées par Campbell & al [94] ( $F_B = 5$  à gain 10). Nous pensons qu'il est optimiste. Toutefois ceci n'en montre pas moins la limite du modèle utilisé qui n'est valable que pour les processus assimilables à des processus poissonniens. Pour obtenir un résultat théorique plus fiable dans ce cas, il faut reprendre autrement la modélisation de la statistique du phénomène d'avalanche, comme l'ont fait récemment Saleh & al [104]. Tous ces éléments confirment l'intérêt de réaliser des structures de zone d'avalanche très fine pour lesquelles il serait possible, à notre avis, d'obtenir dans le meilleur des cas un facteur de bruit compris entre 4 et 5 à gain 10, ce qui correspond à une valeur de  $x$  comprise entre 0.60 et 0.70.

En ce qui concerne maintenant la mesure de bruit entre 2 et 18GHz, les résultats obtenus montrent l'intérêt de cette méthode de caractérisation déjà mise en oeuvre pour les photodiodes PIN GaInAs [99].

Enfin, compte tenu de la liaison entre le gain de la photodiode et la densité de courant qui la traverse, liaison que nous avons observée expérimentalement (chapitre 4), et simulée (chapitre 6), il a été difficile de faire des mesures de facteur d'excès de bruit et de fréquence de coupure pour des gains élevés. C'est une limite des moyens de caractérisation que nous avons utilisés.



## CONCLUSION

---

## CONCLUSION

---

Notre objectif de départ était de mettre au point des outils théoriques qui puissent être une aide à la conception et à la fabrication des photodiodes à avalanche de type SAGM InP/GaInAsP/GaInAs/InP en milieu industriel.

Les premiers logiciels que nous avons réalisés sont aisément utilisables sur PC et permettent d'étudier rapidement à partir des caractéristiques technologiques les performances d'un composant donné, à savoir :

- les caractéristiques  $I_0(V)$  et  $I_{PH}(V)$ ,
- la caractéristique de bruit  $F_b(M)$ ,
- les limites imposées à la fréquence de coupure par les phénomènes  
- d'ionisation par choc, de capacité et de transit.

Ces logiciels ont été validés par comparaison avec des données de la littérature et avec des mesures effectuées à CIT Alcatel. Ils commencent à être utilisés dans le cadre de la qualification d'une production et nous les avons employés pour définir la majorité des structures intéressantes et leurs performances limites.

Ainsi, pour une zone d'avalanche constituée d'une seule couche d'InP dopée N d'épaisseur  $W_m$ , nous avons montré que la limite inférieure de l'épaisseur  $W_m$  est de 0.4-0.5 $\mu$ m. Cette limite peut être repoussée jusqu'à 0.2 $\mu$ m si l'on utilise deux couches d'InP, dont l'une est fortement dopée. Nous avons calculé ensuite que le produit gain-bande maximal est dans le premier cas de 87GHz à gain 10 (116GHz à gain 100), et dans le second cas de 150GHz à gain 10 (190GHz à gain 100). Ces dernières valeurs constituent la limite absolue des performances dynamiques de ce composant.

En ce qui concerne le bruit, nous avons calculé une valeur typique du facteur de bruit de 6.3 à gain 10 (soit  $F_b = M^{0.8}$ ) pour une épaisseur  $W_m = 1\mu$ m.

Puis, les mesures effectuées sur deux types de photodiodes à avalanche, les unes fabriquées à CIT Alcatel, les autres à ATT Bell Labs, nous ont conduit à étudier l'anneau de garde ainsi que les phénomènes de non-linéarité du gain lorsque la puissance lumineuse augmente.

Le logiciel de calcul du champ électrique bidimensionnel que nous avons ensuite mis au point nous a permis d'étudier le fonctionnement de l'anneau de

garde. Nous avons notamment vérifié l'intérêt des profils de dopage graduels et la loi selon laquelle l'anneau est efficace si sa jonction est au moins aussi profonde que la jonction centrale. Nous avons fait apparaître les propriétés des anneaux peu profonds et celles des anneaux profonds. D'autre part, l'étude des propriétés de multiplication de l'anneau a montré que seuls des anneaux profonds conviennent aux photodiodes d'épaisseur  $W_m$  fine. Il faut donc dans ce cas, réaliser un double anneau, le second évitant l'effet de bord dû au premier. Enfin, pour les structures de zone d'avalanche très fine, nous avons montré la possibilité de les réaliser sans anneau.

Puis, nous avons mis au point une simulation du comportement statique de la photodiode, tenant compte de l'effet des porteurs mobiles et des hétérointerfaces. Elle a donné des résultats tout à fait conformes à ce que l'on observe expérimentalement. La non-linéarité du gain a été imputée à l'accumulation des électrons dans le GaInAs à l'hétérointerface GaInAs/InP tampon, celle-ci étant abrupte et peu polarisée. Le rôle de cette interface est déterminant pour la caractéristique  $I(V)$  et pour le gain maximal obtenu. L'étude que nous avons menée nous a en outre permis de chiffrer les différences de champ électrique impliquées dans ce mécanisme, ce qui a contribué à valider notre première approche du comportement en régime statique.

Enfin, les mesures de bruit que nous avons faites sur les composants de CIT Alcatel ont validé notre modélisation, alors que celles effectuées sur les photodiodes d'ATT ont montré sa limite dans le cas des couches fines. La diminution du facteur de bruit pour les couches très fines réclame une autre approche que celle de Mc.Intyre, mais les mesures laissent prévoir la possibilité d'obtenir une valeur comprise entre 4 et 5 à gain 10, ce qui est intéressant.

Tout ceci souligne l'intérêt de réaliser des composants de couche d'avalanche fine (submicronique).

---



VIII. ANNEXES

---



ANNEXE 1

**EXPRESSIONS DES COEFFICIENTS D'IONISATION DANS L'InP**

Les références sont celles du chapitre 2. Toutes les expressions sont valables pour  $T = 293^\circ\text{K}$  et pour un champ électrique en  $\text{V/cm}$ .

- [1] Umebu & al [30] : mesures effectuées entre 480 et 760kV/cm.

$$\alpha_n = 7.36 \cdot 10^6 \cdot \exp(-3.45 \cdot 10^6 / E)$$

$$\alpha_p = 2.04 \cdot 10^6 \cdot \exp(-2.42 \cdot 10^6 / E)$$

- [2] Armiento & al [24] : mesures effectuées entre 490 et 630 kV/cm.

$$\alpha_n = 1.07 \cdot 10^7 \cdot \exp(-4.31 \cdot 10^6 / E)$$

$$\alpha_p = 9.63 \cdot 10^6 \cdot \exp(-3.61 \cdot 10^6 / E)$$

- [3] & [8] Osaka & al [73] : mesures effectuées entre 400 et 590kV/cm.

Formule exponentielle :

$$\alpha_n = 2.36 \cdot 10^6 \cdot \exp(-2.87 \cdot 10^6 / E)$$

$$\alpha_p = 1.81 \cdot 10^6 \cdot \exp(-2.26 \cdot 10^6 / E)$$

Formule d'Okuto-Crowell :

$$\xi_{in} = 1.84\text{eV} \quad \xi_{rn} = 27\text{meV} \quad \lambda_n = 17\text{\AA}$$

$$\xi_{ip} = 1.65\text{eV} \quad \xi_{rp} = 43\text{meV} \quad \lambda_p = 29\text{\AA}$$

- [4] Kao & al [28] : mesures entre 250 et 390kV/cm

$$\alpha_n = 4.03 \cdot 10^6 \cdot \exp(-2.95 \cdot 10^6 / E)$$

$$\alpha_p = 1.39 \cdot 10^7 \cdot \exp(-2.93 \cdot 10^6 / E)$$

- [5] Cook & al [47] : mesures effectuées entre 220 et 780kV/cm.

$$\alpha_{n,p} = 10^{\left[ A_{n,p} \cdot E^2 + B_{n,p} \cdot E + C_{n,p} + D_{n,p} / (E + F_{n,p}) \right]}$$

	A	B	C	D	F
n	-0.0991	-0.6021	5.7773	-1.0287	12.5156
p	-0.1062	-0.3932	5.3370	3.9186	18.3680

- [6] Takanashi & al [44] : mesures de bruit à différentes températures.

Formule d'Okuto-Crowell :

$$\xi_{in} = 1.575\text{eV} \quad \xi_{rn} = 34\text{meV} \quad \lambda_n = 36.2\text{\AA}$$

$$\xi_{ip} = 1.604\text{eV} \quad \xi_{rp} = 43\text{meV} \quad \lambda_p = 42.2\text{\AA}$$

[7] Taguchi & al [78] : mesures entre 400 et 620kV/cm

Formule d'Okuto-Crowell :

$$\begin{array}{lll} \xi_{in} = 1.840\text{eV} & \xi_{rn} = 46\text{meV} & \lambda_n = 41.7\text{\AA} \\ \xi_{ip} = 1.650\text{eV} & \xi_{rp} = 36\text{meV} & \lambda_p = 41.3\text{\AA} \end{array}$$

### EXPRESSION DES COEFFICIENTS D'IONISATION DANS LE GaInAs

Il y a à notre connaissance deux références concernant des mesures faites dans le GaInAs (orienté 100). Il s'agit de T.P. PEARSALL [29] et OSAKA & al [73]. Les données d'Osaka & al prêtent à controverse sur ce point puisqu'ils donnent dans leurs publications [79] successives des expressions exponentielles qui ne correspondent pas aux valeurs qu'ils ont mesurées. Nous présentons donc les valeurs de Pearsall, les valeurs mesurées d'Osaka & al (que nous avons mis sous forme exponentielle) et les expressions qu'ils proposent.

T.P. Pearsall [29] : mesures effectuées entre 200 et 250kV/cm

$$\begin{array}{l} \alpha_n = 4.57 \cdot 10^7 \cdot \exp(-1.93 \cdot 10^6/E) \\ \alpha_p = 8.91 \cdot 10^7 \cdot \exp(-2.23 \cdot 10^6/E) \end{array}$$

Osaka & al : mesures effectuées entre 180 et 240kV/cm

*Issu de leurs mesures [73]*

$$\begin{array}{l} \alpha_n = 2.16 \cdot 10^5 \cdot \exp(-1.13 \cdot 10^6/E) \\ \alpha_p = 5.27 \cdot 10^5 \cdot \exp(-1.50 \cdot 10^6/E) \end{array}$$

Formule d'Okuto-Crowell :

$$\begin{array}{lll} \xi_{in} = 0.820\text{eV} & \xi_{rn} = 33\text{meV} & \lambda_n = 30.0\text{\AA} \\ \xi_{ip} = 0.830\text{eV} & \xi_{rp} = 33\text{meV} & \lambda_p = 26.0\text{\AA} \end{array}$$

*Données de leur publication de 86 [79]*

$$\begin{array}{l} \alpha_n = 2.27 \cdot 10^6 \cdot \exp(-1.13 \cdot 10^6/E) \\ \alpha_p = 3.95 \cdot 10^6 \cdot \exp(-1.45 \cdot 10^6/E) \end{array}$$

Ces données sont regroupées dans la figure de la page suivante. L'expression que nous avons choisie est celle exponentielle tirée des données expérimentales d'Osaka & al.

### COEFFICIENTS D'IONISATION DANS LE GaInAsP

Ils dépendent bien entendu de la composition. Nous renvoyons donc au travaux d'Osaka & al [67,71,73].

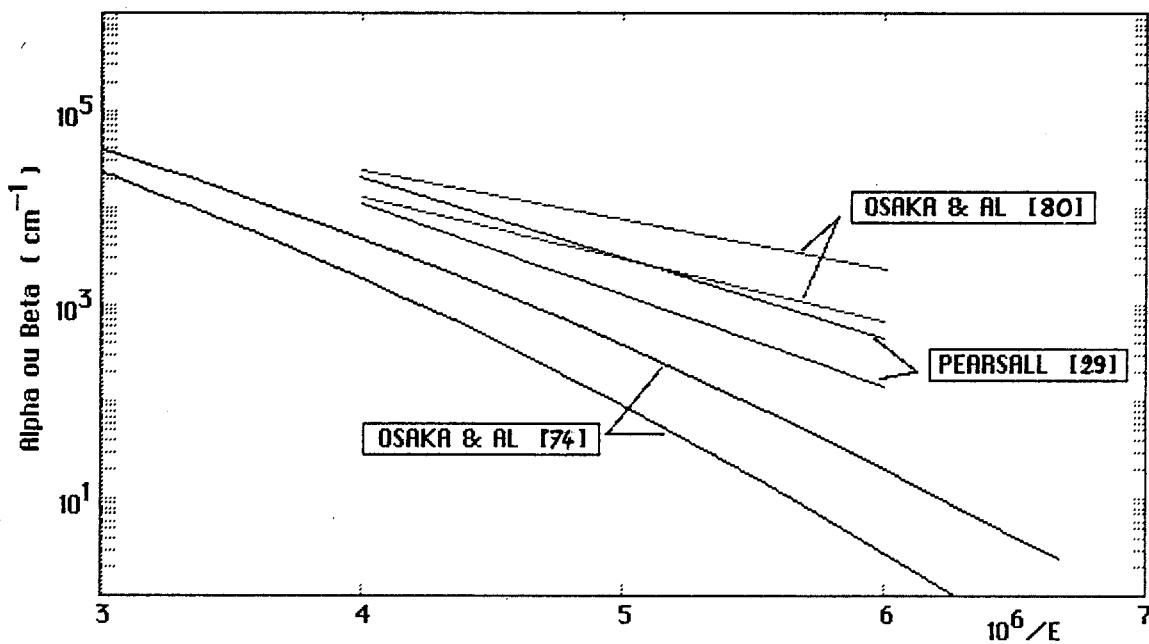


Figure AI.1 : Coefficients d'ionisation dans le GaInAs  
(le coefficient d'ionisation des électrons est supérieur à celui des trous)

**RAPPORT  $\alpha_p/\alpha_n$  DES COEFFICIENTS D'IONISATION DANS  
LES COMPOSES  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$**

Pour les composés adaptés en maille sur l'InP, lorsque la variable de composition  $y$  (voir la première partie) varie de 0 (InP) à 1 (GaInAs), le rapport  $\alpha_p/\alpha_n$  varie de 2.2 à 0.45. Dans l'InP, les porteurs les plus ionisants sont donc les trous alors que ce sont les électrons dans le GaInAs.

**VARIATION DES COEFFICIENTS D'IONISATION  
DANS L'InP AVEC LA TEMPERATURE**

Lorsque  $T$  augmente, le libre parcours moyen  $\lambda$  diminue et ce sont les interactions diffusantes qui sont favorisées aux dépens de l'ionisation par choc, les coefficients d'ionisation diminuent donc. La formule d'Okuto-Crowell (voir le chapitre 2) permet d'introduire cet effet par :

$$\xi_{rn,p}(T) = \xi_{rn,p0} \cdot \tanh \left[ \frac{\xi_{rn,p0}}{kT} \right]$$

et :

$$\lambda_{n,p}(T) = \lambda_{n,p0} \cdot \tanh \left[ \frac{\xi_{rn,p0}}{kT} \right]$$

où  $\xi_{rn,p0}$  est l'énergie du phonon optique et  $\lambda_{n,p0}$  le libre parcours moyen tous deux pris à  $T = 0^\circ\text{K}$ .

Nous avons tracé Figures AI.2 et AI.3 l'évolution des coefficients d'ionisation en fonction du champ réciproque ( $10^6/E$ ) pour différentes températures.

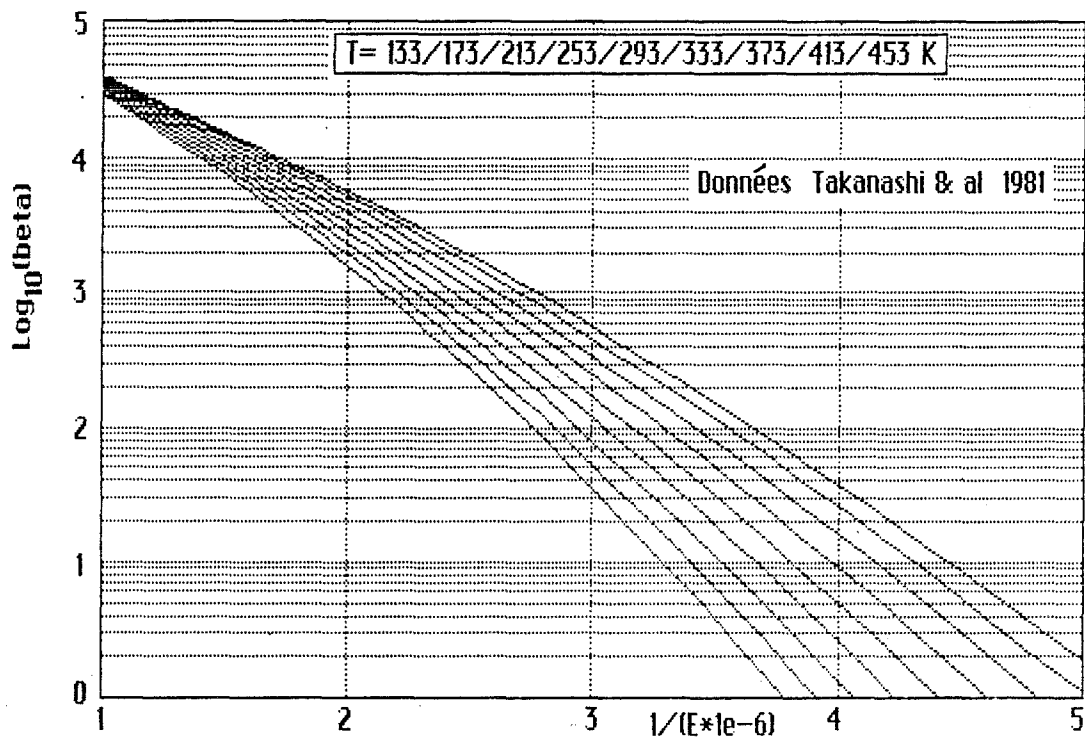


Figure AI.2 : Coefficient d'ionisation des trous dans l'InP

La courbe la plus élevée correspond à la température la plus faible

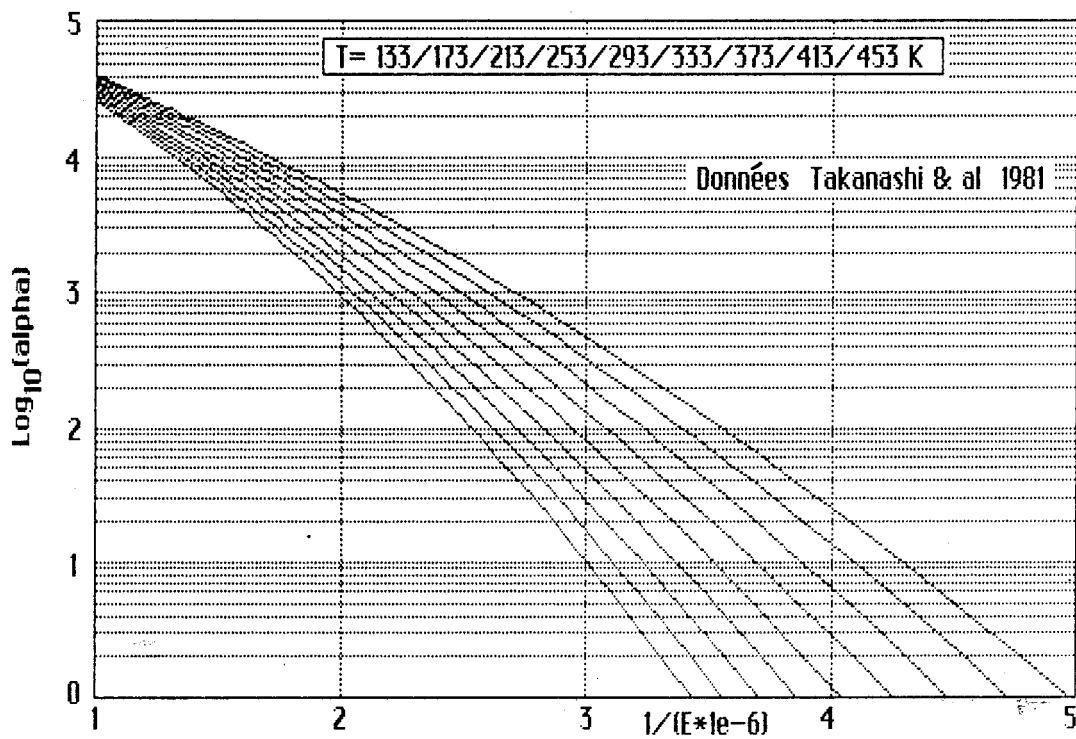


Figure AI.3 : Coefficient d'ionisation des électrons dans l'InP  
 La courbe la plus élevée correspond à la température la plus faible





## ANNEXE 2

### CALCUL DU COURANT DE DIFFUSION DES TROUS PHOTOCREES

Lorsque la couche de GaInAs n'est pas désertée en totalité, les trous photocrées dans la partie non désertée diffusent jusqu'à la zone déserte. Le schéma du composant est celui-ci :

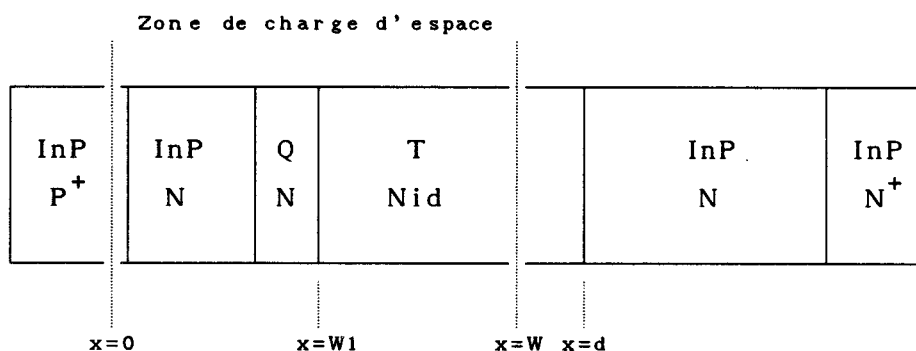


Figure AII.1 : Schéma du composant à V donné

Afin de calculer le courant de diffusion  $J_p(W)$ , nous considérons pour  $W \leq x \leq d$  les équations qui régissent le phénomène :

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx}(x) = G_L(x) - \frac{\Delta p(x)}{\tau_p} \quad (1)$$

$$J_p(x) = q \cdot D_p \cdot \frac{d\Delta p}{dx}(x) \quad (2)$$

où  $\Delta p(x)$  est en  $x$ , la densité volumique des trous photocrées,  $D_p$  la constante de diffusion de ces porteurs dans le GaInAs, et  $\tau_p$  leur durée de vie.

On en tire :

$$\frac{d^2 \Delta p(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p(x)}{D_p \cdot \tau_p} = - \frac{G_L(x)}{D_p}$$

Cette équation différentielle de degré deux se résoud avec les conditions aux limites :

en  $x = W$ , les trous entrent dans la zone déserte soit :  $\Delta p(W) = 0$

en  $x = d$ , il y a recombinaison à l'hétérointerface GaInAs/InP avec une

vitesse de recombinaison  $S_p$ , soit :

$$D_p \cdot \frac{d\Delta p}{dx}(x) \Big|_{x=d} = - S_p \cdot \Delta p(d)$$

Ce qui donne : avec  $L_p^2 = D_p \cdot \tau_p$ ,

solution générale en  $A \cdot \exp\left(\frac{x}{L_p}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$

solution particulière en  $\frac{\tau_p \cdot G(x)}{(1 - \alpha^2 L_p^2)}$

solution finale :

$$\Delta p(x) = \frac{\tau_p}{(1 - \alpha^2 L_p^2)} \cdot \left[ \frac{\left[ L_p \cdot G'_L(d) + KA \cdot G_L(d) \right] \cdot \text{sh}\left(\frac{x-W}{L_p}\right)}{KA \cdot \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right)} + \frac{\left[ KA \cdot \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) \right] \cdot G_L(W)}{KA \cdot \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right)} - G_L(x) \right]$$

où  $KA = S_p \cdot L_p / D_p$ ,  $G_L(x)$  est la fonction de génération par absorption de photons (cf chapitre 2) et  $G'_L(x)$  sa dérivée en  $x$  par rapport à  $x$ .

A l'aide de l'équation (2), on peut maintenant calculer  $J_p(x)$  pour  $W \leq x \leq d$  et obtenir la valeur de  $J_p(W)$ , courant de diffusion intervenant dans le courant total.

$$J_p(W) = \frac{q \cdot L_p}{(\alpha^2 L_p^2 - 1)} \cdot \left[ \frac{\left[ L_p \cdot G'_L(d) + KA \cdot G_L(d) \right]}{KA \cdot \text{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \text{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right)} + \right]$$

$$+ \frac{\left[ KA \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) \right] \cdot G_L(W)}{KA \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{d-W}{L_p}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{d-W}{L_p}\right)} - G_L'(W) \cdot L_p \quad \Bigg]$$



**IX. BIBLIOGRAPHIE GENERALE**

---



- [1] E.O. KANE  
Theory of tunneling.  
1961. J.Appl.Phys. 32(1) 01/01/61 pp 83-91
- [2] W. SHOCKLEY  
Problems related to PN junctions in Silicon.  
1961. Solid.St.El. 2 pp 35-67
- [3] G.A. BARAFF  
Distribution functions and ionization rates  
for hot electrons in semiconductors.  
1962. Phys.Rev. 128(6) 15/12/62 pp 2507-2517
- [4] R.J. McINTYRE  
Multiplication noise in uniform avalanche diodes.  
1966. IEEE Trans.Electr.Dev. ED13(1) 01/66 pp 164-168
- [5] S.M. SZE & G. GIBBONS  
Effect of junction curvature on breakdown voltage in semiconductors.  
1966. Solid.St.El. 9 pp 831-845
- [6] C.A. LEE, R.L. BATDORF, W. WIEGMANN & G. KAMINSKY  
Time dependence of avalanche processes in Silicon.  
1967. J.Appl.Phys. 38(7) 01/06/67 pp 2787-2798
- [7] R.B. EMMONS  
Avalanche-photodiode frequency response.  
1967. J.Appl.Phys. 38(9) 01/08/67 pp 3705-3714
- [8] S.M. SZE  
Physics of semiconductor devices.  
1969. John Wiley, New York, 1969
- [9] M. VALTON  
Mécanismes physiques de l'avalanche dans les semiconducteurs.  
1969. Acta Electronica. 12(2) pp 131-155
- [10] R. KUVAS & C.A. LEE  
Quasistatic approximation for semiconductor avalanches.  
1970. J.Appl.Phys. 41(4) 15/03/70 pp 1743-1755
- [11] C.L. ANDERSON & C.R. CROWELL  
Threshold energies for electron-hole pair production by  
impact ionization in semiconductors.  
1972. Phys.Rev B 5(6) 15/03/72 pp 2267-2272
- [12] R.J. McINTYRE  
The distribution of gains in uniformly multiplying  
avalanche photodiodes : theory.  
1972. IEEE Trans.Electr.Dev. ED19 06/72 pp 702-712

- [13] Y. OKUTO & C.R. CROWELL  
Energy-conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors.  
1972. Phys.Rev.B vol 6 (8) 15/10/72 pp 3076-3081
- [14] I.M. NAQVI  
Effects of time dependence of multiplication process on avalanche noise.  
1973. Solid.St.El. 16 pp 19-28
- [15] M.H. WOODS, W.C. JOHNSON & M.A. LAMPERT  
Use of a schottky barrier to measure impact ionization coefficients in semiconductors.  
1973. Solid.St.El. 16 pp 381-394
- [16] D.R. DECKER  
IMPATT diode quasi-static large-signal model.  
1974. IEEE Trans.Electr.Dev. ED21(8) 08/74 pp 469-479
- [17] Y. OKUTO & R. CROWELL  
Ionization coefficients in semiconductors : A nonlocalized property.  
1974. Phys.Rev.B vol 10 (10) 15/11/74 pp 4284-4296
- [18] D.T. CHEUNG, S.Y. CHIANG & G.L. PEARSON  
A simplified model for graded-gap heterojunctions.  
1975. Solid.St.El. 18 pp 263-266
- [19] T.P. PEARSALL & M. PAPUCHON  
The  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  homojunction photodiode. A new avalanche photodetector in the near infrared between 1.0 and 1.6 $\mu\text{m}$ .  
1978. Appl.phys.lett. 33(7) 01/10/78 pp 640-642
- [20] H. ANDO, H. KANBE, T. KIMURA, T. YAMAOKA & T. KANEDA  
Characteristics of Germanium avalanche photodiodes in the wavelength region of 1-1.6 $\mu\text{m}$ .  
1978. IEEE J.of Quant.Electr. QE-14(11) 01/11/78 pp 804-809
- [21] H.D. LAW & C.A. LEE  
Interband scattering effects on secondary ionization coefficients in GaAs.  
1978. Solid.St.El. 21 pp 331-339
- [22] K. TAGUCHI, Y. MATSUMOTO & K. NISHIDA  
InP-InGaAsP planar avalanche photodiodes with self-guard-ring effect.  
1979. El.lett. 15(15) 19/07/79 pp 453-455
- [23] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
InGaAsP/InP avalanche photodiode prepared by Zn-diffusion.  
1979. Jap.J of Appl.Phys. 18(8) 01/08/79 pp 1615-1616
- [24] C.A. ARMIENTO, S.H. GROVES & C.E. HURWITZ  
Ionization coefficients of electrons and holes in InP.  
1979. Appl.Phys.Lett 35(4) 15/08/79 pp 333-335



- [25] Y. MATSUSHIMA, K. SAKAI, S. AKIBA & T. YAMAMOTO  
Zn-diffused  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  avalanche photodetector.  
1979. Appl.phys.lett. 35(6) 15/09/79 pp 466-468
- [26] R.F. LEHENY, R.E. NAHORY & M.A. POLLACK  
 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  p-i-n photodiodes for long wavelength fibre-optic systems.  
1979. El.lett. 15(22) 25/10/79 pp 713-715
- [27] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
Ionization coefficient of  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  APD.  
1979. Jap.J of Appl.Phys. 18(11) 01/11/79 pp 2173-2174
- [28] C.W. KAO & C.R. CROWELL  
Impact ionization by electrons and holes in  $\text{InP}$ .  
1980. Solid.St.El. 23 pp 881-884
- [29] T.P PEARSALL  
Impact ionization rates for electrons and holes in  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ .  
1980. Appl.Phys.Lett 36(3) 01/02/80 pp 218-220
- [30] I. UMEBU, A.N.M.M CHOUDHURY & P.N. ROBSON  
Ionization coefficients measured in abrupt  $\text{InP}$  junctions.  
1980. Appl.Phys.Lett 36(4) 15/02/80 pp 302-303
- [31] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
Noise performance of  $1.3\mu\text{m}$   $\text{InGaAsP}$  avalanche photodiode at  $-190^\circ\text{C}$ .  
1980. Jap.J of Appl.Phys. 19(3) 01/03/80 pp L163-L166
- [32] S.R. FORREST, M. DiDOMENICO, R.G. SMITH & H.J. STOCKER  
Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector diodes.  
1980. Appl.phys.lett. 36(7) 01/04/80 pp 580-582
- [33] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
Effect of impurity diffusion on the characteristics of avalanche photodiode.  
1980. Jap.J of Appl.Phys. 19(4) 01/04/80 pp 687-691
- [34] H. ANDO, H. KANBE, M. ITO & T. KANEDA  
Tunneling current in  $\text{InGaAs}$  and optimum design for  $\text{InGaAs}/\text{InP}$  avalanche photodiodes.  
1980. Jap.J of Appl.Phys. 19(6) 01/06/80 pp 277-280
- [35] S.R. FORREST, R.F. LEHENY, R.E. NAHORY & M.A. POLLACK  
 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  photodiodes with dark current limited by generation-recombination and tunneling.  
1980. Appl.phys.lett. 37(3) 01/08/80 pp 322-325
- [36] F. OSAKA, K. NAKAZIMA, T. KANEDA, T. SAKURAI & N. SUSA  
 $\text{InP}/\text{GaInAsP}$  avalanche photodiodes with new guard ring structure.  
1980. El.lett. 16(18) 28/08/80 pp 716-717

- [37] H. ANDO & H. KANBE  
 Ionization coefficient measurement in GaAs by using multiplication noise characteristics.  
 1981. Solid.St.El. 24 pp 629-634
- [38] T.P. LEE, C.A. BURRUS & A.G. DENTAI  
 InGaAs/InP p-i-n photodiodes for lightwave communications at the 0.95-1.65 $\mu$ m wavelength.  
 1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 232-238
- [39] N. SUSA, H. NAKAGOME, H. ANDO & H. KANBE  
 Characteristics in InGaAs/InP avalanche photodiodes with separated absorption and multiplication regions.  
 1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 243-250
- [40] S.R. FORREST  
 Performance of  $\text{InGa}_{1-x}\text{AsP}_{1-y}$  photodiodes with dark current limited by diffusion, generation, recombination, and tunneling.  
 1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 217-226
- [41] T.P. PEARSALL, M. PISKORSKI, A. BROCHET & J. CHEVRIER  
 A  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ /InP heterophotodiode with reduced dark current.  
 1981. IEEE J.of Quant.Electr. QE-17(2) 01/02/81 pp 255-259
- [42] S.R. FORREST & O.K. KIM  
 An n-InGaAs/n-InP rectifier.  
 1981. J.Appl.Phys. 52(9) 01/09/81 pp 5838-5842
- [43] Y. TAKANASHI & Y. HORIKOSHI  
 Temperature dependence of ionization coefficients for InP and 1.3 $\mu$ m InGaAsP avalanche photodiodes.  
 1981. Jap.J of Appl.Phys. 20(10) 01/10/81 pp 1907-1913
- [44] T. SHIRAI, F. OSAKA, S. YAMASAKI, K. NAKAJIMA & T. KANEDA  
 1.3 $\mu$ m InP/InGaAsP planar avalanche photodiodes.  
 1981. El.lett. 17(22) 29/10/81 pp 826-827
- [45] S.R. FORREST, G.F. WILLIAMS, O.K. KIM & R.G. SMITH  
 Excess noise and receiver sensitivity measurements of InGaAs/InP avalanche photodiodes.  
 1981. El.lett. 17(24) 26/11/81 pp 917-919
- [46] L.W. COOK, G.E. BULMAN & G.E. STILLMAN  
 Electron and hole impact ionization coefficients in InP determined by photomultiplication measurements.  
 1982. Appl.Phys.Lett 40(7) 06/01/82 pp 589-591
- [47] T. SHIRAI, S. YAMAZAKI, F. OSAKA, K. NAKAJIMA & T. KANEDA  
 Multiplication noise in planar InP/InGaAsP heterostructure avalanche photodiodes.  
 1982. Appl.phys.lett. 40(6) 15/03/82 pp 532-533

- [48] S.R. FORREST, O.K. KIM & R.G. SMITH  
Optical response time of  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  avalanche photodiodes.  
1982. Appl.phys.lett. 41(1) 01/07/82 pp 95-98
- [49] T. SHIRAI, S. YAMAZAKI, H. KAWATA, K. NAKAJIMA & T. KANEDA  
A planar  $\text{InP}/\text{InGaAsP}$  heterostructure avalanche photodiode.  
1982. IEEE Trans.Electr.Dev. ED29(9) 09/82 pp 1404-1407
- [50] G.E. STILLMAN, L.W. COOK, G.E. BULMAN,  
N. TABATABAIE, R. CHIN, P.D. DAPKUS  
Long-wavelength (1.3 to 1.6 $\mu\text{m}$ ) detectors  
for fiber-optical communications.  
1982. IEEE Trans.Electr.Dev. ED29(9) 09/82 pp 1355-1371
- [51] J.I. YAMADA, A. KAWANA, T. MIYA, H. NAGAI & T. KIMURA  
Gigabit/s optical receiver sensitivity and zero-dispersion  
single-mode fiber transmission at 1.55 $\mu\text{m}$ .  
1982. IEEE J.of Quant.Electr. QE-18(10) 01/10/82 pp 1537-1546
- [52] S. ADACHI  
Material parameters of  $\text{GaInAsP}$  and related binaries.  
1982. J.Appl.Phys. 53(12) 01/12/82 pp 8775-8792
- [53] K.P. BRIEGER, W. GERLACH & J. PELKA  
Blocking capability of planar devices with field limiting rings.  
1983. Solid.St.El. 26 pp 739-745
- [54] S.R. FORREST, O.K. KIM & R.G. SMITH  
Analysis of the dark current and photoresponse of  
 $\text{InGaAs}$  avalanche photodiodes.  
1983 Solid.St.El. 26 pp 951-968
- [55] C. BOISROBERT, I. JOINDOT, M. ROBINET & J. BLOUET  
Experience de mesure de bruit sur les jonctions  
photodéetectrices à semiconducteur.  
1983. L'onde électrique. 63(6-7) pp 43-51
- [56] B.K. RIDLEY  
Lucky-drift mechanism for impact ionisation in semiconductors.  
1983. J.Phys.C:Solid State Phys. 16 pp 3373-3388
- [57] B.K. RIDLEY  
A model of impact ionisation in wide-gap semiconductors.  
1983. J.Phys.C:Solid State Phys. 16 pp 4733-4751
- [58] T.H. WINDHORN, L.W. COOK, M.A. HAASE & G.E. STILLMAN  
Electron transport in  $\text{InP}$  at high electric field.  
1983. Appl.phys.lett. 42(8) 15/04/83 pp 725-727
- [59] G.E. STILLMAN, L.W. COOK, N. TABATABAIE, G.E. BULMAN & V.M. ROBBINS  
 $\text{InGaAsP}$  photodiodes.  
1983. IEEE Trans.Electr.Dev. ED30(4) 04/83 pp 364-381

- [60] M. PERNISEK  
Simulation bidimensionnelle de composants submicroniques.  
1983. Thèse U.S.T.Lille. 29/06/83
- [61] T. SHIRAI, T. MIKAWA, T. KANEDA & A. MIYAUCHI  
InGaAs avalanche photodiodes for  $1\mu\text{m}$  wavelength region.  
1983. El.lett. 19(14) 07/07/83 pp 534-536
- [62] M.M. IBRAHIM SAADOUN  
Two-dimensional simulation of microwave GaAs submicronic-gate F.E.T.  
1983. Thèse de l'université du Caire.
- [63] H. ANDO, Y. YAMAUCHI & N. SUSU  
High speed planar InP/InGaAs avalanche photodiode  
fabricated by vapour phase epitaxy.  
1983. El.lett. 19(14) 07/07/83 pp 543-545
- [64] J.C. CAMPBELL, A.G. DENTAI, W.S. HOLDEN & B.L. KASPER  
High-performance avalanche photodiode with separate absorption  
'grading' and multiplication regions.  
1983. El.lett. 19(20) 29/09/83 pp 818-820
- [65] K. YAKUSA, Y. KISHI, T. SHIRAI, T. MIKAWA, S. YAMAZAKI & T. KANEDA  
InP/GaInAs buried structure avalanche photodiodes.  
1984. El.lett. 20(4) 16/02/84 pp 158-159
- [66] K. YASUDA, T. MIKAWA, Y. KISHI & T. KANEDA  
Multiplication-dependent frequency responses of  
InP/InGaAs avalanche photodiode  
1984. El.lett. 20(9) 26/04/84 pp 373-374
- [67] K. BRENNAN & K. HESS  
Theory of high field transport of holes in GaAs and InP.  
1984. Phys.Rev.B vol 29 (10) 15/05/84 pp 5581-5590
- [68] F. OSAKA, T. MIKAWA & T. KANEDA  
Electron and hole ionization coefficients in (100) oriented  
 $\text{Ga}_{0.33}\text{In}_{0.67}\text{As}_{0.70}\text{P}_{0.30}$   
1984. Appl.Phys.Lett 45(3) 01/08/84 pp 292-293
- [69] H. ISHIHARA, K. MAKITA, Y. SUGIMOTO, T. TORIKAI & K. TAGUCHI  
High-temperature aging tests on planar structure InGaAs/InP PIN  
photodiodes with Ti/Pt and Ti/Au contact.  
1984. El.lett. 20(16) 02/08/84 pp 654-656
- [70] Y. SUGIMOTO, T. TORIKAI, K. MAKITA, H. ISHIHARA, K. MINEMURA & K. TAGUCHI  
High-speed planar structure InP/InGaAsP/InGaAs avalanche  
photodiode grown by VPE.  
1984. El.lett. 20(16) 02/08/84 pp 653-654
- [71] R.H. SAUL, F.S. CHEN & P.W. SHUMATE  
Reliability of InGaAs photodiodes for SL applications.  
1985. AT&T Technical Journal. 64(3) 03/85 pp 861-882

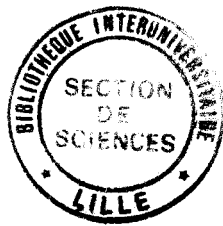
- [72] F. OSAKA, T. MIKAWA & T. KANEDA  
 Low-temperature characteristics of electron and hole ionization coefficients in (100) oriented  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ .  
 1985. Appl.Phys.Lett 46(12) 15/06/85 pp 1138-1140
- [73] P. PHILIPPE  
 Etude des niveaux profonds à l'interface GaInAs/InP ...  
 1985. Thèse U.S.T.Lille. 12/07/85
- [74] F. OSAKA, T. MIKAWA & T. KANEDA  
 Impact ionization coefficients of electrons and holes in (100) oriented  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ .  
 1985. IEEE J.of Quant.Electr. QE-21(9) 01/09/85 pp 1326-1338
- [75] W.S. HOLDEN, J.C. CAMPBELL, J.F. FERGUSON, A.G. DENTAI & Y.K. JHEE  
 Improved frequency response of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with separate absorption, grading and multiplication regions.  
 1985. El.lett. 21(20) 26/09/85 pp 886-887
- [76] F. OSAKA, Y. KISHI, M. KOBAYASHI & T. MIKAWA  
 Low-temperature impact ionization rates in (111) oriented InP.  
 1985. Appl.Phys.Lett 47(8) 15/10/85 pp 865-866
- [77] D.A. HUMPHREYS, R.J. KING, D. JENKINS & A.J. MOSELEY  
 Measurement of absorption coefficients of  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  over the wavelength range 1.0-1.7 $\mu\text{m}$ .  
 1985. El.lett. 21(25) 05/12/85 pp 1187-1189
- [78] R.D. DUPUIS, J.C. CAMPBELL & J.R. VELEBIR  
 Planar InGaAs PIN photodetectors grown by metalorganic chemical vapour deposition.  
 1986. El.lett. 22(1) 02/01/86 pp 48-50
- [79] K. TAGUCHI, T. TORIKAI, Y. SUGIMOTO, K. MAKITA & H. ISHIHARA  
 Temperature dependence of impact ionization coefficients in InP.  
 1986. J.Appl.Phys. 59(2) 15/01/86 pp 476-481
- [80] F. OSAKA & T. MIKAWA  
 Excess noise design of InP/GaInAsP/GaInAs Avalanche photodiodes.  
 1986. IEEE J.of Quant.Electr. QE-22(3) 03/03/86 pp 471-478
- [81] K. TAGUCHI, T. TORIKAI, Y. SUGIMOTO, K. MAKITA, H. ISHIHARA, S. FUJITA, K. MINEMURA  
 Planar InP/GaInAs avalanche photodiodes with preferential lateral extended guard ring.  
 1986. IEEE El.dev.lett. Ed17(4) 04/86 pp 257-259
- [82] Y.K. JHEE, J.C. CAMPBELL, J.F. FERGUSON, A.G. DENTAI & W.S. HOLDEN  
 Avalanche buildup time of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with absorption, grading, and multiplication regions.  
 1986. IEEE J.of.Q.E. 22(6) 06/86 pp 753-755

- [83] T. SHIRAI, M. KOBAYASHI, Y. KISHI, H. MACHIDA, H. NISHI & T. KANEDA  
A new InP/GaInAs reach-through avalanche photodiode.  
1987. OFC/IOOC87 technical digest pp 36-38
- [84] R.W. DIXON & N.K. DUTTA  
Lightwave device technology.  
1987. AT&T Technical Journal. 66(1) 01-02/87 pp 73-83
- [85] W.T. TSANG, J.C. CAMPBELL & G.J. QUA  
InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown by chemical beam epitaxy.  
1987. IEEE El.dev.lett. Ed18(7) 07/87 pp 294-296
- [86] J.C. CAMPBELL, W.T. TSANG, G.J. QUA, B.C. JOHNSON & J.E. BOWERS  
Wide bandwidth InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes  
grown by chemical beam epitaxy.  
1987. IEEE IEDM87 pp 233-236
- [87] H. MATHIEU  
Physique des semiconducteurs et des composants électroniques  
1987. Masson.
- [88] J.P. NOUGIER  
Méthodes de calcul numérique  
1987. Masson
- [89] J.C. CAMPBELL, W.T. TSANG, G.J. QUA & J.E. BOWERS  
InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with 70GHz  
gain-bandwidth product.  
1987. Appl.phys.lett. 51(8) 02/11/87 pp 1454-1456
- [90] J.C. CAMPBELL, W.T. TSANG, G.J. QUA & B.C. JOHNSON  
High speed InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown  
by chemical beam epitaxy.  
1988. IEEE J.of.Q.E. 24(3) 03/88 pp 496-500
- [91] M. GALLANT & A. ZEMEL  
Long minority hole diffusion length and evidence for bulk  
radiative recombination limited lifetime in InP/InGaAs/InP double  
heterostructures.  
1988. Appl.phys.lett. 52(20) 16/04/88 pp 1686-1688
- [92] T. SHIBA, E. ISHIMURA, K. TAKAHASHI, H. NAMIZAKI & W. SUSAKI  
New approach to the frequency response analysis of an  
InGaAs avalanche photodiode.  
1988. J.Light.Tech. LT6(10) 10/88 pp 1502-1506
- [93] Y. LIU, S.R. FORREST, V.S. BAN, K.M. WOODRUFF,  
J. COLOSI, G.C. ERIKSON, M.J. LANGE & G.H. OLSEN  
Simple, very low dark current, planar  
long wavelength avalanche photodiode.  
1988. Appl.phys.lett. 53(14) 03/10/88 pp 1311-1313

- [94] H. IMAI & T. KANEDA  
High-speed distributed feedback lasers and InGaAs avalanche photodiodes.  
1988. J.Light.Tech. 6(11) 11/88 pp 1634-1642
- [95] K. TAGUCHI, T. TORIKAI, Y. SUGIMOTO, K. MAKITA & H. ISHIHARA  
Planar-structure InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes with preferential lateral extended guard-ring for 1.0-1.6 $\mu$ m wavelength optical communication use.  
1988. J.Light.Tech. 6(11) 11/88 pp 1643-1655
- [96] J.C. CAMPBELL, S. CHANDRASEKHAR, W.T. TSANG, G.J. QUA & B.C. JOHNSON  
Multiplication noise of wide-bandwidth InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes.  
1989. J.Light.Tech. 7(3) 03/89 pp 473-478
- [97] J.C. CAMPBELL, B.C. JOHNSON, G.J. QUA & W.T. TSANG  
Frequency response of InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes.  
1989. J.Light.Tech. 7(5) 05/89 pp 778-784
- [98] J.P. GOUY  
Etude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sur matériaux III-V.  
1989. Thèse U.S.T.Lille. 05/07/89
- [99] B.L. SHARMA  
Implantation in InP technology.  
1989. Solid state technology. 11/89 pp 113-117
- [100] C.P. SKRIMSHIRE, J.R. FARR, D.F. SLOAN, M.J. ROBERTSON, P.A. PUTLAND, J.C.D. STOKOE & R.R. SUTHERLAND  
Reliability of mesa and planar InGaAs PIN photodiodes.  
1990. IEE Proceedings Pt.J. 137(1) 02/90 pp 74-78
- [101] J.P. GOUY, J.P. VILCOT, D. DECOSTER  
P. RIGLET, J.N. PATILLON & G. MARTIN  
Microwave noise performance and frequency response of PIN GaInAs photodiodes.  
1990. Micr.and.Opt.Techn.Lett. (3)2 02/90 pp47-49
- [102] N.Z. HAKIM, B.E.A. SALEH & M.C. TEICH  
Generalized excess noise factor for avalanche photodiodes of arbitrary structure.  
1990. IEEE Trans.Electr.Dev. ED37(3) 03/90 pp 599-610
- [103] L.E. TAROF, D.G. KNIGHT, K.E. FOX, C.J. MINER, N. PUETZ & H.B. KIM  
Planar InP/InGaAs avalanche photodetectors with partial charge sheet in device periphery.  
1990. Appl.phys.lett. 57(7) 13/08/90 pp 670-672

- [104] D.E. ACKLEY, J. HLADKY, M.J. LANGE, S. MASON,  
G. ERIKSON, G.H. OLSEN, V.S. BAN, Y. LIU & S.R. FORREST  
InGaAs/InP floating guard ring avalanche photodiodes  
fabricated by double diffusion.  
1990. IEEE Photon.Techn.Lett. 2(8) 08/90 pp 571-573
- [105] L.E. TAROF  
Planar InP/InGaAs avalanche photodetectors with  $n^{-}$  multiplication  
layer exhibiting a very high gain-bandwidth product.  
1990. IEEE Photon.Techn.Lett. 2(9) 09/90 pp 643-646
- [106] B.E.A. SALEH, M.M. HAYAT & M.C. TEICH  
Effect of dead space on the excess noise factor and time response  
of avalanches photodiodes.  
1990. IEEE Trans.Electr.Dev. ED37(9) 09/90 pp 1976-1984
- [107] L.E. TAROF  
Planar InP/GaInAs avalanche photodetector with  
gain-bandwidth product in excess of 100GHz.  
1991. El.lett. 27(1) 03/01/91 pp 34-36
- [108] B. ORSAL, R. ALABEDRA, S. KIBEYA & D. LIPPENS  
Photodiode à avalanche GaAs/GaAlAs à superréseau à  
 $\lambda = 0.8\mu\text{m}$ ; bruit et facteur d'excès de bruit.  
1991. J.Phys.III. 1(1991) pp 581-604
- [109] Y. LE BELLEGO  
Photodiodes AlInAs/GaInAs pour transmissions optiques :  
composants passivés à grande sensibilité et large bande passante.  
1991. Thèse Université de Caen. 31/05/91
- [110] R. HAMELIN  
Photodiodes à avalanche sur InP : influence des paramètres  
technologiques pour une production industrielle.  
1991. Mémoire de D.E.A. U.S.T.Lille 07/91
-





COMMUNICATIONS ET PUBLICATIONS PRESENTÉES  
AU COURS DE LA PRÉPARATION DE CETTE THÈSE

---

J. HARARI, D. DECOSTER & J.P. VILCOT

B. KRAMER, C. OGUEY, P. SALZAC & G. RIPOCHE

Numerical simulation of avalanche photodiodes with guard ring.  
1991. IEE Proceedings-J, 138(3) pp 211-217

H. LIU, J.C. ROBERTS, J. RAMDANI & S.M. BEDAIR

J. HARARI, J.P. VILCOT & D. DECOSTER

Fabrication of GaAs photodiode using laser selective area epitaxy.  
1991. Appl.Phys.Lett. 58(4) pp 388-390

H. LIU, J.C. ROBERTS, J. RAMDANI & S.M. BEDAIR

J. HARARI, J.P. VILCOT & D. DECOSTER

A new approach for the integration of optoelectronic devices using  
selective area epitaxy.  
1991. Jnal of Cryst. Growth. 107 pp 878-882

J. HARARI, D. DECOSTER & J.P. VILCOT

B. KRAMER, C. OGUEY, P. SALZAC & G. RIPOCHE

"Numerical simulation of avalanche photodiodes with guard ring."  
Conférence SIOE'90 (Cardiff, Mars 90).

J. HARARI

"Modélisation de photodiodes à avalanche GaInAs-InP : influence des  
anneaux de garde réalisés par implantation de Beryllium."  
Séminaire à CIT Alcatel (Laboratoire de Marcoussis, Dec 89).

J. HARARI

"Photodiodes à avalanche GaInAs-InP fabriquées par LPE : étude des  
caractéristiques statiques et modélisation bidimensionnelle de l'anneau  
de garde."  
Séminaire à CIT Alcatel (Laboratoire de Marcoussis, Sept 90).

---

## RESUME

---

Les photodiodes à avalanche planaires InP/GaInAs/InP sont actuellement des composants importants dans les systèmes de télécommunication par fibre optique fonctionnant aux grandes longueurs d'onde. Toutefois, leur production est difficile à maîtriser et doit être faite avec le maximum d'efficacité. Nous proposons, dans ce travail, un certain nombre d'études théoriques et expérimentales, ainsi que des outils susceptibles d'aider à la conception et à l'amélioration de ces photodiodes. Après un état de l'art détaillé, nous présentons la modélisation mise au point au début de notre travail, qui permet de connaître les structures intéressantes et les performances limites que l'on peut obtenir avec ce composant avec une zone d'avalanche en InP. Cette modélisation s'appuie sur l'hypothèse de faible injection et la résolution des équation de transport de charges. Les logiciels en sont souples, implantables sur PC, et compatibles avec une utilisation sur site industriel. Puis, nous présentons des résultats expérimentaux qui font apparaître des propriétés particulières du fonctionnement statique de ces photodiodes, notamment, l'influence de l'anneau de garde et la non-linéarité du gain lorsque la puissance lumineuse augmente. Ceci nous a conduit à l'étude théorique des anneaux de garde implantés au Béryllium, étude faite à partir d'un profil type d'implantation et qui peut constituer un point de repère pour aborder ce problème dans le cas d'autres photodétecteurs. Nous finissons par deux études, la première présente une simulation du comportement statique qui introduit l'influence des charges mobiles et celle des hétérointerfaces, la seconde présente des mesures de bruit effectuées sur deux photodiodes différentes, qui laissent entrevoir des améliorations possibles actuellement pour ce type de photodétecteur.

---

Mots clefs : Photodétecteur, Photodiode, Avalanche, Structures planaires, Bruit, Modélisation.