

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Electronique**

par

Jean-Philippe GOUY



## **ETUDE COMPARATIVE DE LA PHOTODIODE PIN DE LA PHOTODIODE A AVALANCHE ET DU PHOTOCONDUCTEUR SUR MATERIAUX III-V**

**Soutenue le 5 Juillet 1989 devant la Commission d'Examen**

Membres du Jury :	MM.	G. SALMER	Président	U.S.T.L. Flandres Artois
		D. DECOSTER	Directeur de Thèse	U.S.T.L. Flandres Artois
		C. BOISROBERT	Rapporteur	CNET Lannion B
		R. FAUQUEMBERGUE	Rapporteur	U.S.T.L. Flandres Artois
		G. MARTIN	Examineur	LEP Limeil Brevannes
	Mme	M. CONSTANT	Examineur	U.S.T.L. Flandres Artois
	MM.	D. LIPPENS	Examineur	U.S.T.L. Flandres Artois
		J.P. VILCOT	Examineur	U.S.T.L. Flandres Artois

"RIEN DE GRAND NE S'EST FAIT DANS CE MONDE, SANS PASSION"

HEGEL

A Nanou,

A Marie et Charlotte,

A mes Parents et

.Grands Parents,

A mes Beaux Parents...

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille-Flandres-Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Monsieur le Professeur D. Decoster m'a accueilli au sein de l'équipe "Composants et Circuits Optoélectroniques" qu'il dirige, en me proposant le sujet de ce travail dont il a assuré la direction. Pour la confiance qu'il a toujours portée à mon égard, pour m'avoir fait bénéficiaire de ses compétences, de ses qualités et en particulier de sa générosité, je voudrais lui dire simplement merci.

Monsieur C. Boisrobert, Ingénieur et Chef de service au Centre National d'Etudes des Télécommunications de Lannion B, me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur: qu'il me soit donc permis de lui exprimer ici ma plus profonde gratitude.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur R. Fauquembergue. Sa participation à ce jury d'examen en tant que rapporteur me touche particulièrement.

Les photodiodes PIN que nous avons caractérisées nous ont été gracieusement fournies par l'équipe dirigée par Monsieur G. Martin, chef de département au Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée de Limeil-Brevannes, qui me fait l'honneur de participer à ce jury d'examen. Je tiens à remercier l'ensemble des techniciens et ingénieurs qui ont collaboré à la réalisation technologique de ces dispositifs.

Madame M. Constant, Maître de Conférence, a toujours manifesté de l'intérêt pour les travaux menés au sein de l'équipe. Je la remercie pour l'honneur qu'elle me fait de participer à ce jury.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur D. Lippens, Chargé de Recherches au CNRS, pour la participation à ce jury de thèse. Je n'oublierai pas les premiers conseils qu'il m'a donnés pour la mesure du bruit et qui m'ont été bien utiles tout au long de ce travail.

Je suis particulièrement touché par la participation à ce jury d'examen de Monsieur J.P. Vilcot, Chargé de Recherches au CNRS. Je voudrais lui exprimer toute ma gratitude pour l'aide constante qu'il m'a apportée pendant ces trois années. La disponibilité dont il a fait preuve, ses compétences scientifiques ont été la clef de la réussite de ce travail. Pour l'ensemble de ses qualités dont il m'a fait profiter, je voudrais lui dire simplement merci.

Je tiens également à remercier Monsieur le Professeur E. Constant, directeur des études de 3<sup>ème</sup> cycle pour le soutien financier dont il a pu me faire bénéficier pendant ces trois années.

L'ensemble des caractérisations expérimentales n'aurait pu être effectué sans l'aide de Monsieur A. Vandermoere. Les prouesses technologiques qu'il a dû réaliser pour le montage des photodétecteurs et des lasers, sa disponibilité et sa gentillesse m'ont profondément touché.

Je voudrais remercier tous les membres de l'équipe optoélectronique qui ont participé, au cours de ces trois années, à la réussite de ce travail. Je tiens particulièrement à remercier Monsieur J. Ramdani qui m'a accueilli tout au début de ce travail et que je considère comme un véritable Parrain.

Monsieur P. Armant m'a témoigné au cours de ces années son amitié; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde sympathie.

Je remercie Madame E. Delos et Monsieur E. Playez du laboratoire de caractérisation hyperfréquence pour leur participation active à ce travail.

Je remercie également l'ensemble des membres de l'atelier de mécanique pour la qualité du travail qu'ils ont toujours donnée et pour la réalisation d'une grande partie des bancs de caractérisation.

Monsieur J.P. Dehorter a assuré, avec beaucoup de soins, la reproduction de ce mémoire; je l'en remercie vivement.

Enfin, que tous les membres du laboratoire que j'ai cotoyés, et grâce auxquels ce travail a pu être effectué dans une ambiance agréable, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de ma sympathie.

# SOMMAIRE

## INTRODUCTION

### CHAPITRE I

I INTRODUCTION .....	I <sub>1</sub>
II PROPRIETES STATIQUES.....	I <sub>2</sub>
II a) principe de la photodétection	
II b) rendement quantique	
II c) le courant d'obscurité	
III CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES.....	I <sub>7</sub>
III a) bruit de la photodiode PIN	
III b) réponse dynamique de la photodiode	
IV MODELISATION.....	I <sub>10</sub>
IV a) motivation	
IV b) équations de base et approximations	
IV b 1) le courant de déplacement	
IV b 2) les approximations	
IV c) résultats obtenus	
IV c 1) surface de la photodiode	
IV c 2) épaisseur de la couche P <sup>+</sup> absorbante	
IV c 3) vitesse des porteurs	
IV c 4) coefficient d'absorption	
IV c 5) résistance de polarisation	
IV c 6) éclaircement face avant, face arrière	
V CONCLUSION.....	I <sub>26</sub>

### CHAPITRE II

I INTRODUCTION.....	II <sub>1</sub>
II PROPRIETES STATIQUES.....	II <sub>2</sub>
II a) généralités	
II b) coefficient de multiplication	
II c) courant d'obscurité	
III PROPRIETES DYNAMIQUES.....	II <sub>12</sub>
III a) bruit	
III b) réponse dynamique, produit gain-bande	
IV CONCLUSION.....	II <sub>23</sub>

## CHAPITRE III

I INTRODUCTION.....	III <sub>1</sub>
II PROPRIETES STATIQUES.....	III <sub>1</sub>
II a) coefficients d'ionisation	
II b) structure	
II c) choix des paramètres technologiques	
III PROPRIETES DYNAMIQUES.....	III <sub>18</sub>
III a) bruit	
III b) fréquence de coupure, produit gain-bande	
IV CONCLUSION.....	III <sub>26</sub>

## CHAPITRE IV

I INTRODUCTION.....	IV <sub>1</sub>
II LE PHOTOCONDUCTEUR.....	IV <sub>1</sub>
II a) gain statique	
II b) gain dynamique, produit gain-bande	
II c) bruit	
III COMPARAISON DES 3 PHOTODETECTEURS.....	IV <sub>5</sub>
III a) coefficient de gain statique	
III b) fréquence de coupure	
III c) produit gain-bande	
III d) bruit	
III e) signal/bruit	
IV PREAMPLIFICATEUR.....	IV <sub>22</sub>
IV a) préamplificateur haute-impédance	
IV b) préamplificateur transimpédance	
IV c) intérêt des deux montages	
IV d) liaison photodétecteur - préamplificateur	
V APPLICATION AUX TRANSMISSIONS NUMERIQUES.....	IV <sub>26</sub>
VI CONCLUSION.....	IV <sub>35</sub>

## CHAPITRE V

I INTRODUCTION.....	V <sub>1</sub>
II TECHNIQUES DE CARACTERISATION.....	V <sub>1</sub>
II a) réponse impulsionnelle	
II b) bruit	
III CARACTERISATION DES COMPOSANTS.....	V <sub>16</sub>

III a) photodétecteur seul

III a 1) photodiode PIN GaInAs/InP

III a 2) photoconducteur GaInAs/GaAs

III b) têtes optiques intégrées

III b 1) association d'une photodiode et d'un FET

III b 2) association d'un photoconducteur et d'un FET

IV CONCLUSION.....V34

CONCLUSION

ANNEXE 1

ANNEXE 2

INTRODUCTION

D'une manière générale, le domaine de l'optoélectronique est appelé à se développer dans les années futures. De nombreuses applications sont dès à présent envisageables [a]. Si le domaine des télécommunications optiques est retenu et étudié depuis un certain nombre d'années [b], il apparaît que d'autres voies sont possibles : interconnexions optiques [c], transport hyperfréquence [d]...

Dans ce contexte, les composants et circuits intégrés optoélectroniques devront s'adapter aux besoins définis par ces différentes applications [c]. Du point de vue photodétection, il est raisonnable de penser qu'il sera utile de posséder un ensemble d'outils qui permettront d'évaluer, à la fois théoriquement et expérimentalement, les performances potentielles de ces dispositifs ainsi que leur faisabilité. Les grands types de photodétecteurs que l'on rencontre habituellement sont les photodiodes et les photoconducteurs, certaines photodiodes étant étudiées de manière à pouvoir être utilisées en régime d'avalanche ; le photoconducteur et la photodiode à avalanche sont caractérisés par un gain interne.

C'est pourquoi il nous a paru intéressant, dans ce travail, de mettre au point un ensemble de logiciels qui permet de prévoir les performances en réponse statique, dynamique et en bruit de ces trois types de photodétecteurs, en fonction de leurs paramètres technologiques et physiques. Les méthodes de simulation qui sont envisagées doivent être à la fois souples et rapides et implantées sur microordinateur personnel, afin de pouvoir vraiment les considérer comme des outils d'aide à la conception et à la fabrication en temps réel de composants voire de circuits intégrés microoptoélectroniques hyperfréquences. On peut ainsi imaginer que pour un problème donné, on puisse dans un temps extrêmement court choisir le type de composant et définir la structure qui seront les mieux adaptés au problème posé.

Dans une première étape, notre démarche (au cours de ce travail), a été de mettre au point des logiciels de simulation unidimensionnelle, qui prennent en compte les phénomènes les plus importants. Mais on ne peut pas concevoir de véritables évaluations de performances sans avoir à sa disposition un ensemble de bancs de mesures qui permettent de valider les outils théoriques mis au point préalablement à l'aide de dispositifs tests, et d'évaluer les performances de composants nouveaux. Les bancs de mesure que nous avons mis au point concernent la réponse impulsionnelle et la mesure de

bruit d'éclairement dans une large gamme de fréquences d'un photodétecteur quelconque. Ces deux techniques recouvrent les deux concepts fondamentaux de tout composant électronique : signal et bruit.

Ces outils mis au point, une première approche dans le choix d'un composant pour une application donnée, consiste à effectuer une comparaison entre la photodiode, la photodiode à avalanche et le photoconducteur. Pour atteindre cet objectif, notre mémoire s'articule de la manière suivante :

- Dans le premier chapitre, nous présentons les propriétés générales de la photodiode PIN et une simulation des performances statiques et dynamiques fondée sur l'intégration des équations de courant et de continuité. L'influence d'un grand nombre de paramètres aussi bien technologiques que physiques sur la fréquence de coupure est particulièrement analysée.

- Le second chapitre est consacré à la présentation de la photodiode à avalanche et aux différents mécanismes physiques mis en jeu dans le fonctionnement de ce dispositif. De ce dernier point de vue, l'analyse proposée pour la prise en compte du phénomène d'avalanche est d'ordre macroscopique ; elle consiste à décrire la multiplication due à l'avalanche en terme de coefficients d'ionisation ; elle permet de calculer le coefficient de multiplication, le facteur d'excès de bruit et la fréquence de coupure (ou le produit gain-bande) en fonction des paramètres technologiques et physiques.

- L'ensemble des méthodes de calcul développées dans le second chapitre est appliqué, dans le troisième chapitre, à l'étude de la photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées sur substrat d'InP. Dans ce but, un logiciel prenant en compte la structure particulière des couches a été mis au point : il permet de déterminer, pour une structure donnée, la tension d'avalanche ainsi que les performances offertes par ce type de dispositif (bruit, produit gain-bande...). En outre, l'introduction dans le logiciel des mécanismes à l'origine du courant d'obscurité permet d'étudier l'influence des paramètres technologiques (dopage et épaisseur des couches épitaxiées) sur le claquage prématuré du dispositif par effet tunnel.

- Dans le quatrième chapitre, nous rappelons les propriétés essentielles du photoconducteur et nous effectuons une comparaison en terme

de coefficient de réponse statique, fréquence de coupure, produit gain-bande, bruit et rapport signal/bruit des trois types de photodétecteurs. La comparaison de ces trois types de photodétecteurs, associés à un préamplificateur, en terme de transmissions numériques est également présentée.

- Le dernier chapitre est consacré à la présentation des deux méthodes de mesures que nous avons mises au point : réponse impulsionnelle et mesure de bruit d'éclairement dans une large gamme de fréquences, et des dispositifs que nous avons caractérisés. Les dispositifs retenus pour cette caractérisation sont des photodiodes PIN fabriquées au Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée de Limeil Brevannes et des photoconducteurs de structure planaire. L'étude expérimentale de ces photodétecteurs associés à un préamplificateur a également été effectuée par la caractérisation de deux circuits intégrés monolithiques associant soit une photodiode Shottky sur GaAs et un MESFET GaAs, soit un photoconducteur GaInAs de structure planaire et un MESFET GaAs.

#### BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

- [a] T.G.Giallorenzi et al : IEEE Quantum Elect., QE 18(4), 1982, pp 626-664  
H.F.Taylor : Proc of IEEE, 75(11), 1987, pp 1524-1535
- [b] W.J.Tomlinson : Proc of IEEE, 75(11), 1987, pp 15112-1523  
Revue Technique Thomson CSF, 14(2), 1982  
H.Kressel : "Semiconductor Devices for Optical Communication", 1987  
D.B.Ostrowsky : "Fiber and Integrated Optics"
- [c] T.Tamir : "Integrated Optics", 1985  
R.G.Hunsperger : " Integrated Optics : Theory and Technology", 1982
- [d] J.J.Pan : Laser focus, 24(8), 1988, pp 127-132
- [e] S.R.Forrest : Proc of IEEE, 75(11), 1987, pp 1488-1497  
M.Bon : L'onde électrique, 67(6), 1987, pp 49-57  
H.Kressel : "Semiconductor Devices for Optical Communication", 1987  
R.G.Hunsperger : " Integrated Optics : Theory and Technology", 1982

CHAPITRE I

## I INTRODUCTION

Le principe de la photodiode repose, en général, sur l'utilisation d'une jonction PN polarisée en inverse (figure I1).

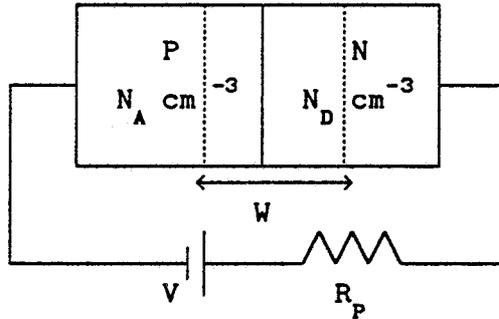


figure I1 : jonction PN polarisée en inverse

En augmentant la tension inverse  $V$  aux bornes de la jonction, on augmente la zone déserte  $W$  qui existe à l'équilibre ( $V=0$ ), ainsi que le champ électrique  $E_M$  à la jonction métallurgique (figure I2).

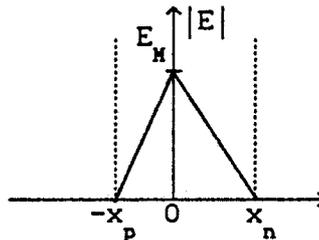


figure I2 : carte de champ électrique  
d'une jonction PN polarisée en inverse

Ces deux grandeurs  $W$  et  $E_M$  nous sont données par les relations [1]:

$$W = \left[ \frac{2\epsilon \cdot (N_A + N_D) \cdot (V_b + V)}{q \cdot N_A \cdot N_D} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$E_M = \frac{2 \cdot V}{W}$$

$\epsilon$  : permittivité du matériau

$N_A$  : dopage type P

$N_D$  : dopage type N

$V_b$  : barrière de potentiel  
à l'équilibre

$q$  : charge élémentaire

Pour augmenter la zone déserte tout en limitant le champ électrique, il convient d'utiliser une jonction PN dans laquelle il existe un déséquilibre important entre les dopages P et N. En effet, si  $N_A$  devient très grand devant  $N_D$ , l'expression de la zone déserte s'écrit :

-I<sub>2</sub>-

$$W = \left[ \frac{2\epsilon \cdot (V_b + V)}{q \cdot N_D} \right]^{\frac{1}{2}}$$

La diminution de  $N_D$  est obtenue en faisant croître une couche semiconductrice non intentionnellement dopée qui s'intercale entre les couches P et N. On obtient ainsi, la photodiode PIN schématisée figure I<sub>3</sub> :

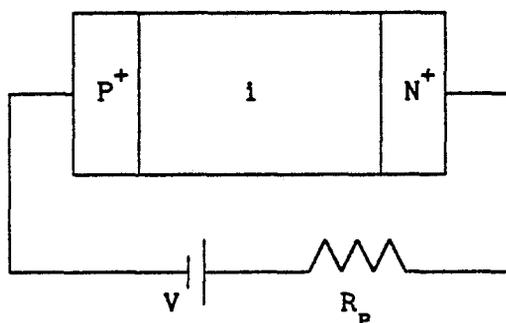


figure I<sub>3</sub> : photodiode PIN polarisée en inverse

La carte de champ d'une telle structure est présentée figure I<sub>4</sub> pour un dopage résiduel de type n. Le champ électrique est pratiquement constant dans la zone non intentionnellement dopée ; l'épaisseur de celle-ci nous donne la largeur de la zone déserte maximale, si on néglige les contributions des zones fortement dopées.

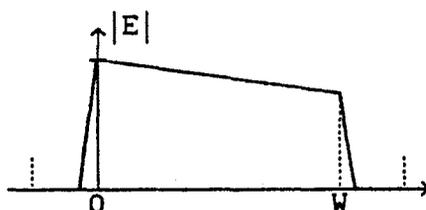


figure I<sub>4</sub> : carte de champ lorsque la couche i de type n est désertée

Nous nous proposons dans ce chapitre de revoir brièvement les propriétés optiques et électriques de la photodiode PIN pour terminer par une modélisation du comportement dynamique de ce composant en vue de son optimisation pour une utilisation aux fréquences les plus élevées possibles.

## II PROPRIETES STATIQUES

### II a) principe de la photodétection

Considérons une photodiode constituée d'une couche semiconductrice non

dopée, d'épaisseur  $W$ , comprise entre deux couches semiconductrices fortement dopées  $P^+$  et  $N^+$  (que l'on supposera ici être le substrat), éclairée par un flux lumineux d'énergie  $h\nu$  ( $\nu$  étant la fréquence de la lumière incidente,  $\nu = c/\lambda$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde) (fig 15).

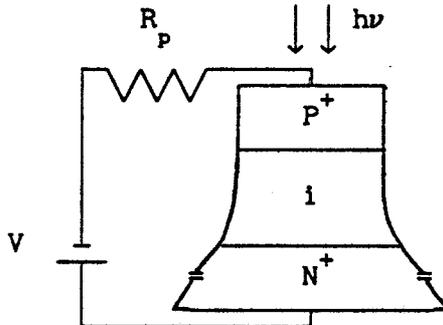


figure 15 : diode PIN polarisée en inverse éclairée par un rayonnement d'énergie  $h\nu$

La condition que doit satisfaire le semiconducteur constituant la couche non dopée, est d'absorber le rayonnement incident d'énergie  $h\nu$ . Pour cela, il est nécessaire que la largeur de sa bande interdite  $E_g$  vérifie la condition :

$$E_g \leq h\nu$$

En terme de longueur d'onde, cette relation s'écrit :

$$E_g \leq hc/\lambda$$

## II b) rendement quantique

L'inégalité précédente étant vérifiée, il y aura absorption des photons incidents suivant la relation [2]:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où  $\phi(x)$  représente le flux absorbé dans une tranche d'épaisseur  $\Delta x$ , située à une distance  $x$  de la première tranche absorbante ;  $\phi_0$  représente le flux de photons incidents, et  $\alpha$  le coefficient d'absorption du matériau semiconducteur à la longueur d'onde  $\lambda$ .

Dans le cadre de ce travail, la photodiode PIN pourra être éclairée par le côté  $P^+$  ou par le substrat, la couche semiconductrice dopée  $P^+$  pouvant être absorbante ou transparente.

Les photons absorbés créent des paires électrons-trous qui, séparées par le champ électrique, contribuent au photocourant.

*Quelles sont les équations qui régissent ces phénomènes ?*

En appelant  $J_n$  et  $J_p$  les densités respectives de courant d'électrons et de trous et  $J$  la densité de courant total, ces équations s'écrivent [3]:

$$\frac{dJ_n}{dx} = G(x) - r_n$$

$$\frac{dJ_p}{dx} = G(x) - r_p$$

$$J = J_n + J_p$$

$r_n$  et  $r_p$  représentent les taux de recombinaison des électrons et des trous

$G(x)$  représente la génération des paires électrons-trous qui dépend de l'absorption des photons incidents par la relation [3]:

$$G(x) = \frac{q \cdot P_1}{h\nu} \cdot (1-R) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

avec  $P_1$  densité de puissance lumineuse par unité de temps et  $R$  coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde  $\lambda$ . L'application d'une couche antiréfléchissante sur la surface du matériau permet de diminuer ce coefficient voire de l'annuler [4],[5],[6]. Nous supposons dans la suite de ce travail que  $R = 0$ .

L'intégration des équations différentielles précédentes est effectuée en annexe 1, en négligeant les phénomènes de diffusion et de recombinaison dans la zone déserte. Par contre, dans le cas d'une couche  $P^+$  absorbante, nous avons tenu compte des électrons photocréés dans cette couche ; ceux ci participent alors au photocourant par un phénomène de diffusion. Les expressions du photocourant obtenues en régime statique sont :

$$J = \frac{q \cdot P_1}{h\nu} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W) \right] \quad \text{dans le cas d'une couche } P^+ \text{ transparente}$$

$$J = \frac{q \cdot P_1}{h\nu} \cdot \exp(-\alpha \cdot L_0) \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W) \right] + J_{\text{dif}} \quad \text{dans le cas d'une couche } P^+ \text{ absorbante}$$

avec  $L_0$  épaisseur de la couche  $P^+$  et  $J_{\text{dif}}$  courant de diffusion

Nous pouvons maintenant introduire le rendement quantique, noté  $\eta$ , qui, par définition, est égal au nombre de charges photocréées par photon incident. Sachant que l'on a :

$I/q$  : nombre de charges photocréées par unité de temps

$P_1.S/h\nu$  : nombre de photons incidents par unité de temps avec  $S$  surface photosensible du composant, on obtient dans le cas d'une couche  $P^+$  transparente :

$$\eta = \frac{J.S}{q} / \frac{P_1.S}{h\nu} = 1 - \exp(-\alpha.W)$$

On peut remarquer que pour une photodiode, le rendement quantique est toujours inférieur à 1. Il dépend du produit  $\alpha.W$ , donc de la longueur d'onde du rayonnement incident, du matériau utilisé pour la couche non dopée, ainsi que de son épaisseur.

Pour tous les matériaux semiconducteurs,  $\alpha$  est une fonction décroissante de la longueur d'onde [7],[8](figure 16).

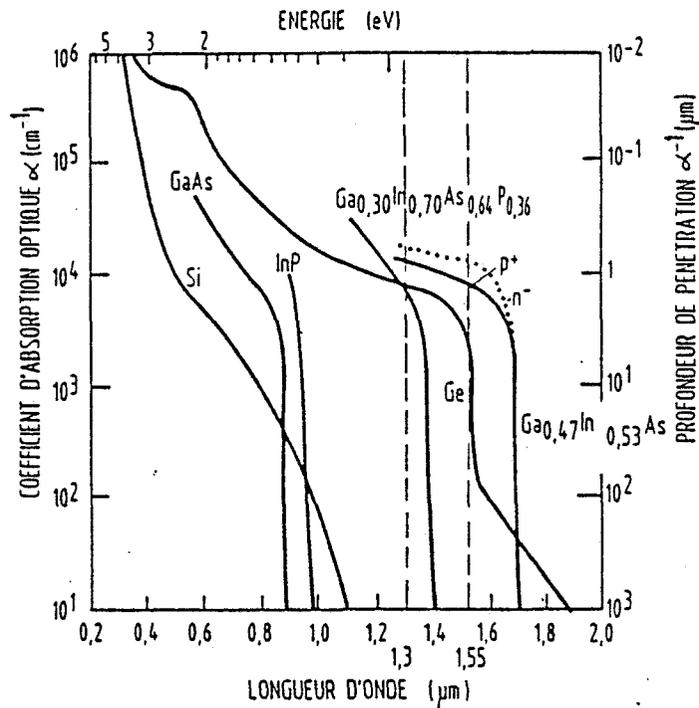


figure 16 : variation du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la longueur d'onde et de la nature du matériau absorbant

Plus la longueur d'onde est grande, plus il est nécessaire d'utiliser des épaisseurs de couche importantes pour obtenir un bon rendement quantique. Nous donnons, figure 17, l'évolution du rendement quantique, d'une photodiode en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante supposée désertée, pour différents coefficient d'absorption. Notons que dans le cas du  $Ga_{.47}In_{.53}As$ , un coefficient d'absorption égal à  $10^4 \text{ cm}^{-1}$  correspond à un rayonnement de longueur d'onde  $1.3 \text{ micrometers}$

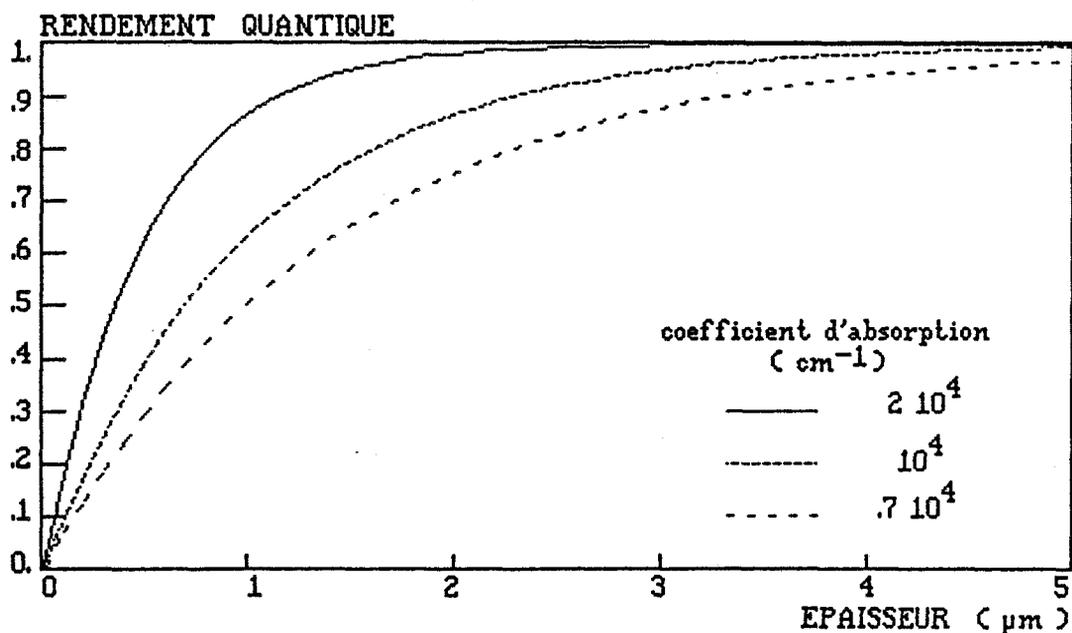


figure I7 : variation du rendement quantique d'une photodiode en fonction de l'épaisseur de la zone absorbante supposée déserte, dans l'hypothèse d'un coefficient de réflexion nul

Pour caractériser les propriétés statiques d'une photodiode, on introduit également une grandeur appelée coefficient de réponse. Noté  $\mathcal{R}$ , il est égal au rapport du photocourant par la puissance lumineuse incidente :

$$\mathcal{R} = \eta \cdot q / h\nu$$

### II c) Le courant d'obscurité

La photodiode, polarisée en inverse à la tension  $V$ , est traversée par un courant  $I_0$  appelé courant d'obscurité [9],[10],[11],[12],[13]. Ce courant peut être considéré comme la somme d'un courant de volume et d'un courant de surface. Sans entrer dans les détails, le courant de surface peut être réduit par une passivation adéquate du composant [6],[14],[15],[16],[17],[18],[19]. En revanche, le courant de volume est la composante de 3 mécanismes dont l'importance dépend de la structure du composant et de sa tension de polarisation. Il s'agit :

- du courant de diffusion
- du courant de génération-recombinaison
- du courant par effet tunnel

Pour des tensions de polarisation relativement faibles, le courant d'obscurité est lié à un mécanisme de diffusion des porteurs minoritaires. La densité de courant est donnée par l'expression :

$$J_{dif} = q \cdot n_i^2 \cdot \left[ \frac{1}{N_A} \cdot \frac{D_n}{L_n} + \frac{1}{N_D} \cdot \frac{D_p}{L_p} \right]$$

$D_n, D_p$  : coefficients de diffusion des électrons et des trous  
 $L_n, L_p$  : longueur de diffusion des électrons et des trous

Dans des conditions normales de fonctionnement, le courant d'obscurité traversant la photodiode PIN est lié à un mécanisme de génération-recombinaison. La densité de courant est donnée par l'expression :

$$J_{g-r} = \frac{q \cdot n_i \cdot W}{\tau_v}$$

$n_i$  : densité intrinsèque de porteurs  
 $\tau_v$  : durée de vie des paires électrons-trous

Enfin, pour des champs électriques élevés, obtenus en augmentant la tension de polarisation, le courant d'obscurité peut être lié à l'effet tunnel. Ce mécanisme sera abordé dans le deuxième chapitre.

Notons que le courant de génération-recombinaison est lié à la qualité du matériau par l'intermédiaire de la durée de vie des paires électron-trou. De nombreuses études sont développées pour diminuer l'importance de cette contribution, et atteindre la limite fixée par le courant de diffusion.

### III CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES

#### III a) bruit de la photodiode PIN

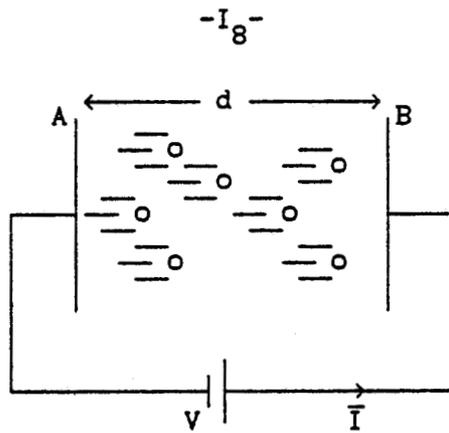
Parmi les différentes composantes de bruit, la plus importante, pour la photodiode, est le bruit de grenaille. Ce bruit est essentiellement dû à la distribution de la vitesse des porteurs. Nous rappelons ci-dessous, l'analyse qui conduit à l'expression du bruit d'une photodiode PIN, d'après les travaux présentés en référence 20.

Considérons un nombre moyen d'électrons  $\bar{N}$  émis par unité de temps à une électrode A, soumis à un champ électrique  $E = V/d$  (fig 18). Ces électrons se déplacent sous l'influence du champ électrique pour contribuer au courant moyen :

$$\bar{I} = \bar{N} \cdot q$$

La densité spectrale de bruit associée au déplacement des électrons est :

$$S(\nu) = 8\pi^2 \cdot \bar{N} \cdot |F(2\pi\nu)|^2$$



où  $F(2\pi\nu)$  est la transformée de Fourier associée au déplacement d'un électron :

$$F(2\pi\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} i(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt$$

où  $i(t)$  est le courant instantané dû à un électron se déplaçant à la vitesse  $v(t)$  :

$$i(t) = (q/d) \cdot v(t)$$

Le déplacement d'un électron, de l'électrode A vers l'électrode B, s'effectue pendant un temps  $\tau$  ; si on suppose qu'il est émis à l'instant  $t=0$ , l'intégrale devient :

$$F(2\pi\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\tau} \frac{q}{d} \cdot v(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt$$

En supposant que le temps de transit  $\tau$  est suffisamment petit devant  $2\pi/\omega$  ( $\omega\tau \rightarrow 0$ ), on peut remplacer  $\exp(-j\omega t)$  par 1 pour obtenir :

$$F(2\pi\nu) = \frac{q}{2\pi d} \int_0^{\tau} \frac{dx}{dt} \cdot dt = \frac{q}{2\pi}$$

Finalement, la densité spectrale de bruit est donnée par :

$$S(\nu) = 8\pi^2 \cdot \bar{N} \cdot \left| \frac{q}{2\pi} \right|^2 = 8\pi^2 \frac{\bar{I}}{q} \cdot \left| \frac{q}{2\pi} \right|^2 = 2q\bar{I}$$

Cette expression classique est donc obtenue à partir du courant moyen traversant le composant, pour des fréquences inférieures à  $1/2\pi\tau$ .

III b) réponse dynamique de la photodiode

Il est bien connu que le comportement dynamique d'une photodiode est régi par deux phénomènes principaux :

- le temps de transit des porteurs dans la zone déserte
- la capacité de la photodiode associée au circuit de charge extérieur

Une première analyse [1] de ces deux contributions conduit à l'expression simplifiée du photocourant traversant la photodiode en régime dynamique :

$$J(\omega) = \frac{J_0}{1 + j\omega.RC} \cdot \frac{1 - \exp(-j\omega.\tau)}{j\omega.\tau} \quad \text{avec } \tau = W/v$$

où  $J_0$  est le photocourant traversant le composant en régime statique. Cette expression est obtenue en supposant que la totalité du photocourant prend naissance à une des deux extrémités de la zone déserte et qu'elle est la conséquence du déplacement d'un seul type de porteur à la vitesse  $V$ ; elle permet une première approche de l'influence de la surface, de la zone déserte, de la résistance de charge  $R_p$ . Elle montre l'existence :

- d'une limitation due à la capacité et au circuit de charge dont la fréquence de coupure à -3 dB est définie par :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_p C}$$

- d'une limitation due au transit des porteurs dans la zone déserte de fréquence de coupure :

$$f_c = \frac{2.8}{2\pi.\tau}$$

- d'une valeur optimale de l'épaisseur de la zone déserte, pour une surface et une résistance de polarisation données

$$W_{opt} = \sqrt{2.8.\epsilon.S.v.R_p}$$

Par contre, elle ne tient pas compte d'autres phénomènes comme, par exemple, la différence de vitesse entre les électrons et les trous, la profondeur de pénétration de la lumière, les phénomènes de diffusion des

porteurs photocréés dans les couches fortement dopées...

Il nous a semblé utile, pour préciser l'importance de l'ensemble des phénomènes, de mettre au point une méthode de calcul [21] la plus complète possible que nous abordons maintenant.

## IV MODELISATION

### IV a) motivation

Dans la plupart des montages utilisés, notamment de type transimpédance ou haute impédance, dont l'étude sera abordée au chapitre III paragraphe III, la polarisation d'une photodiode PIN se fait par le biais d'une résistance (figure Is).

Si on suppose que le rayonnement incident est modulé sinusoidalement, le rapport signal/bruit d'un tel circuit est donné par la relation bien connue :

$$\frac{S}{N} = \frac{m^2 R^2 P_1^2}{2(2qI + 4kT/R_p).B}$$

- m : taux de modulation  $P(t) = P_1.(1 + m.\cos(\omega t))$
- $P_1$  : puissance lumineuse moyenne
- I : courant total moyen traversant la photodiode
- B : bande fréquentielle de mesure

Comparons les niveaux de bruit de grenaille  $\langle I^2 \rangle_{gr}$  et de bruit thermique  $\langle I^2 \rangle_{th}$ , pour différents courants et différentes résistances de charge. Les valeurs, représentées figure Is, sont calculées à partir des expressions classiques :

$$\langle I^2 \rangle_{th} = \frac{4 kT.B}{R_p} \quad \langle I^2 \rangle_{gr} = 2q.I.B$$

### *Interprétons ces résultats*

L'utilisation de la photodiode se fait en régime petits signaux. En d'autres termes, l'optimisation des différents paramètres doit permettre un fonctionnement avec un minimum de puissance lumineuse incidente. Le courant total qui traverse la photodiode est donc très faible, de l'ordre de quelques centaines voire quelques dizaines de nanoampères. La composante de bruit thermique est donc, comme on peut l'observer sur la figure I<sub>9</sub>, prépondérante à moins d'utiliser des résistances de polarisation suffisamment élevées.

Quelle est la limite d'utilisation d'une telle résistance ?

Elle est donnée par la fréquence de coupure du circuit de détection liée à la capacité intrinsèque de la photodiode, et au circuit de charge extérieur :

$$f_c = 1/2\pi R_p C$$

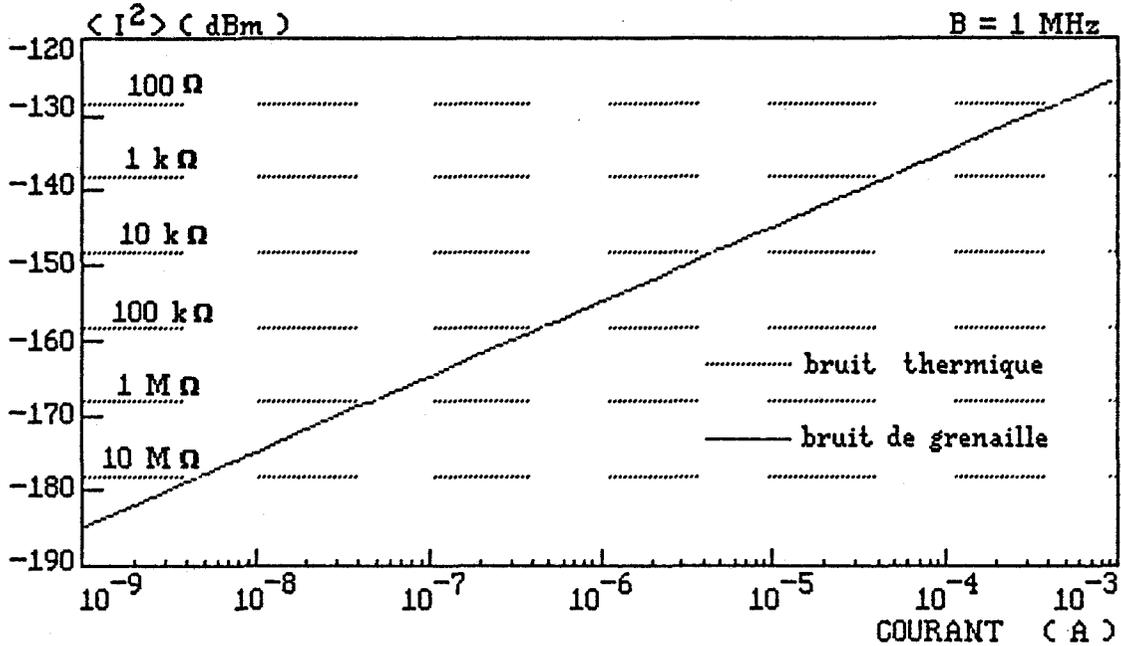


figure 19 : comparaison du bruit thermique et du bruit de grenaille en fonction de la résistance de polarisation et du courant total traversant le composant

Pour augmenter la résistance de polarisation tout en maintenant la fréquence de coupure  $f_c$ , il faut diminuer la capacité de la photodiode dont l'expression est:

$$C = \epsilon.S/W$$

soit en diminuant la surface S, soit en augmentant l'épaisseur de la zone déserte W. Dans le premier cas, on se trouve alors confronter à des problèmes d'alignement et on risque d'augmenter les pertes de couplage ; dans le second cas, on augmente le temps de transit des porteurs, ce qui revient à diminuer la fréquence de coupure.

Il est donc important d'optimiser la structure de la photodiode PIN afin, d'une part de trouver le bon compromis entre la capacité et l'épaisseur de la zone déserte, et d'autre part, d'évaluer les performances de la

photodiode pour une structure donnée.

IV b) Equations de base et approximations

Les équations qui régissent le transport dans les semiconducteurs du point de vue macroscopique sont [1] les équations de courants, les équations de continuité, l'équation de conservation et l'équation de Poisson. En choisissant comme sens positif le sens de déplacement des électrons, les expressions sont :

équations de courant :  $J_n = n \cdot q \cdot v_n - q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$

$J_p = p \cdot q \cdot v_p + q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$

équations de continuité :  $\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + g_n - r_n$

$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + g_p - r_p$

équation de conservation :  $J = J_n + J_p + \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t}$

équation de Poisson :  $\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \cdot \left( N_D - n + p - N_A \right)$

$V_n$  et  $V_p$  vitesses des électrons et des trous

$D_n$  et  $D_p$  coefficients de diffusion

$g_n$  et  $g_p$  taux de génération

$r_n$  et  $r_p$  taux de recombinaison

$\epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t}$  courant de déplacement

IV b 1) le courant de déplacement

Supposons que l'on éclaire à l'instant  $t$  une photodiode par le côté pour créer des paires électrons-trous dans une tranche  $\delta x$  (fig I10).

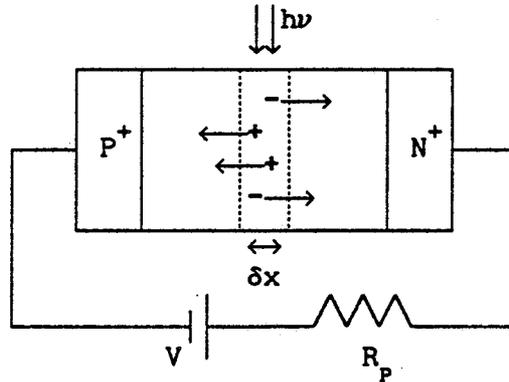


figure I10: éclairage par la tranche d'une photodiode PIN à l'instant  $t$

A l'instant  $t+\delta t$ , en choisissant  $\delta t$  suffisamment petit, aucun des porteurs photocréés n'aura atteint une des deux électrodes, mais tous se seront déplacés d'une distance moyenne  $\delta x_n$  et  $\delta x_p$  (fig I11).

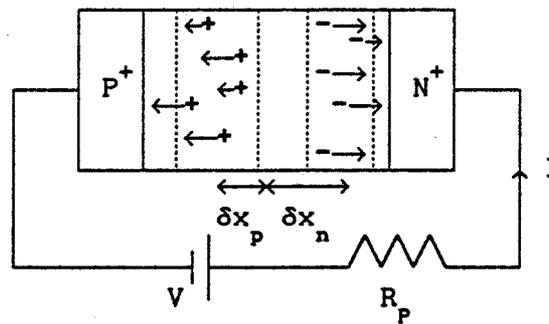


figure I11: figure I10 à l'instant  $t+\delta t$

Ce phénomène donne naissance à un courant appelé courant de déplacement.

*Comment évaluer ce courant ?*

Considérons la photodiode chargée par la résistance  $R_p$ , traversée par le courant  $I$ . On a :

$$V = R_p \cdot I + \int_0^W E \cdot dx$$

En dérivant par rapport au temps, et en tenant compte du fait que le champ électrique a deux composantes  $E_{\text{charges fixes}}$  et  $E_{\text{charges libres}}$  dont seule la composante due aux charges libres dépend du temps, on obtient :

$$\int_0^W \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} dx = -R_p \cdot \frac{\partial I}{\partial t}$$

En introduisant l'expression de la capacité et celle de la densité de courant on obtient finalement :

$$\frac{1}{w} \int_0^W \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} dx = -R_p C \cdot \frac{\partial J}{\partial t}$$

IV b 2) les approximations

Les taux de génération  $g_n$  et  $g_p$  sont supposés égaux ; leur expression est donné par celle de la génération des paires électron-trou :

$$g_n = g_p = g(x,t)/q = (K/q) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot f(t)$$

En régime petits signaux, on peut considerer que la concentration des porteurs libres, créés par l'éclairement, est beaucoup plus petite que le dopage résiduel de la zone déserte. Nous négligerons donc la contribution des porteurs libres dans l'équation de Poisson qui s'écrit alors:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q \cdot Nd}{\epsilon}$$

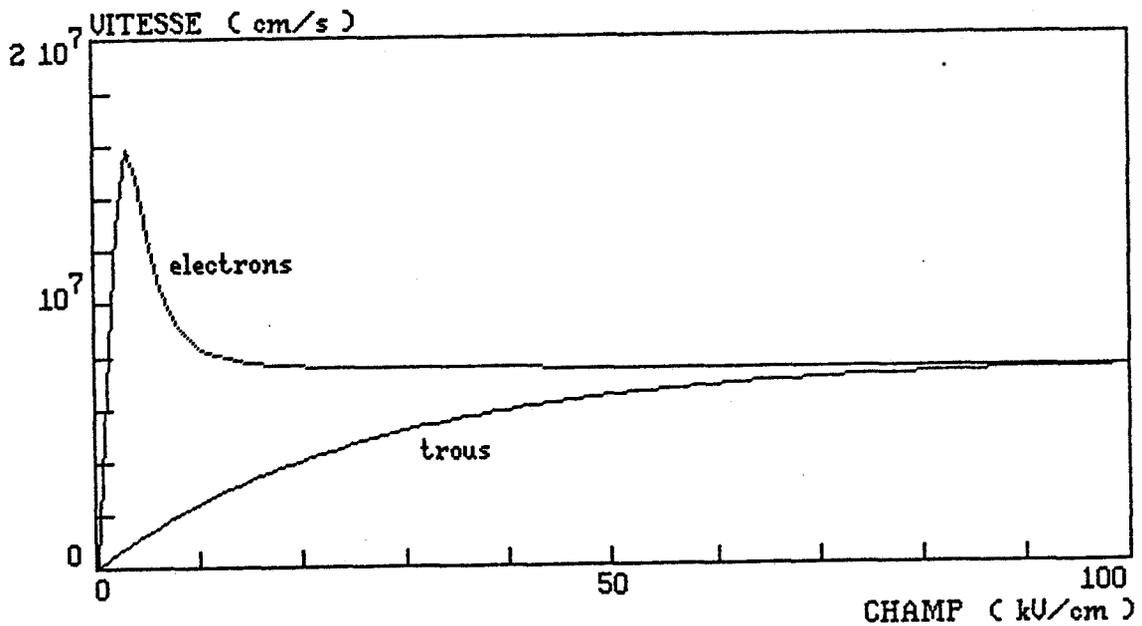


figure I12 : évolution typique de la vitesse des électrons et de trous en fonction du champ électrique dans les matériaux III-V

Pour un dopage résiduel de l'ordre de  $10^{15}$  à  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , la variation du champ électrique due à ce dopage est relativement faible (typiquement 15

kV/cm pour  $1\mu\text{m}$  de zone déserte et un dopage de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) devant les champs électriques dû à la polarisation. Nous admettrons dans la suite, que pour la détermination des vitesses des électrons et des trous, le champ électrique est constant ; ce qui revient à dire que les vitesses des porteurs sont constantes en tout point de la zone déserte.

Nous tiendrons néanmoins compte de la dépendance de ces valeurs en fonction du champ électrique, à partir de données fournies par la littérature [22],[23],[24]. Ce point peut avoir une importance non négligeable ; en effet, si pour les électrons la vitesse de saturation est dépassée pour des champs électriques relativement faibles (quelques kiloVolts), il n'en est rien pour les trous, puisque leur vitesse de saturation est atteinte pour des champs électriques 10 fois plus grands (figure I12).

Enfin, les phénomènes de diffusion et de recombinaison seront négligés dans la zone déserte. Ces approximations sont justifiées par le fait que le temps moyen mis par un porteur pour rejoindre une des deux électrodes (typiquement quelques dizaines de picosecondes), est bien inférieur aux durées de vie correspondant aux deux mécanismes.

#### IV c) résultats obtenus

Le système d'équations à résoudre est donc le suivant :

$$\frac{1}{v_n} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial t} = - \frac{\partial J_n}{\partial x} + g(x,t)$$

$$\frac{1}{v_p} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial t} = \frac{\partial J_p}{\partial x} + g(x,t)$$

$$J = J_n + J_p + \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t}$$

$$\frac{1}{W} \int_0^W \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} dx = -R_p C \cdot \frac{\partial J}{\partial t}$$

La résolution complète de ces équations est présentée en annexe 1. Le logiciel de simulation, implanté sur microordinateur de table, permet d'obtenir la fréquence de coupure à -3dB d'une photodiode en fonction de l'épaisseur de sa zone déserte pour différentes :

- surfaces d'échantillon
- épaisseurs de couches P<sup>+</sup>
- vitesses des porteurs
- coefficients d'absorption
- résistances de polarisation
- faces éclairées

Examinons l'influence de ces différents paramètres

1) surface de la photodiode

La figure I13 représente la fréquence de coupure d'une photodiode chargée par une résistance de 50 Ω, en fonction de l'épaisseur de sa zone déserte, pour différentes surfaces de composants supposés circulaires. Il existe pour chaque courbe, un maximum qui correspond au meilleur compromis entre temps de transit des porteurs et capacité de la photodiode. A gauche de ce maximum, la fréquence de coupure est limitée par la capacité et le circuit de charge. A droite, elle est limitée par le temps de transit des porteurs photocréés.

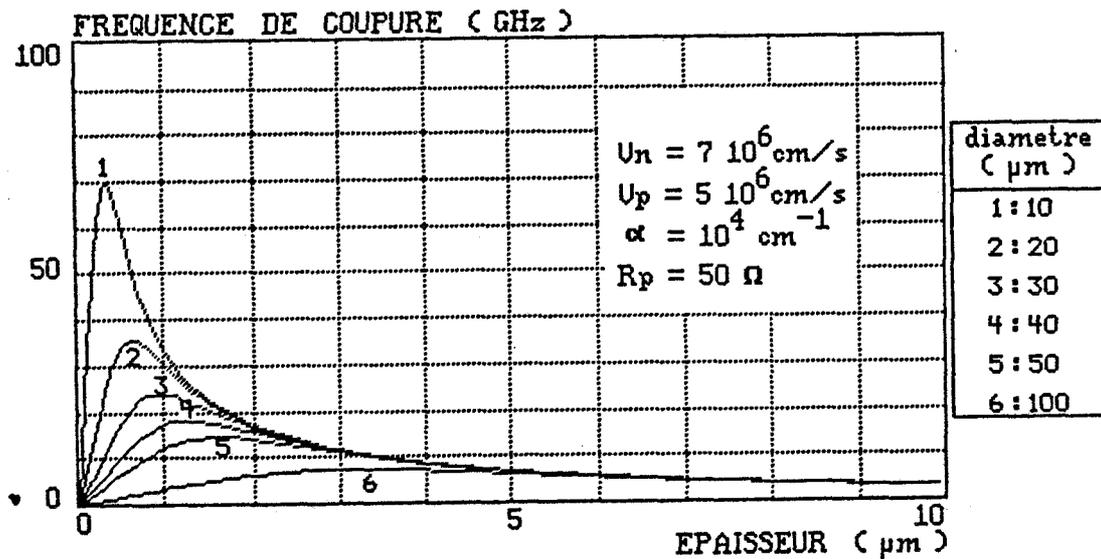


figure I13 : influence de la surface totale supposée circulaire

Examinons à présent l'influence de la surface de la photodiode

L'utilisation d'une grande surface permet bien sûr, de collecter une plus grande puissance lumineuse incidente par un alignement plus facile (moins de pertes de couplage). Par contre, elle diminue la fréquence maximale que l'on peut obtenir avec une photodiode. En effet, plus la surface est importante plus la capacité s'élève, sauf si on augmente simultanément l'épaisseur de la zone déserte. Mais dans ce cas, le temps de transit des porteurs s'accroît, affectant ainsi les propriétés dynamiques du composant.

Remarquons que les résultats obtenus à l'aide de l'expression donnée au paragraphe III b) sont en bon accord avec ceux présentés dans ce paragraphe, comme le montre la figure. I14 qui permet de comparer la fréquence de coupure d'une photodiode de diamètre 30  $\mu\text{m}$ , chargée sur 50  $\Omega$ , obtenue, à partir de l'équation du photocourant en régime dynamique, donnée au paragraphe III b) ( courbe 2 ) et à partir du logiciel de simulation que nous présentons ici ( courbe 1 )

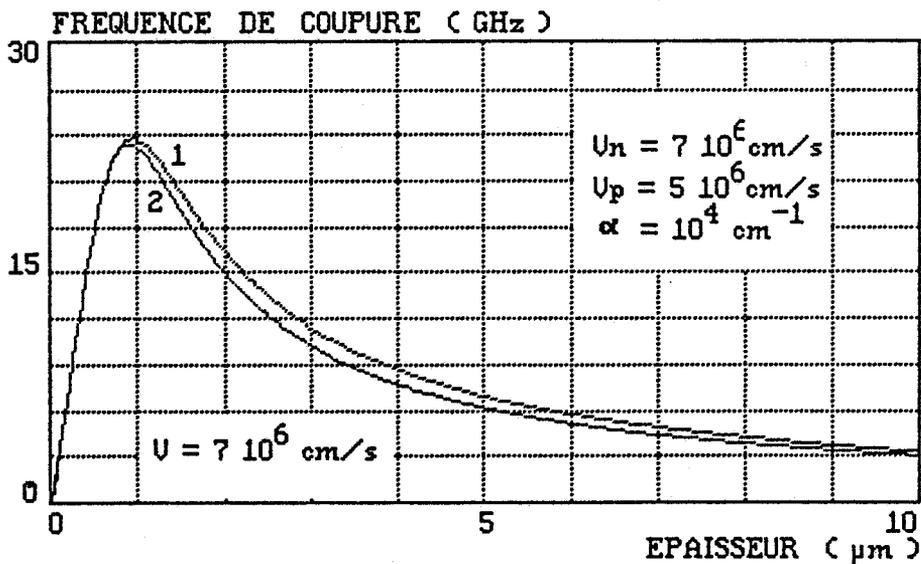


figure I14 : comparaison de la fréquence de coupure obtenue à partir de notre logiciel de simulation (courbe 1) à partir de l'équation du photocourant en régime dynamique donnée au §III b) (courbe 2)

2) épaisseur de la couche P<sup>+</sup> absorbante

Pour tenir compte des phénomènes d'absorption, de diffusion et de recombinaison dans la couche P<sup>+</sup>, nous avons intégré les équations suivantes, relatives aux porteurs minoritaires :

$$J_n = -q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \qquad L_n^2 = D_n \cdot \tau_n$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{g(x,t)}{q} - \frac{n}{\tau_n}$$

où D<sub>n</sub> et L<sub>n</sub> sont respectivement le coefficient et la longueur de diffusion ; τ<sub>n</sub> est la durée de vie des électrons, porteurs minoritaires dans la couche P<sup>+</sup>.

Ces équations sont modifiées par rapport aux équations utilisées dans la zone intrinsèque : en particulier, dans la zone déserte, nous avons admis que le transport se fait uniquement sous forme d'un courant de conduction ; nous admettons cette fois que dans la couche fortement dopée, le transport se fait uniquement sous forme d'un courant de diffusion . Le détail des calculs est donné en annexe 2.

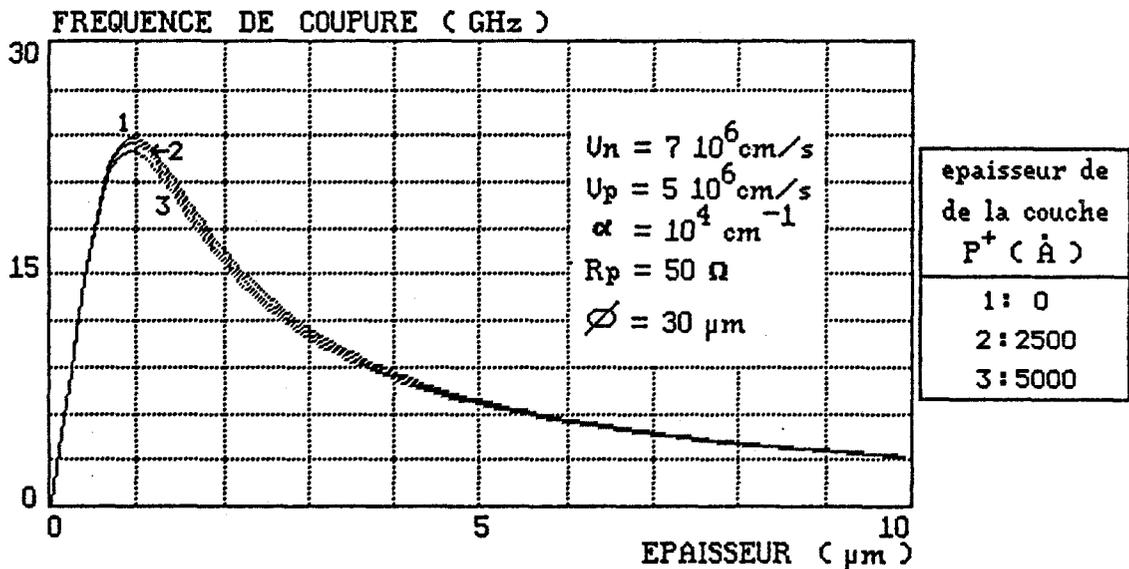


figure I15 : influence de l'épaisseur de la couche P<sup>+</sup> supposée absorbante ( τ<sub>n</sub> = 0.16 ns L<sub>n</sub> = 2 μm ) pour une photodiode de diamètre 30 μm

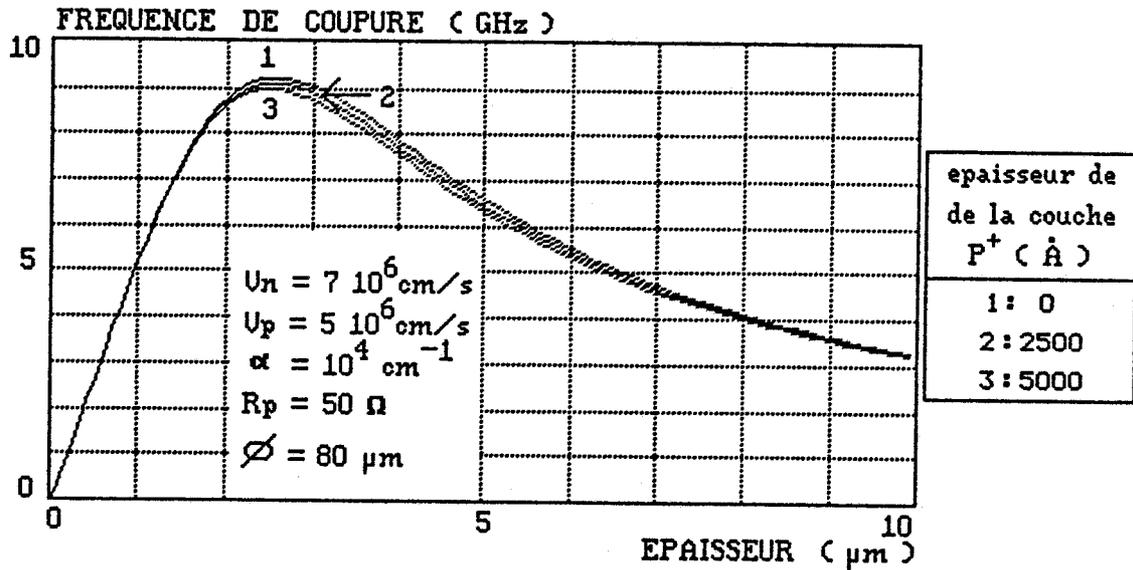


figure I16 : influence de l'épaisseur de la couche P<sup>+</sup> pour une photodiode de diamètre 80 μm

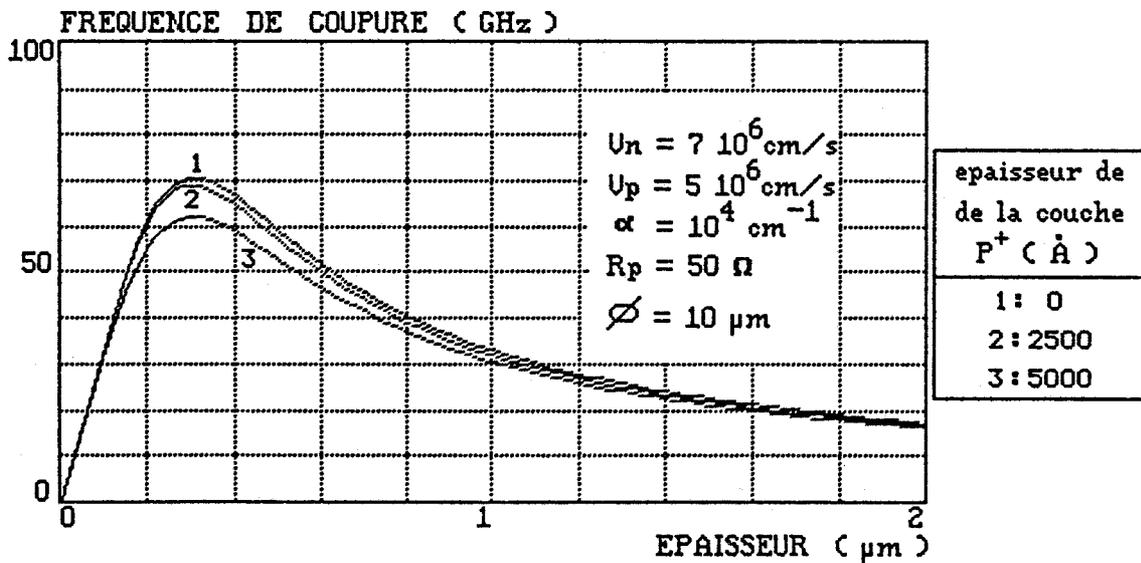


figure I17 : influence de l'épaisseur de la couche P<sup>+</sup> pour une photodiode de diamètre 10 μm

Nous présentons figure I15, les résultats obtenus pour une photodiode de diamètre 30  $\mu\text{m}$ , d'épaisseur de couche P<sup>+</sup>, 2500 et 5000 Å, chargée par une résistance de 50  $\Omega$ . Ces choix ont été dictés par des considérations technologiques. On constate une diminution de la fréquence de coupure de l'ordre du gigahertz pour des fréquences de coupure supérieures à 10 GHz. Dans ce cas, l'influence de la couche P<sup>+</sup> semble donc assez négligeable.

Une conclusion analogue peut être obtenue pour des diamètres supérieurs (figure I16).

En revanche, pour une utilisation aux très hautes fréquences pour lesquelles les surfaces nécessaires sont faibles (figure I13), l'utilisation d'une couche P<sup>+</sup> absorbante dégrade de manière plus sensible les performances dynamiques (figure I16). Il convient alors, d'utiliser des couches P<sup>+</sup> transparentes.

### 3) vitesse des porteurs

On s'est intéressé, dans le cadre de ce travail, à l'influence de la vitesse des trous. Ce choix est motivé, comme nous l'avons vu au paragraphe III)b), par le fait que les électrons atteignent leur vitesse de saturation pour des champs électriques faibles ( $\approx 10$  kV/cm), tandis que les trous voient leur vitesse varier jusqu'à des champs électriques supérieurs à 100 kV/cm.

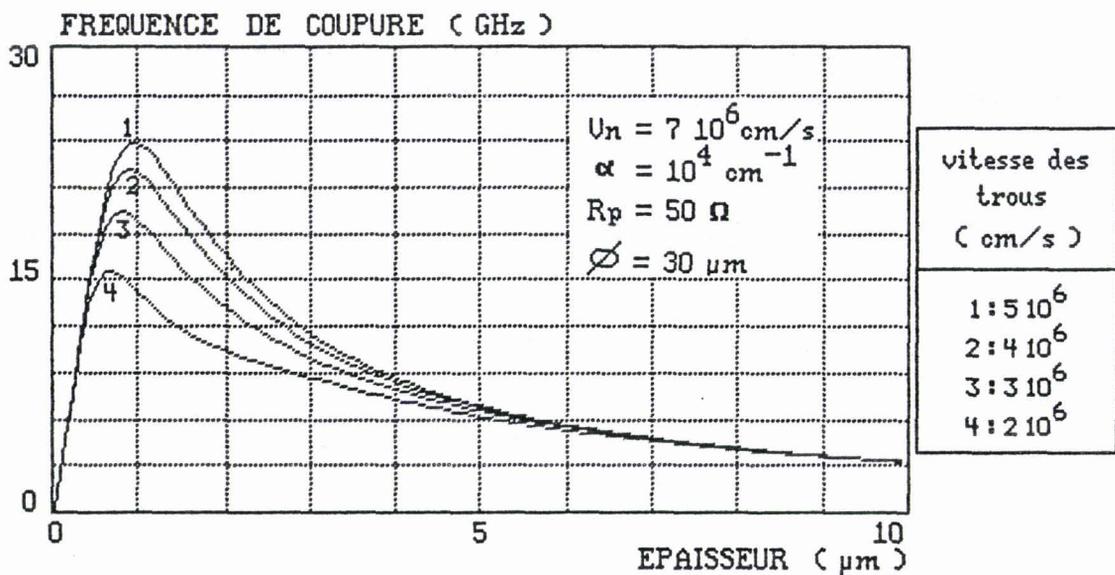


figure I18 : influence de la vitesse des trous

Les résultats présentés figure I18, nous montrent bien que la vitesse

est un paramètre important : si on suppose que la vitesse des trous est égale à  $5 \cdot 10^6$  cm/s, la fréquence maximale d'une photodiode de diamètre 30  $\mu\text{m}$ , d'épaisseur 1  $\mu\text{m}$ , chargée par une résistance de 50  $\Omega$ , est égale à 26 Ghz ; cette fréquence diminue de 10 Ghz, si la vitesse des trous est égale à  $2 \cdot 10^6$  cm/s.

Un tel résultat montre l'intérêt de travailler à des champs électriques élevés, dans un matériau d'excellente qualité cristallographique.

4) coefficient d'absorption  
.....

L'influence de ce paramètre semble être négligeable dans la mesure où nous avons supposé que les porteurs sont en régime de saturation de vitesse et que la couche P<sup>+</sup> est transparente. On notera en effet, figure I19, une variation de la fréquence de coupure inférieure à un gigahertz pour différentes valeurs du coefficient d'absorption, pour une photodiode de diamètre 30  $\mu\text{m}$ , chargée par une résistance de 50  $\Omega$

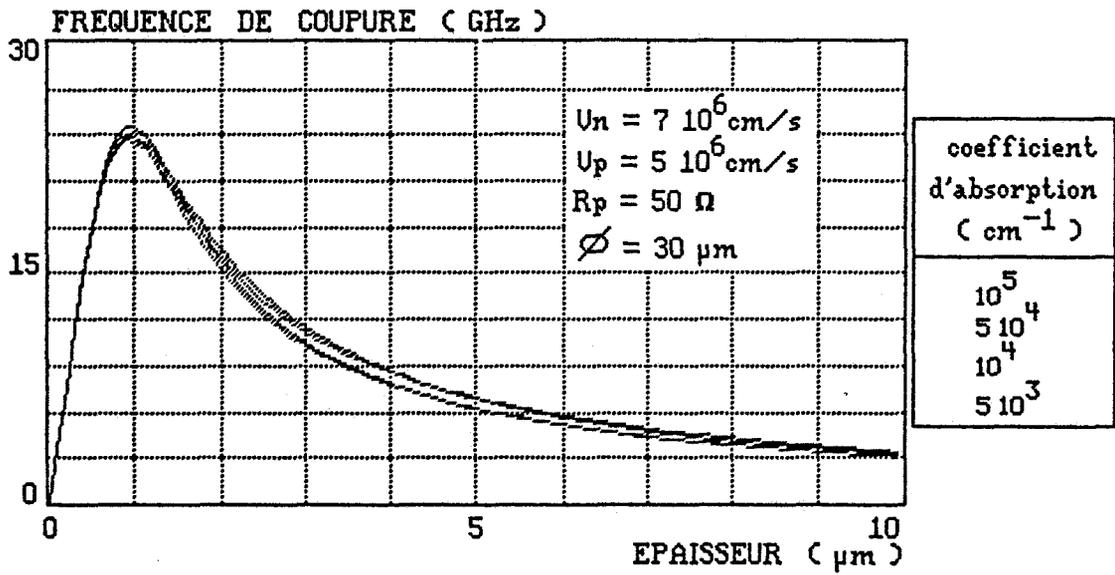


figure I19 : influence du coefficient d'absorption

Les variations du coefficient d'absorption pourraient bien sûr, être liée à l'utilisation du composant à des longueurs d'ondes différentes ; dans le cas du Ga<sub>.47</sub>In<sub>.53</sub>As, un coefficient d'absorption de  $10^5$   $\text{cm}^{-1}$  correspond à une longueur d'onde de 0.8  $\mu\text{m}$ , une valeur de  $10^4$   $\text{cm}^{-1}$  à une longueur d'onde de 1.3  $\mu\text{m}$ .

Par contre, la valeur du coefficient d'absorption modifie bien sûr, le rendement quantique de la photodiode, donné par l'expression :

$$\eta = 1 - \exp(-\alpha.W)$$

La figure I20 montre les variations du rendement quantique d'une photodiode d'épaisseur de couche absorbante égale à 1  $\mu\text{m}$ , pour les mêmes coefficients d'absorption.

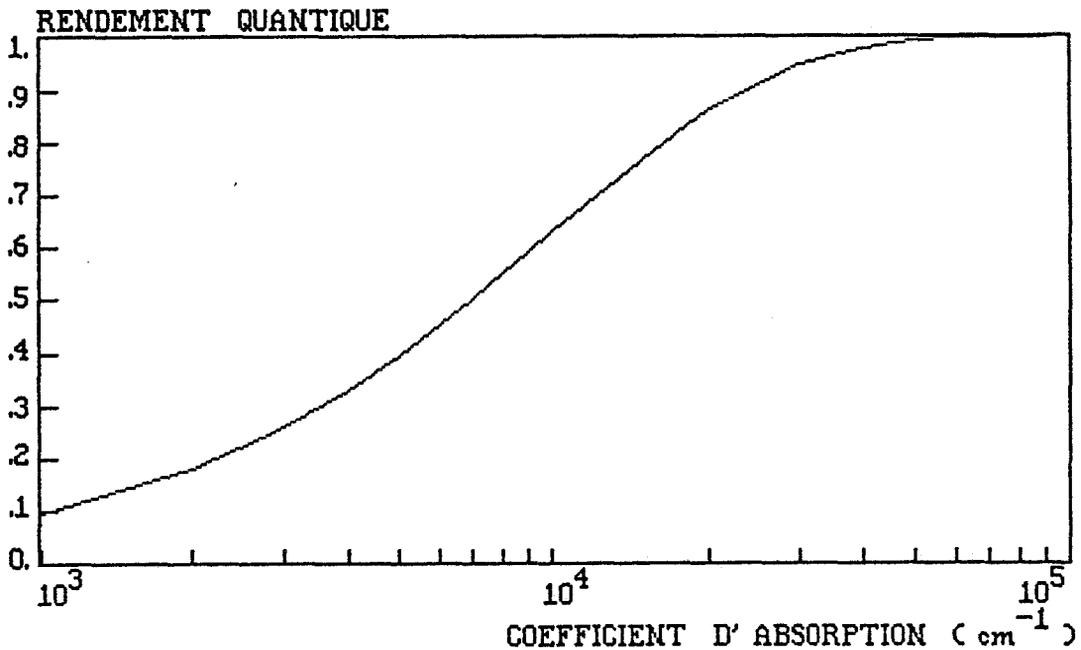


figure I20 : évolution du rendement quantique avec le coefficient d'absorption pour une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$

5) résistance de polarisation

On retrouve, figure I21, des courbes semblables à celles obtenues en faisant varier la surface de la photodiode. Remarquons une diminution de la fréquence de coupure de 24 à 1.5 Ghz lorsqu'on augmente la résistance de charge de 50 $\Omega$  à 1k $\Omega$ . Cette perte de plus de 20 Ghz est obtenue pour un composant de diamètre 30  $\mu\text{m}$ , d'épaisseur 1 $\mu\text{m}$ , caractéristiques d'un composant rapide dont la vocation serait de travailler dans le domaine des hautes fréquences.

Ainsi que nous l'avons déjà souligné au paragraphe IV a), le choix de la résistance de polarisation conditionne le bruit thermique du photorécepteur. Pour conserver des propriétés dynamiques suffisantes et minimiser le bruit thermique il convient de trouver un compromis. Cette étude sera faite au chapitre III.

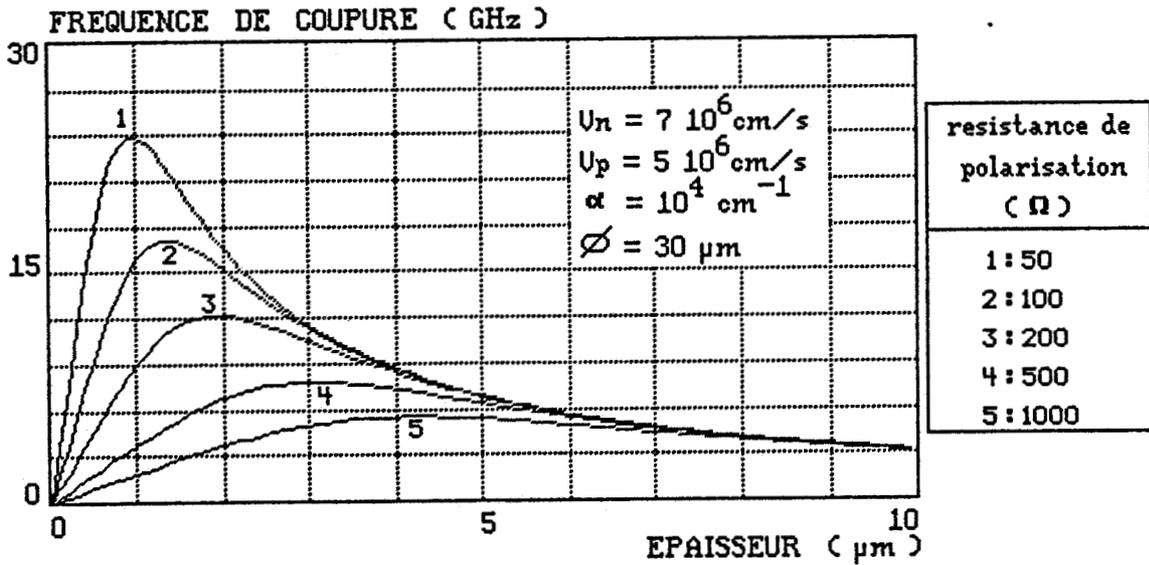


figure I21 : influence de la résistance de polarisation

6) éclairement face avant, face arrière

Lorsque la photodiode est éclairée soit par le dessus, soit par le substrat (figure I22), on peut s'attendre à observer une différence de comportement dynamique, puisque le temps de transit des électrons et celui des trous sont différents dans les deux cas. Nous admettons, pour faire cette étude et n'étudier que l'influence de l'éclairement dans la zone déserte, que la couche P<sup>+</sup> et le substrat N<sup>+</sup> sont transparents au rayonnement lumineux incident.

La figure I23 nous permet de comparer les fréquences de coupure d'une photodiode de diamètre 30 μm chargée par une résistance de 50 Ω dans les deux cas. Une différence de 3 GHz est obtenue en faveur de l'éclairement par la couche P<sup>+</sup>, pour une vitesse des trous de 5 · 10<sup>6</sup> cm/s et un coefficient d'absorption de 10<sup>4</sup> cm<sup>-1</sup> ; cette différence s'accroît lorsque la vitesse des trous diminue (figure I24) ou lorsqu'on choisit un coefficient d'absorption plus élevé (figure I25). Ce résultat est dû au fait que plus les trous sont photocréés loin de la couche P<sup>+</sup>, plus le temps qu'ils mettent pour rejoindre cette zone est long, ce qui diminue la fréquence de coupure du composant.

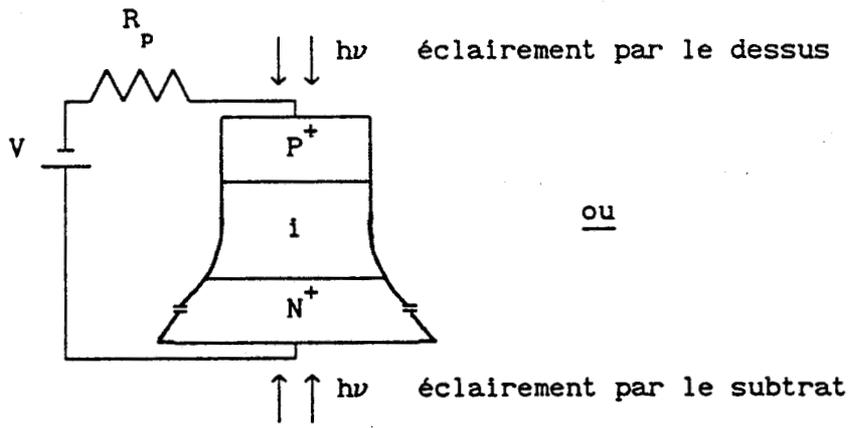


figure I22

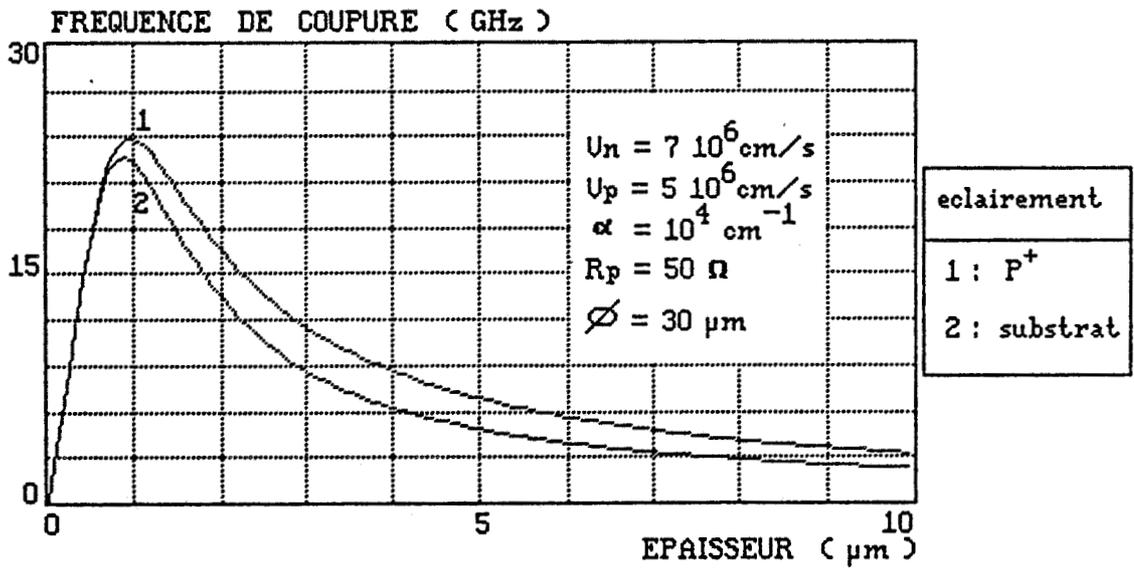


figure I23 : influence de l'éclairement par la face avant ou par le substrat

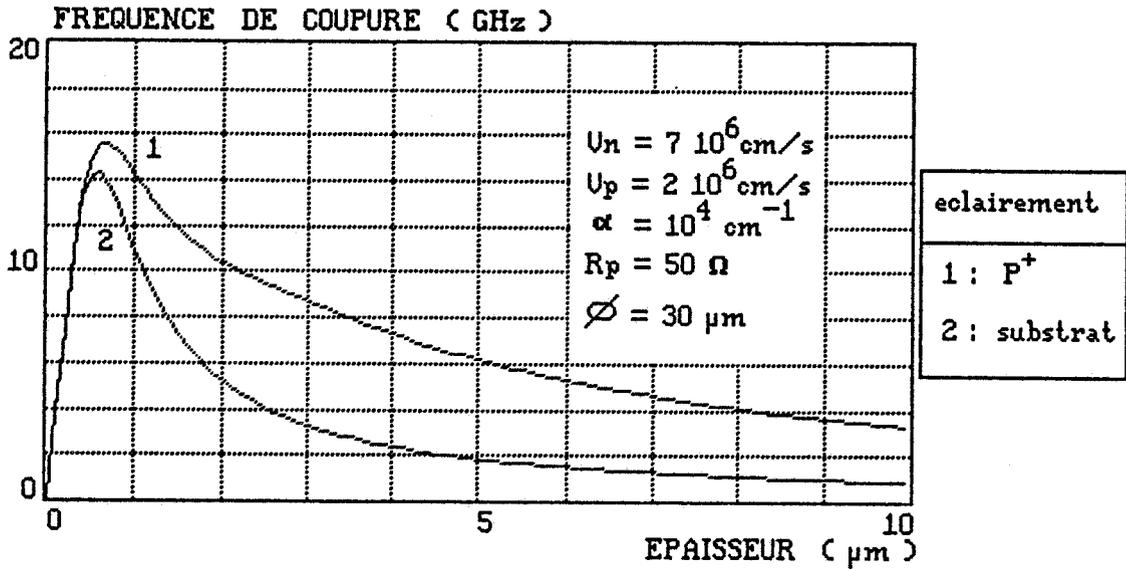


figure I24 : influence de l'éclairement par la face avant  
ou par le substrat pour une vitesse des trous  
inférieure à celle de la figure I23

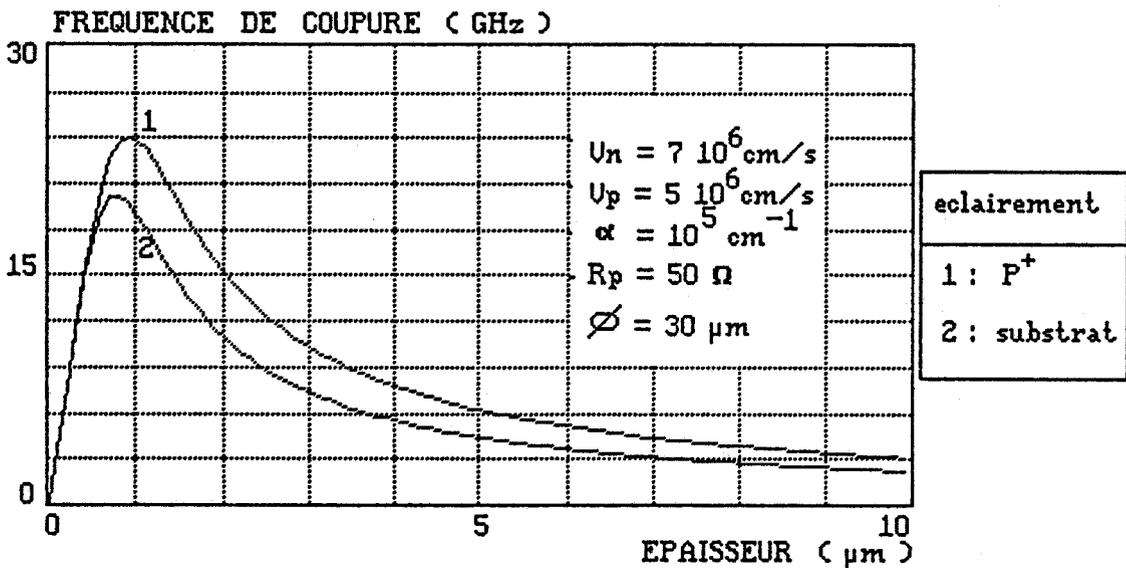


figure I25 : influence de l'éclairement par la face avant  
ou par le substrat pour un coefficient d'absorption  
supérieur à celui de la figure I23

## V CONCLUSION

Nous avons, dans cette première partie, présenté les propriétés statiques d'une photodiode PIN, le rendement quantique et le courant d'obscurité, ainsi que les propriétés dynamiques, le bruit et la fréquence de coupure.

L'intérêt du travail présenté ici réside dans l'élaboration d'un logiciel de simulation numérique sur microordinateur de table, qui, dans un temps extrêmement court, permet d'obtenir la fréquence de coupure de la photodiode PIN en fonction d'un grand nombre de paramètres. S'il est bien connu que la fréquence de coupure d'une photodiode PIN dépend de sa capacité et du temps de transit des porteurs dans la zone déserte, il apparaît, à partir de ces résultats, que d'autres paramètres tels que la vitesse des trous, le choix de la nature de la couche P<sup>+</sup> ou encore le choix de la face éclairée...peuvent intervenir assez sensiblement, si l'on recherche une utilisation du composant aux fréquences les plus élevées possibles.

Outre l'intérêt que peut présenter ce logiciel pour prévoir les performances dynamiques d'une photodiode PIN de structure méso, il peut également servir de base pour l'étude de structure plus sophistiquée pour lesquelles, par exemple, l'éclairement est effectué par l'intermédiaire d'un guide optique ; dans ce cas, on se trouve dans des conditions semblable à celle d'une photodiode éclairée par le substrat.

Pour ce qui nous concerne, nous utiliserons ce logiciel, en vue de comparer les possibilités offertes par différents photodétecteurs ; cette étude sera effectuée au chapitre IV. Dans ce contexte, l'objectif du chapitre suivant, est de présenter la photodiode à avalanche ainsi qu'un logiciel de simulation numérique, que nous avons mis au point, capable de prévoir les propriétés et les performances d'un tel composant.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [1] S.M.Sze : "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley, New York, 1969
- [2] A.Vapaille et R.Castagné : "Dispositifs et Circuits Intégrés Semiconducteurs", Dunod, 1987
- [3] H.Mathieu : "Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques" Masson, 1987
- [4] J. Muller : "Photodiodes for Optical Communication", Advances in electronics and electron physics vol 55
- [5] T.P.Pearsall : IEEE J.Quantum Elect. vol QE-16, pp 709-720, 1980
- [6] S.F.Forrest et al : IEEE Electron Device Lett.,vol 9, N°5, pp 217-219, 1988
- [7] D.A.Humphreys et al : Electron. Lett. 21, p 1187, 1985
- [8] T.P.Pearsall : "GaInAsP Alloy Semiconductors", 1982
- [9] G.E.Stillman : IEEE Trans. Electron Devices ED-30, pp 364-381, 1983
- [10] S.R.Forrest et al : Appl. Phys. Lett. 37 (3) pp 322-325, 1980
- [11] S.R.Forrest : IEEE J. Quantum Elect., vol QE-17, pp 217-225, 1981
- [12] O.K.Kim et al : IEEE J.Quantum Elect., vol QE-21, pp 138-143, 1985
- [13] P.PHILIPPE : "Etude des niveaux profonds à l'interface GaInAs/InP...", thèse 1985
- [14] V.Diadiuk et al : IEEE Electron Device Lett., vol. EDL-1, pp.177-178, 1980
- [15] G.R.Antell et al : Elect.Letters, Vol 20, N°22, pp.919,920, 1984
- [16] T.P.Lee et al : IEEE J.Quantum Elect., Vol. QE-17, pp 232-238, 1981
- [17] R.Yeats : Appl. Phys. Lett. 44 (1), pp 145-147, 1984
- [18] O.K.Kim : IEEE J. Quantum Elect.,vol QE-21, p 138, 1985
- [19] G.Ripoche : IEEE Electron Device Lett., vol EDL-6, N°12, pp 631-633, 1985
- [20] A.Yariv : "Optical Electronics", chapitre 10, 1985
- [21] B.M.Radenovic : J. Opt. Commun. 5 (1984), 3, pp 100-103
- [22] T.H.Windhorn et al : IEEE Electron Device Lett.,vol EDL-3, pp 18-20,1982
- [23] P.Hill et al : Appl. Phys. Lett.,50(18), pp 1260-1262,1987
- [24] K.Brennan, K.Hess : Phys. Review B, vol 29, pp 5581-5590, 1984

CHAPITRE II

## I INTRODUCTION

Dans une jonction PN, polarisée en inverse, un porteur libre se déplace dans la zone déserte sous l'influence du champ électrique E. Il acquiert ainsi, au cours d'un déplacement x, une énergie  $\mathcal{E}$  égale à :

$$\mathcal{E} = q \cdot |E| \cdot x$$

Pendant son transit, le porteur subit des collisions qui lui font perdre une partie de son énergie. Nous avons représenté fig II<sub>1</sub>, le parcours schématique d'un électron soumis à un champ électrique constant dans un photodiode de type PIN polarisée en inverse.

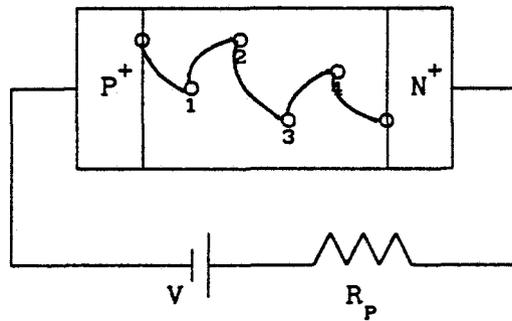


figure II<sub>1</sub>

Avant de rejoindre l'anode du composant, cet électron, dans le cas de la figure II<sub>1</sub>, subit quatre collisions qui modifient à chaque fois son vecteur vitesse et son énergie. La figure II<sub>2</sub> est une représentation schématique de l'évolution de l'énergie de cet électron en fonction de son abscisse x qui est la projection du déplacement suivant la direction du champ électrique.

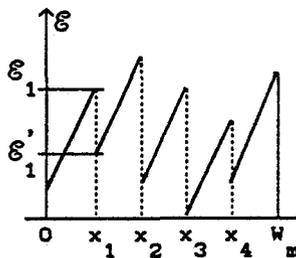


figure II<sub>2</sub>

Si l'on considère le premier choc, la variation  $\mathcal{E}'_1 - \mathcal{E}_1$  correspond à la perte d'énergie au moment de cette collision représentée figure I<sub>1</sub> et dépend de la nature de cette collision. Si l'énergie d'un porteur atteint l'énergie

d'ionisation d'un atome du réseau cristallin, il pourra, au cours d'une collision, créer une paire électron-trou. Les porteurs ainsi créés en se déplaçant dans le champ électrique pourront gagner de l'énergie et créer d'autres paires électrons-trous. Ce phénomène itératif est appelé avalanche ou ionisation par choc. Il dépend essentiellement de l'énergie acquise par les porteurs libres.

*Comment étudier ce processus ?*

La première méthode consiste à simuler et à suivre, de façon microscopique, la "vie" d'un porteur. Une telle simulation, de type Monte-Carlo, nécessite des moyens importants et des temps de calcul très longs.

La deuxième méthode consiste à étudier, de façon macroscopique, les porteurs en intégrant les équations qui régissent leur transport dans les semiconducteurs.

Nous avons choisi dans le cadre de ce travail la seconde méthode, le but étant de mettre au point une méthode de simulation numérique à la fois souple et rapide permettant d'optimiser une photodiode à avalanche à partir de ses paramètres technologiques, sur microordinateur de table.

## II PROPRIETES STATIQUES

### II a) généralités

Nous avons vu, dans l'introduction, que le phénomène d'ionisation par choc dépend essentiellement de l'énergie des porteurs libres. On introduit sur le plan macroscopique les coefficients d'ionisation qui tiennent compte de cette dépendance. Ils correspondent, pour chaque porteur, au nombre de paires électron-trou créées par unité de longueur. Exprimés en  $\text{cm}^{-1}$ , ils sont fonction du matériau utilisé et du champ électrique. On notera, dans la suite de cet exposé,  $\alpha_n$  le coefficient d'ionisation des électrons et  $\alpha_p$  celui des trous.

Les calculs développés, à ce jour, utilisant la même méthode, ont été effectués soit en considérant que les coefficients d'ionisation sont constants dans la zone d'avalanche (ce qui suppose un champ électrique constant), soit en considérant que leur rapport est une constante (hypothèse admise lorsque le champ électrique varie dans la zone d'avalanche). L'intérêt de la méthode présentée, dans le cadre de ce travail, est de tenir compte de la variation de chaque coefficient d'ionisation dans tout le matériau, en fonction du champ électrique. Elle permet de calculer la tension d'avalanche,

le coefficient de multiplication, le courant d'obscurité, le produit gain-bande et le bruit d'un composant quelconque de structure méso, à partir de ses paramètres technologiques. Nous allons, dans la suite de ce paragraphe, présenter la méthode utilisée.

La simulation est fondée sur l'intégration des équations de continuité et de l'équation de Poisson.

Considérons un composant constitué d'une couche semiconductrice d'épaisseur  $W$  dopée de type N ( $N_D, \text{cm}^{-3}$ ) ou P ( $N_A, \text{cm}^{-3}$ ) comprise entre deux couches fortement dopées (fig II3). On réalise ainsi une jonction P<sup>+</sup>N ou PN<sup>+</sup> qui est polarisée en inverse.

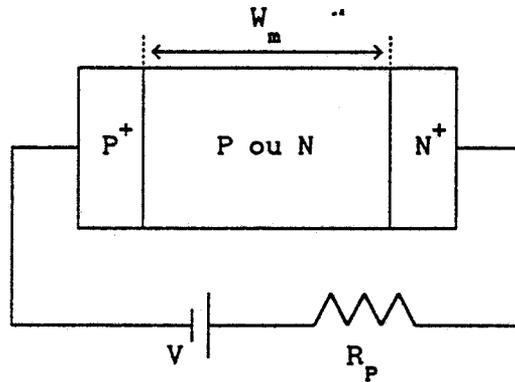


figure II3

II b) coefficient de multiplication

Comme pour la photodiode PIN, nous négligeons les phénomènes de diffusion et de recombinaison dans toute la zone déserte.

Le système d'équations à résoudre est alors le suivant [1]:

$$\text{Equations de continuité} : - \frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p + g(x) = \frac{dJ_p}{dx}$$

$$\text{Equation de conservation} : J = J_n + J_p$$

$$\text{Equation de Poisson} : \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \left[ N_d - n + p - N_a \right]$$

$g(x)$  est la génération de porteurs libres par éclairage lumineux à la longueur d'onde  $\lambda$ . Son expression est :

$$g(x) = \frac{q \cdot P_1}{h \cdot \nu} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot x]$$

On envisagera également, dans cette étude, le cas où la zone d'absorption est différente de la zone de multiplication. La génération sera alors nulle dans la zone d'avalanche et sera remplacée par une injection de trous ou d'électrons.

La résolution de l'équation de Poisson nous permet de connaître la carte de champ, donc la valeur de  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  en tout point du composant. Elle est effectuée en négligeant la contribution des porteurs libres n et p devant les dopages utilisés  $N_D$  ou  $N_A$ . En effet, sachant que  $J_n$  et  $J_p$  sont donnés par

$$J_n = n \cdot q \cdot V_n \quad \text{et} \quad J_p = p \cdot q \cdot V_p$$

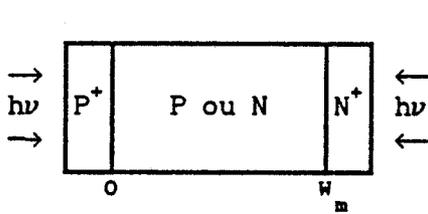
une densité de courant de  $10^4 \text{ A/cm}^2$  est nécessaire pour obtenir des densités de porteurs libres de l'ordre  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , avec une vitesse moyenne de  $5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ , soit un courant de 1 A traversant un diode de section carrée de  $100 \mu\text{m}$  de côté. Comme pour les photodiodes PIN, les applications envisagées correspondent à des régimes petits signaux justifiant ainsi l'approximation utilisée.

La résolution complète des équations est effectuée en annexe 2, dans différents cas :

- absorption d'un rayonnement lumineux
- injection d'un courant d'électrons
- injection d'un courant de trous

L'expression du courant total traversant le composant, hormis le courant d'obscurité, obtenue à partir de cette résolution, nous permet de déterminer le coefficient de multiplication que nous présentons. A chaque fois, deux relations équivalentes sont obtenues ; elles correspondent à l'intégration de l'équation relative soit au courant d'électrons, soit au courant de trous

- absorption d'un rayonnement lumineux côté P<sup>+</sup> ou N<sup>+</sup>

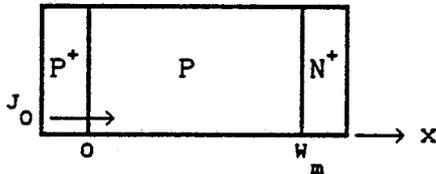


$$M = \frac{\int_0^{W_m} g(x) \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}{\int_0^{W_m} g(x) dx \cdot \left[ 1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx \right]}$$

ou encore

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

- injection d'un courant d'électrons

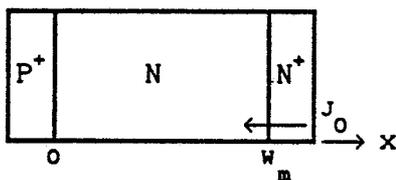


$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

ou encore

$$M_n = \frac{\exp\left(\int_0^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

- injection d'un courant de trous



$$M_p = \frac{\exp\left(\int_0^{W_m} (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

ou encore

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

Dans tous les cas, on trouve au dénominateur une expression identique. Cette expression constitue la condition d'avalanche, qui permet, en théorie, de faire tendre M vers l'infini.

C'est la condition d'avalanche donnée par:

$$\int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx = 1 \quad \text{ou} \quad \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx = 1$$

Dans la pratique, le coefficient de multiplication est limité par différents paramètres à l'origine de deux mécanisme :

- le premier correspond à une limitation du courant total, imposée par la résistance de charge du circuit de polarisation. En effet, plus le courant traversant la photodiode augmente, plus la chute de tension aux bornes de la résistance de charge augmente ; la tension et le champ électrique de la photodiode diminue alors, ce qui tend à diminuer la valeur du coefficient de multiplication. Il existe donc un équilibre, qui dépend, d'une part de la valeur de la résistance de charge, et d'autre part, de l'intensité du courant total traversant le composant. Cet équilibre correspond à un coefficient de multiplication maximum, dont l'expression est [2] :

$$M_{\max} = \left[ \frac{V_B}{n \cdot I_{\text{ph0}} \cdot R_P} \right]^{\frac{1}{2}} \quad I_{\text{ph0}} > I_0$$

$$M_{\max} = \left[ \frac{V_B}{n \cdot I_0 \cdot R_P} \right]^{\frac{1}{2}} \quad I_{\text{ph0}} < I_0$$

$V_B$  : tension de claquage par avalanche

$I_0$  : courant d'obscurité } en régime de non  
multiplication

$I_{\text{ph0}}$  : photocourant

$n$  : dépend de la nature et de la structure du matériau

- le second mécanisme correspond à un échauffement du composant, par le courant total qui le traverse : il est bien connu que les coefficients d'ionisation diminuent quand la température augmente ; or, plus l'intensité du courant est grande, plus la puissance dissipée dans le composant par effet thermique sera importante ; il en résulte alors un échauffement local du composant et une diminution du coefficient de multiplication.

Pour une puissance lumineuse et une résistance de charge données, on peut donc s'attendre à observer l'évolution schématique suivante du coefficient de multiplication, en fonction de la tension de polarisation :

- augmentation exponentielle
- limitation par la résistance de charge
- diminution par échauffement du composant

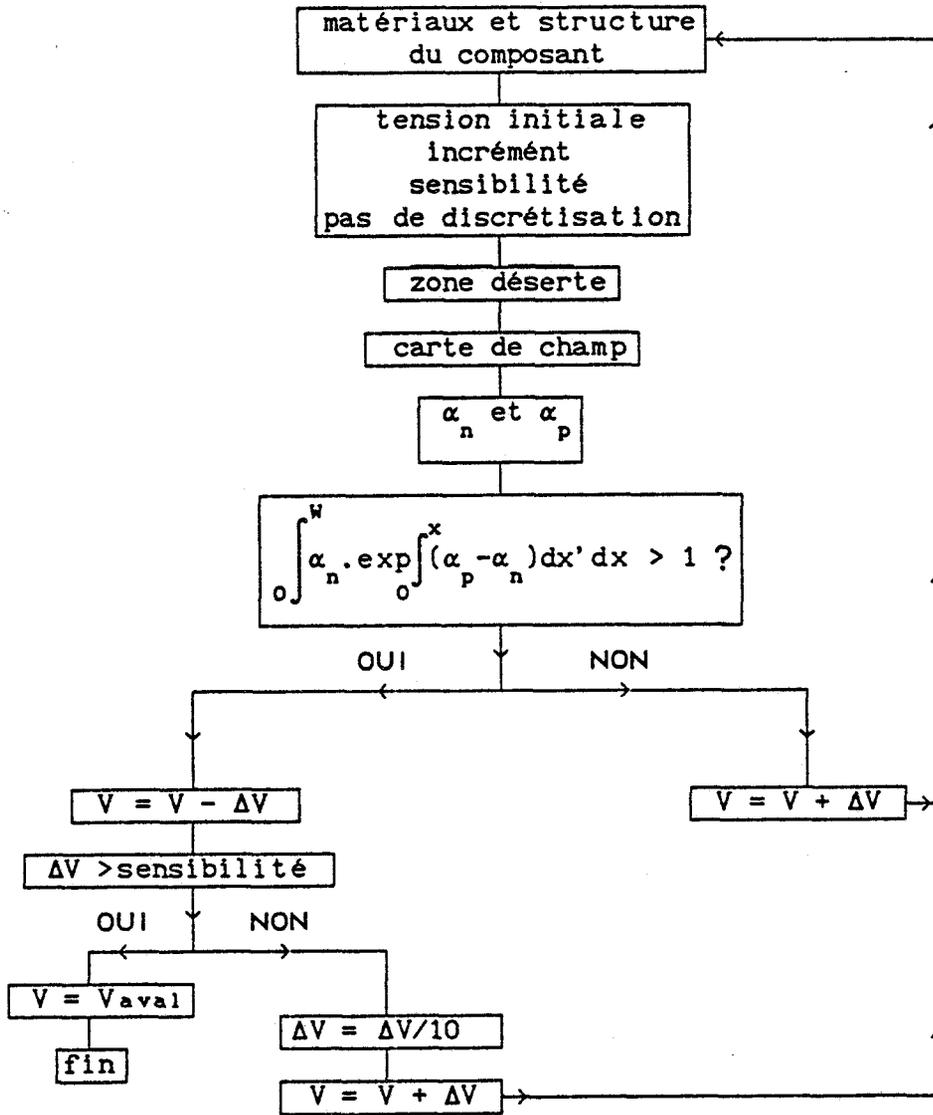
Dans la simulation que nous allons maintenant présenter, nous ne tenons pas compte de la limitation du coefficient de multiplication, ni de son éventuelle diminution.

*Quelle est alors notre démarche ?*

Nous nous plaçons dans la situation d'un opérateur qui dispose d'une alimentation, d'un multimètre et d'une photodiode à avalanche éclairée par une source lumineuse adaptée en longueur d'onde.

On augmente la tension de polarisation progressivement jusqu'à la tension de claquage, avec l'avantage de pouvoir "faire marche arrière" quand cette tension est malheureusement dépassée. Notre multimètre est symbolisé par la condition d'avalanche qui tend vers 1. Tant que cette valeur n'est pas atteinte, on incremente la tension de polarisation avec un certains pas ; dès que la valeur 1 est dépassée, on retranche le dernier incrément, on choisit un pas plus petit et on continue tant que la précision désirée sur la tension d'avalanche n'est pas atteinte.

L'organigramme du programme principal est le suivant :



On obtient alors, pour une structure donnée, la tension de claquage théorique due au phénomène d'avalanche. On peut également, en remplaçant le test sur la condition d'avalanche par un test sur le coefficient de multiplication, déterminer la tension nécessaire pour obtenir un coefficient de multiplication donné.

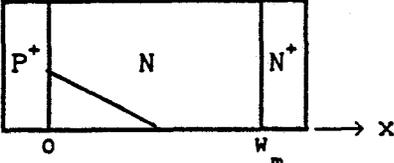
*Examinons point par point cet organigramme*

- zone déserte : on suppose, pour la déterminer, d'une part que les contributions des couches fortement dopées P<sup>+</sup> ou N<sup>+</sup> sont négligeables, d'autre part que le potentiel de built-in est négligeable devant la tension inverse. L'expression est :

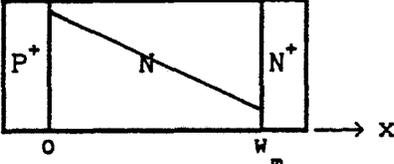
$$W_m = \left[ \frac{2 \cdot \epsilon \cdot V}{q \cdot N_D \text{ (ou } N_A)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

- carte du champ électrique : comme nous l'avons déjà remarqué,

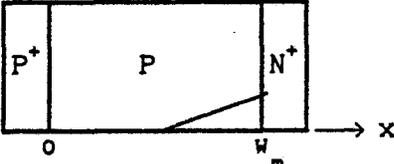
elle est obtenue par intégration de l'équation de Poisson dans laquelle l'influence des porteurs libres est négligée. On obtient :



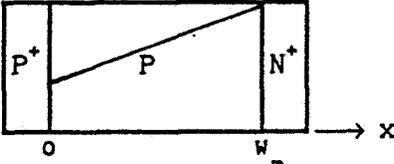
$$|E(x)| = \text{SUP} \left[ \left( \frac{2 \cdot q \cdot N_D}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot x ; 0 \right]$$



$$|E(x)| = \frac{V}{W_m} + \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot (W - 2x)$$



$$|E(x)| = \text{SUP} \left[ \left( \frac{2 \cdot q \cdot N_A}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot (x - W) ; 0 \right]$$



$$|E(x)| = \frac{V}{W_m} + \frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot (2x - W)$$

- coefficients d'ionisation : nous avons vu précédemment qu'ils dépendaient du matériau et du champ électrique. On les trouve sous la forme générale :

$$\alpha_n = a_n \cdot \exp(-b_n/E)$$

$$\alpha_p = a_p \cdot \exp(-b_p/E)$$

Il existe dans la littérature, un très grand nombre de couples de paramètres  $(a_n, b_n)$  et  $(a_p, b_p)$  pour un même matériau ; chaque couple correspond à un domaine de champ électrique bien défini. En ce qui nous concerne, nous avons choisi une relation empirique différente ; elle est déterminée à partir des courbes expérimentales et théoriques trouvées dans la littérature et s'applique pour un domaine de champ électrique étendu. Les expressions et références utilisées seront données ultérieurement, en fonction des matériaux étudiés.

- condition d'avalanche : le composant est échantillonné avec un pas constant donné par :

$$\Delta x = W / N$$

où N est le nombre d'échantillons et W l'épaisseur de la couche active. L'abscisse d'un point est relié à son indice par :

$$x = i . \Delta x$$

L'intégrale est calculée par la méthode des trapèzes :

$$\int_0^W f(x) dx = \frac{\Delta x}{2} \sum_{i=1}^{i=N} f(i.\Delta x) + f((i-1).\Delta x)$$

Remarque : on calcule tout d'abord l'intégrale  $\int (\alpha_n - \alpha_p) dx$ , puis l'intégrale complète en utilisant à chaque fois la même méthode.

### II c) courant d'obscurité

Comme dans le premier chapitre, nous supposons que le courant d'obscurité se limite à la composante volumique. Parmi les différentes contributions, il faut tenir compte pour les photodiodes à avalanche du courant dû à l'effet tunnel. Nous nous proposons de donner ici un bref rappel de ce mécanisme.

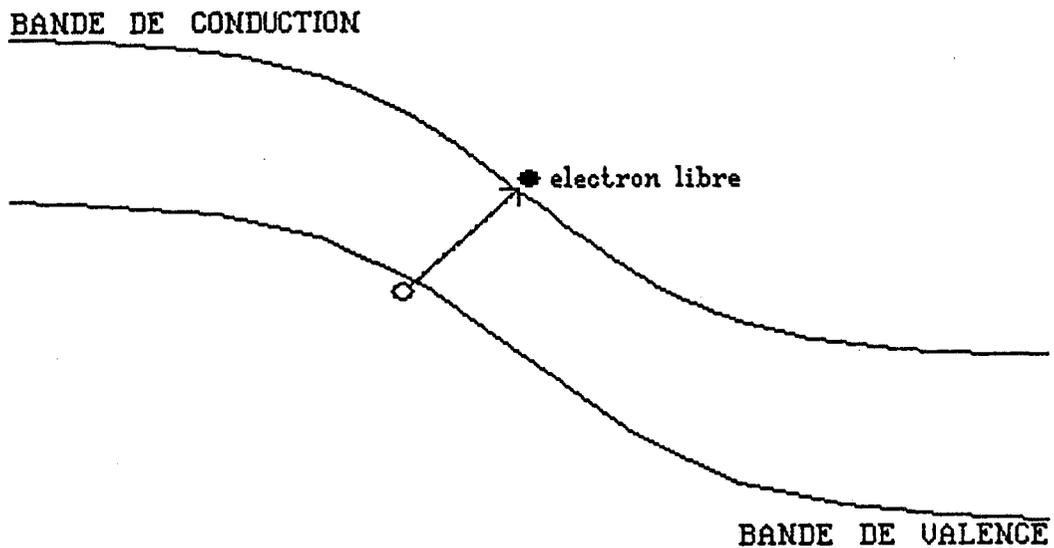


figure II4 : mécanisme de l'effet tunnel

La polarisation inverse, appliquée aux bornes du composant, entraîne une déformation des bandes d'énergie. Celle-ci favorise la transition d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction (fig II4): c'est l'effet tunnel bande à bande ; la transition peut également s'effectuer par l'intermédiaire de pièges : c'est l'effet tunnel assisté par pièges.

La densité de courant correspondant au mécanisme de l'effet tunnel bande à bande est de la forme [3],[4] :

$$J_{\text{tun}} = \left[ \frac{2m^*}{E_g} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{q^3 \cdot E_{\text{max}} \cdot V}{4\pi^2 \cdot h} \cdot \exp \left[ - \frac{\Gamma \cdot m^{*\frac{1}{2}} \cdot E_g^{\frac{3}{2}}}{q \cdot h \cdot E_{\text{max}}} \right]$$

$E_g$  : largeur de bande interdite

$m^*$  : masse réduite définie par  $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right]$

$m_e^*$  et  $m_{lh}^*$  masse effective des électrons et des trous légers

$E_{\text{max}}$  : champ maximum à la jonction

$V$  : tension de polarisation

$\Gamma$  : facteur qui dépend de la forme de la barrière

$$\Gamma = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \quad \text{barrière triangulaire}$$

$$\Gamma = \frac{4\sqrt{2}}{3} \quad \text{barrière parabolique}$$

Dans cette expression, on considère que la quasi-totalité du courant tunnel prend naissance à l'endroit où le champ électrique est maximum.

En négligeant la contribution du courant de diffusion, le courant d'obscurité traversant une photodiode à avalanche aura donc essentiellement deux composantes :

- Le courant de génération-recombinaison qui correspond à une génération de porteurs en volume , dont l'expression ,est :

$$g(x) = q \cdot n_1 / \tau_{\text{eff}}$$

- Le courant tunnel qui correspond, en tenant compte de la remarque précédente, à l'injection d'un courant d'électrons.

Chaque composante est ensuite multipliée par le processus d'avalanche pour obtenir le courant d'obscurité qui traverse la photodiode . L'expression de la densité de courant s'écrit sous la forme :

$$J_{obs} = \frac{\int_0^W \frac{q \cdot n_i}{\tau_{eff}} \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}{1 - \int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx} + J_{tun} \cdot \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

L'étude du courant d'obscurité peut s'effectuer de 2 manières :

-tout d'abord, pour un composant de structure donnée, on calcule la tension de claquage par avalanche. On détermine ensuite la densité de courant d'obscurité et le coefficient de multiplication pour une tension variant de quelques volts à la tension de claquage. La comparaison des caractéristiques courant-tension et coefficient de multiplication-tension nous permet de prévoir si la structure proposée pourra conduire à un phénomène de gain par avalanche. En effet, si le courant d'obscurité augmente brutalement par effet tunnel pour une tension inférieure à la tension d'avalanche, le phénomène de multiplication par avalanche ne pourra pas être atteint.

-ensuite, pour choisir une structure qui permettra de bénéficier du gain par avalanche, on peut également déterminer, pour différents épaisseurs et dopages, la densité de courant d'obscurité pour un coefficient de multiplication donné ou pour une tension donnée.

### III PROPRIETES DYNAMIQUES

#### III a) bruit

Si le processus d'avalanche augmente le signal recueilli, il augmente également le bruit de la manière suivante [5] :

- d'une part, le bruit associé à un électron qui crée M paires électron-trou, est multiplié par M

- d'autre part, les fluctuations du coefficient de multiplication

induisent un excès de bruit caractérisé par le facteur d'excès de bruit dont l'expression est :

$$F = \langle M^2 \rangle / \langle M \rangle^2$$

En tenant compte de ces deux contributions, la densité spectrale de bruit d'une photodiode à avalanche est donnée par l'expression bien connue [1] :

$$S(\nu) = 2q \cdot I_0 \cdot \langle M \rangle^2 \cdot F$$

où  $I_0$  est le courant moyen total, non multiplié, traversant la photodiode (courant d'obscurité et photocourant primaires) et  $\langle M \rangle$  est le coefficient de multiplication moyen que nous noterons par la suite  $M$ .

L'expression du facteur d'excès de bruit a été déterminée par Mc.Intyre [6]. L'analyse des résultats obtenus montre que le bruit est minimisé si l'on procède de la manière suivante :

- séparer la zone d'absorption et la zone de multiplication
- initialiser l'avalanche par les porteurs qui ont le coefficient d'ionisation le plus élevé.

Le porteur (électron ou trou) qui a le coefficient d'ionisation le plus élevé, est photocréé dans la zone d'absorption puis injecté dans la zone d'avalanche. Pour chacun des deux cas, l'expression du facteur d'excès de bruit est [6] :

$$\begin{array}{l} \alpha_n > \alpha_p \\ \text{injection d'électrons} \end{array} \quad F_n = M_n \left[ 1 - \left[ 1 - k_{\text{effn}} \right] \cdot \left[ \frac{M_n - 1}{M_n} \right]^2 \right]$$

$$\begin{array}{l} \alpha_n < \alpha_p \\ \text{injection de trous} \end{array} \quad F_p = M_p \left[ 1 - \left[ 1 - k_{\text{effp}} \right] \cdot \left[ \frac{M_p - 1}{M_p} \right]^2 \right]$$

$$\text{où } k_{\text{effn}} = \frac{k_2 - k_1^2}{1 - k_2} \quad \text{et } k_{\text{effp}} = \frac{k_{\text{effn}}}{k_1^2}$$

$$\text{avec } k_1 = \frac{\int_0^{W_m} \alpha_p \cdot M(x) \cdot dx}{\int_0^{W_m} \alpha_n \cdot M(x) \cdot dx} \quad \text{et } k_2 = \frac{\int_0^{W_m} \alpha_p \cdot M(x)^2 \cdot dx}{\int_0^{W_m} \alpha_n \cdot M(x)^2 \cdot dx}$$

On peut donc, à partir des expressions analytiques ci-dessus, déterminer le facteur d'excès de bruit des porteurs injectés, en fonction de la structure du composant. En effet, nous avons vu au § II(a)1) de ce chapitre, que pour un coefficient de multiplication donné, le logiciel de simulation mis au point nous permet d'obtenir la distribution des porteurs libres dans le composant. On peut alors déterminer la variation du coefficient de multiplication en fonction de l'abscisse  $x$ , puis intégrer les relations qui nous donnent  $k_1$  et  $k_2$  pour finalement obtenir la valeur de  $F_n$  ou  $F_p$ .

Deux démarches sont possibles :

- étudier les variations du facteur d'excès de bruit d'un composant de structure donnée en fonction de la tension de polarisation ou du coefficient de multiplication

- étudier les variations du facteur d'excès de bruit pour différentes structures et un coefficient de multiplication donné

### III b) fréquence de coupure, produit gain-bande

Si l'intégration des équations de continuité est relativement simple dans le cas d'une photodiode PIN, le problème posé par la photodiode à avalanche est plus complexe et plus délicat à résoudre, même si on néglige, comme pour la photodiode, les phénomènes de diffusion et de recombinaison dans la zone déserte. Dans le cas d'une structure où l'absorption et la multiplication sont séparées, structure que nous allons étudier à présent, le système à résoudre dans la zone de multiplication est [1] :

$$\frac{1}{V_n} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p$$

$$\frac{1}{V_p} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial t} = - \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p$$

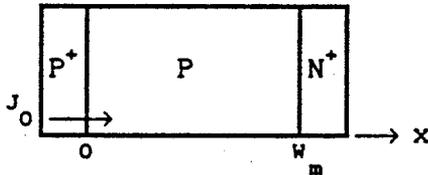
$$J = J_n + J_p + \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t}$$

$$\epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = \frac{J_p}{V_p} - \frac{J_n}{V_n}$$

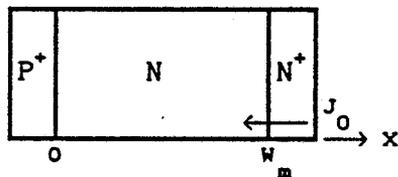
$$\int_0^{w_m} E_{sc} \cdot dx = 0$$

On remarque, que les deux équations de continuité ne sont pas indépendantes l'une de l'autre.

Une première approche (Lee et al [7] ) consiste à négliger le courant de déplacement, et à intégrer les deux équations qui sont alors découplées. Cette démarche conduit à l'équation simplifiée :



$$\frac{\partial J}{\partial t} = - \frac{J}{M_n \cdot \tau_n} + \frac{J_0}{\tau_n}$$



$$\frac{\partial J}{\partial t} = - \frac{J}{M_p \cdot \tau_p} + \frac{J_0}{\tau_p}$$

$$\text{où } \tau_n = \frac{1}{V_n + V_p} \cdot \int_0^{w_m} \exp \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' dx \quad \text{et} \quad \tau_p = \frac{1}{V_n + V_p} \cdot \int_0^{w_m} \exp \int_x^{w_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx$$

M<sub>n</sub> et M<sub>p</sub> sont les coefficients de multiplication dont les expressions ont été données au paragraphe II)1 de ce chapitre.

L'intégration des équations différentielles précédentes conduit à

l'expression du courant:

$$J = \frac{M_{n,p} \cdot J_0}{1 + j \cdot \omega \cdot M_{n,p} \cdot \tau_{n,p}}$$

où  $\omega$  est la pulsation du signal lumineux et  $j$  le nombre complexe tel que  $j^2 = -1$

La seconde approche, proposée par Kuvas et al [8], tient compte du courant de déplacement, qui est déterminé à partir de la répartition des porteurs libres en régime statique : c'est l'approximation quasi-statique. Cette hypothèse conduit à l'équation :

$$\frac{\partial J}{\partial t} + \frac{J}{M \cdot \tau_{n,p}} = \frac{J_0}{\tau_{n,p}} + \left[ 1 - K \right] \cdot \frac{\partial J}{\partial t} + \lambda \cdot K \cdot \frac{\partial E(t)}{\partial t} \cdot \left[ J - J_0 \right]$$

- où :
- $\tau_n$  et  $\tau_p$  ont les mêmes expressions que dans l'hypothèse précédente
  - $\lambda$  et  $K$  sont deux paramètres qui dépendent de la nature et de la structure du composant,
  - $E(t)$  est la variation moyenne du champ électrique total

La détermination des paramètres  $\lambda$  et  $K$  est difficile dans le cas général. Elle a été effectuée en considérant que les coefficients d'ionisation sont constants dans la zone d'avalanche ou que leur rapport est une constante [8]. Elle a été effectuée également en supposant que le paramètre  $\lambda$  est négligeable [9]. Cette dernière approximation semble pouvoir s'appliquer à la photodiode à avalanche dans la mesure où la tension appliquée au borne du composant est constante ; la variation du champ électrique moyen peut alors être supposée nulle, ce qui élimine le dernier terme de l'équation différentielle précédente, contenant le paramètre  $\lambda$ . En posant  $\tau_1 = K \cdot \tau$  et en tenant compte de la remarque précédente, on obtient une nouvelle équation différentielle:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \left( M \cdot \tau_1 \right)^{-1} \right] \cdot J = \frac{J_0}{\tau_1}$$

l'intégration nous donne l'expression du courant :

$$J = \frac{M_{n,p} \cdot J_0}{1 + j \cdot \omega \cdot M_{n,p} \cdot \tau_{1(n,p)}}$$

Elle est identique du point de vue forme à celle obtenue en négligeant le courant de déplacement. Le paramètre  $\tau$  est ici multiplié par un facteur  $K$  pour obtenir  $\tau_1$ , appelé temps intrinsèque de montée de l'avalanche. Le calcul de  $\tau_1$ , effectué en supposant  $\lambda=0$ , nous donne [9] :

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

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

$$\text{où } X_n(x) = \frac{J_n(x)}{J} \quad \text{et} \quad X_p(x) = \frac{J_p(x)}{J}$$

Comme nous l'avons remarqué, toutes les distributions sont calculées en régime statique.

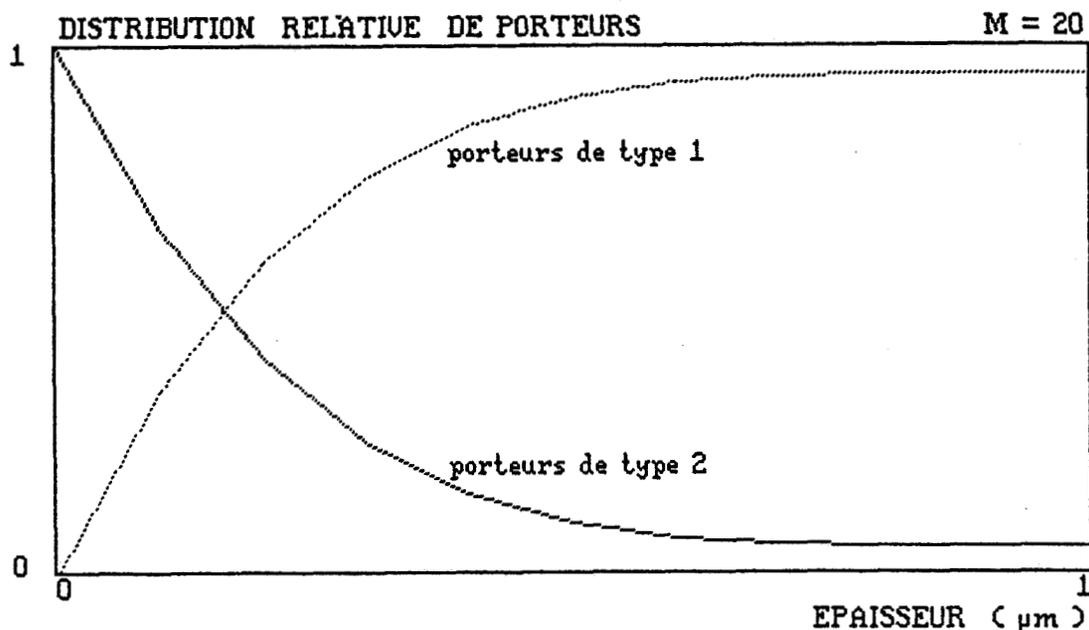


figure II<sub>5</sub> : distribution  $X_n$  et  $X_p$  pour  $M = 20$

Notons que les expressions des temps de montée sont semblables à celles déterminées avec la première approximation, mais contiennent, en plus sous le signe intégrale, les fonctions  $X_n(x)$  et  $X_p(x)$ , qui traduisent la prise en compte de la distribution des porteurs libres. La figure II5 montre que ces deux fonctions, calculées dans le cas d'une structure typique( ), sont difficilement assimilable à une constante égale à 1 pour  $x$  compris entre 0 et  $W$ . Une telle approximation pourrait donc conduire à des erreurs grossières sur l'évolution du temps de montée de l'avalanche. C'est pourquoi, nous avons choisi dans le cadre de ce travail d'utiliser la deuxième approximation.

L'expression du courant calculée précédemment s'applique uniquement à la zone de multiplication. Pour déterminer le comportement dynamique du courant total traversant le composant, il faut tenir compte des contributions suivantes :

- transit dans la zone d'absorption des porteurs photocréés,
- transit dans la zone d'absorption des porteurs issus de la multiplication,
- circuit de charge et capacité totale de la photodiode.

L'étude du comportement dynamique du photocourant est fondée, ainsi que nous l'avons démontré en annexe 1, sur l'équation générale :

$$J(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC} \cdot \frac{1}{W} \cdot \int_0^W \left[ J_n(x, \omega) + J_p(x, \omega) \right] dx$$

où  $W$  représente la longueur totale de la zone déserte.

Pour calculer  $J(\omega)$ , il est donc nécessaire de déterminer les cartes des densités de courant d'électrons et de trous, par la résolution des systèmes d'équations différentielles correspondant à chaque zone.

Pour simplifier le problème, on peut adopter une démarche identique à celle présentée en référence [10], qui consiste à séparer les porteurs photocréés et les porteurs issus de la multiplication, et à étudier séparément leur transit dans tout le composant. Cette hypothèse se traduit en régime statique par l'égalité :

$$J = J_0 + (M_0 - 1) \cdot J_0$$

En régime dynamique, elle se traduit par :

$$J(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC} \cdot \frac{1}{W} \cdot \left[ \int_0^W \left[ J_n(x, \omega) + J_p(x, \omega) \right] dx + \int_0^W \left[ J_n(x, \omega) + J_p(x, \omega) \right] dx \right]$$

photocrées
multipliés

La figure II<sub>6</sub> nous permet de faire le bilan des différentes contributions, en adoptant les conventions suivantes :

- $J_{a1}(x, \omega)$  et  $J_{a2}(x, \omega)$  : densités de courant des porteurs photocrées, où les porteurs d'indice 2 initialisent le processus d'avalanche
- $J_{m1}(x, \omega)$  et  $J_{m2}(x, \omega)$  : densités de courant des porteurs issus de la multiplication

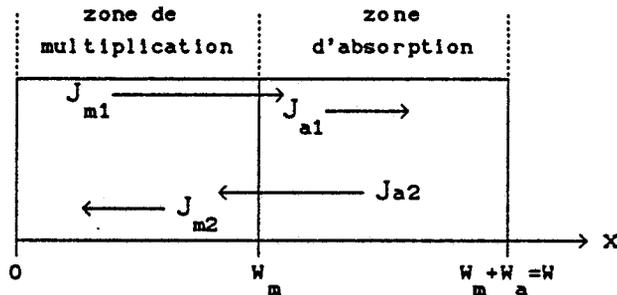


figure II<sub>6</sub> : bilan des densités de courant dans une photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées

Le calcul de l'intégrale relative aux porteurs photocrées s'effectue à partir des équations données au chapitre I, en y incluant le transit, dans la zone de multiplication, des porteurs qui initialisent l'avalanche et en négligeant la recombinaison et l'absorption :

$$0 < x < W_m \quad \frac{dJ_{a2}}{dx} - \frac{j\omega}{V_2} \cdot J_{a2} = 0$$

$$W_m < x < W \quad \frac{dJ_{a1}}{dx} + \frac{j\omega}{V_1} \cdot J_{a1} = g(x, \omega) = \frac{dJ_{a2}}{dx} - \frac{j\omega}{V_2} \cdot J_{a2}$$

avec  $g(x, \omega)$   
génération de porteurs

L'intégration de ces équations permet d'obtenir les expressions des densités de courant de porteurs photocrées dans tout le composant :

$$\underline{W_m < x < W} \quad J_{a1}(x, \omega) = \frac{K \cdot \alpha V_1}{j\omega - \alpha V_1} \cdot \left[ \exp\left[-\alpha \cdot (x - W_m)\right] - \exp\left[-\frac{j\omega}{V_1} \cdot (x - W_m)\right] \right]$$

$$J_{a2}(x, \omega) = \frac{K \cdot \alpha V_2}{j\omega + \alpha V_2} \cdot \left[ \exp\left[-\alpha \cdot (x - W_m)\right] - \exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_2} \cdot (x - W)\right] \right]$$

avec  $K = q \cdot P_1 / h \cdot \nu$

$$\underline{0 < x < W_m} \quad J_{a1}(x, W) = 0$$

$$J_{a2}(x, \omega) = \frac{K \cdot \alpha V_2}{j\omega + \alpha V_2} \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\alpha \cdot W_a - \frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right] \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_2} \cdot (x - W_m)\right]$$

L'intégrale relative aux porteurs issus de la multiplication, s'obtient en supposant que, dans la zone de multiplication, le courant  $J_{m1} + J_{m2}$  s'obtient par une expression analogue à celle donnée par la seconde approche, pour laquelle on ne tient compte que de l'injection d'un courant de porteurs primaires ; dans notre cas, le courant  $J_0$  est égal à  $J_{a2}(W_m, \omega)$ . Il vient donc :

$$0 < x < W_m \quad J_{m1}(x, \omega) + J_{m2}(x, \omega) = \frac{(M_0 - 1)}{1 + j\omega \cdot (M_0 - 1) \cdot \tau_{12}} \cdot \frac{K \cdot \alpha V_2}{j\omega + \alpha V_2} \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\alpha \cdot W_a - \frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right]$$

- pour éviter de comptabiliser deux fois le courant primaire, nous avons remplacé, comme dans le régime statique, le coefficient  $M_0$  par  $M_0 - 1$ , où  $M_0$  est le coefficient de multiplication obtenu, pour une même tension de polarisation, en régime statique

-  $\tau_{12}$  est le temps intrinsèque de montée de l'avalanche relatif au porteurs 2 ; sa détermination s'effectue à partir de la méthode présentée précédemment et permet de tenir compte du transit et de la distribution de tous les porteurs issus du processus d'avalanche dans la zone de multiplication.

$$\tau_{12} = \frac{V_1 + V_2}{V_1 \cdot V_2} \cdot \int_0^{W_m} X_1(x) \cdot X_2(x) \cdot \exp\left[\int_x^{W_m} (\alpha_1 - \alpha_2) dx\right] dx$$

Cependant, pour ne pas comptabiliser 2 fois le transit des porteurs primaires, nous avons également modifié les distributions  $X_1$  et  $X_2$  pour le calcul de  $\tau_{12}$  qui deviennent :

$$X_1 = \frac{J_{m1}(x)}{J - J_{a2}(W_m)} \quad \text{et} \quad X_2 = \frac{J_{m2}(x) - J_{a2}(W_m)}{J - J_{a2}(W_m)}$$

Le calcul des coefficients d'ionisation s'effectue néanmoins, pour la tension qui permet d'obtenir un coefficient de multiplication égal à  $M_0$ .

Il reste à prendre en compte le transit des porteurs multipliés, de type 1 dans la zone d'absorption. Ce phénomène est régi par l'équation :

$$W_m < x < W \quad \frac{dJ_{m1}}{dx} + \frac{j\omega}{V_1} \cdot J_{m1} = 0$$

en supposant que le courant  $J_{m2}$  en  $x = W_m$  est égal à 0, il vient :

$$J_{m1}(W_m, \omega) = \frac{M_0 - 1}{1 + j\omega \cdot (M_0 - 1) \cdot \tau_{i2}} \cdot \frac{K \cdot \alpha V_2}{j\omega + \alpha V_2} \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\alpha \cdot W_a - \frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right]$$

et par conséquent :

$$0 < x < W_m \quad J_{m1}(x, \omega) = \frac{M_0 - 1}{1 + j\omega \cdot (M_0 - 1) \cdot \tau_{i2}} \cdot \frac{K \cdot \alpha V_2}{j\omega + \alpha V_2} \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\alpha \cdot W_a - \frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right] \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_1} \cdot (x - W_m)\right]$$

$$J_{m2}(x, \omega) = 0$$

Le photocourant total, traversant le composant s'obtient en intégrant les différentes densités de courant sur la zone déserte  $W$  d'où :

$$J(\omega) = \frac{q \cdot P_1 / h \cdot \nu}{1 + j\omega \cdot RC} \cdot \left[ T_{a1}(\omega) + T_{a2}(\omega) + T_m(\omega) \cdot \frac{1}{1 + j\omega \cdot (M_0 - 1) \cdot \tau_{i2}} \right]$$

où  $T_{a1}(\omega)$ ,  $T_{a2}(\omega)$  et  $T_m(\omega)$  ont pour expressions :

$$T_{a1}(\omega) = \frac{V_1}{W} \cdot \left[ \frac{1}{j\omega - \alpha V_1} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] + \left[ \frac{1}{j\omega} - \frac{1}{j\omega - \alpha V_1} \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\frac{j\omega}{V_1} \cdot W_a\right] \right] \right]$$

$$T_{a2}(\omega) = \frac{V_2}{W} \cdot \left[ \frac{1}{j\omega + \alpha V_2} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] + \left[ \frac{1}{j\omega} - \frac{1}{j\omega + \alpha V_2} \right] \cdot \left[ -\exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right] + \left[ 1 - \exp\left(-\frac{j\omega}{V_2} \cdot W_m\right) \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\alpha \cdot W_a - \frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right] \right] \right]$$

$$T_m(\omega) = \frac{V_1}{W} \cdot (M_0 - 1) \cdot \left[ \frac{1}{j\omega} - \frac{1}{j\omega + \alpha V_2} \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\alpha \cdot W_a - \frac{j\omega}{V_2} \cdot W_a\right] \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left[-\frac{j\omega}{V_1} \cdot W_a\right] + \frac{j\omega \cdot W_m}{V_1} \right]$$

A notre connaissance, les seules expressions analytiques qui ont été déterminées pour l'étude du photocourant dynamique, des photodiodes à avalanche à absorption et multiplication séparées, sont celles de Campbell et al [11], qui a proposé une expression du photocourant, tout à fait semblable à celle que l'on vient de calculer. Si les expressions des coefficients  $T_{a1}$  et  $T_{a2}$  sont identiques à celles que l'on vient de déterminer, en revanche l'expression de  $T_m$  est différente dans la mesure où les auteurs ont supposé que la zone d'avalanche est infiniment mince et se situe au maximum du champ électrique. Notons que si ces deux hypothèses conduisent à des résultats semblables pour des épaisseurs de zone de multiplication relativement fines ( $< 1\mu\text{m}$ ) ou pour des coefficients de multiplication supérieurs à 10, l'hypothèse proposée par Campbell donne des résultats un peu plus pessimiste dans les autres cas, dans la mesure où le temps de transit des porteurs est comptabilisé plusieurs fois.

L'expression du courant permet de tenir compte, pour déterminer la fréquence de coupure à -3dB, d'un très grand nombre de paramètres :

- résistance de charge
- capacité de la photodiode
- épaisseur des zones d'absorption et de multiplication pour le transit des porteurs
- coefficient de multiplication
- structure de la zone d'avalanche (dopage et épaisseur) pour le temps intrinsèque de montée de l'avalanche

Pour ce qui nous concerne, nous nous proposons de limiter notre étude à l'influence des trois derniers paramètres : coefficient de multiplication, dopage et épaisseur de la zone d'avalanche, compte tenu des résultats présentés au chapitre I où les autres contributions ont été étudiées, et dont leurs influences peuvent être déduites des résultats de cette étude.

Nous adoptons deux démarches :

- La première consiste à déterminer la fréquence de coupure

d'un composant de structure donnée en fonction du choix du coefficient de multiplication

-la deuxième consiste, afin de déterminer la fréquence maximale et le produit gain-bande maximum que l'on peut obtenir avec une structure où l'absorption et la multiplication sont séparées, à étudier l'influence du dopage et de l'épaisseur de la zone de multiplication pour une même épaisseur de zone d'absorption et pour différents coefficients de multiplication.

#### IV CONCLUSION

Nous avons, dans cette seconde partie, présenté les propriétés statiques et dynamiques de la photodiode en régime d'avalanche :

- le coefficient de multiplication
- le courant d'obscurité
- le bruit
- la fréquence de coupure
- le produit gain bande

Nous avons développé, à chaque fois, un logiciel de simulation numérique, en essayant de tenir compte du plus grand nombre de paramètres physiques et technologiques

Ces outils de calculs permettent, dans un temps extrêmement court, de déterminer les performances d'une photodiode à avalanche, quelle que soit sa structure, et quel que soit le matériau utilisé, à condition, bien sur, de connaître l'évolution des coefficients d'ionisation de chaque type de porteurs, en fonction du champ électrique, pour le ou les matériaux considérés.

Dans ce contexte, l'objectif du chapitre suivant, est d'utiliser cet ensemble des logiciels de simulation numérique, pour étudier les performances offertes par la photodiode à avalanche, à absorption et multiplication séparés, sur substrat d'InP.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [1] S.M.Sze : "Physics of Semiconductor Devices", Jhon Wiley, New York, 1969
- [2] H.Melchior and W.T.Lynch : IEEE Trans.Electron.Devices, ED-13, p.829, 1966
- [3] S.R.Forrest et al : Appl.Phys.Lett. 36(7), pp 580-582, 1980
- [4] P.Philippe : "Etude des niveaux profonds à l'interface GaInAs/InP...", Thèse, 1985
- [5] R.P.Jindal : IEEE Electron Device Lett., EDL-8, N°7, pp315-317, 1987
- [6] R.J.Mc Intyre : IEEE Trans.Electron.Devices, ED-19, pp 703-712, 1972
- [7] C.A.Lee et al : J.Appl.Physics, vol 38 N°7, pp 2787-2799, 1967
- [8] R.Kuvas and C.A.Lee : J.Appl.Physics, vol 41 N°4 ,pp 1743-1755, 1970
- [9] D.R.Decker : IEEE Trans.Elect.Devices, ED-21, N°8, pp 469-479, 1974
- [10] J.C.Campbell et al : IEEE J.Quantum Elect., vol QE-é& N°11, pp 1743-1746, 1985
- [11] J.C.Campbell et al : IEEE, IEDM 87, pp 233-236

CHAPITRE III

## I INTRODUCTION

De nombreux laboratoires ont choisi de fabriquer des photodiodes à avalanche à absorption et multiplication séparées. Ce choix, en accord avec la théorie de Mc Intyre, conduit à absorber les photons incidents dans une partie du composant ; ceux-ci donnent naissance à un courant qui est injecté dans la zone de multiplication. En tenant compte du fait que les porteurs injectés sont ceux qui ont le coefficient d'ionisation le plus élevé, le choix du matériau en fonction de la longueur d'onde impose une structure bien déterminée. Nous nous proposons, dans la suite de ce chapitre, de présenter et d'optimiser une structure à absorption et multiplication séparées pour des applications aux longueurs d'onde 1.3-1.55  $\mu\text{m}$ .

Le matériau le plus fréquemment utilisé actuellement, pour l'absorption dans cette gamme, est le Ga<sub>.47</sub>In<sub>.53</sub>As épitaxié sur InP. Réaliser une photodiode à avalanche performante qui n'utilise que le GaInAs pour l'absorption et la multiplication est relativement difficile à cause de la faible largeur de la bande interdite (0.75 eV) ; le mécanisme d'avalanche, qui nécessite des champs électriques élevés, est incompatible avec le courant tunnel qu'ils engendrent. Une solution consiste à utiliser des épaisseurs importantes de GaInAs (plusieurs microns) [1] ; malheureusement, si elle permet la réalisation de photodiodes à avalanche en GaInAs, elle conduit à des performances limitées en régime dynamique, et en particulier, à un temps de montée de l'avalanche trop long pour une utilisation du composant à des fréquences supérieures à quelques centaines de mégahertz. Une autre solution consiste à réaliser la zone d'avalanche en InP, dont la largeur de bande interdite est plus grande (1.35 eV) et de conserver le GaInAs uniquement pour l'absorption.

## II PROPRIETES STATIQUES

### II a) coefficients d'ionisation

Il nous faut, tout d'abord, obtenir l'expression des coefficients d'ionisations  $\alpha_n(E)$  et  $\alpha_p(E)$  des électrons et des trous dans l'InP. Comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, un grand nombre d'expressions ont été proposées mais qui s'appliquent à des domaines de champs électriques bien délimités. En ce qui nous concerne, nous avons, à partir de mesures expérimentales de coefficients de multiplication [2] et de valeurs obtenues par simulation Monté-Carlo [3] déterminé une expression empirique de la forme

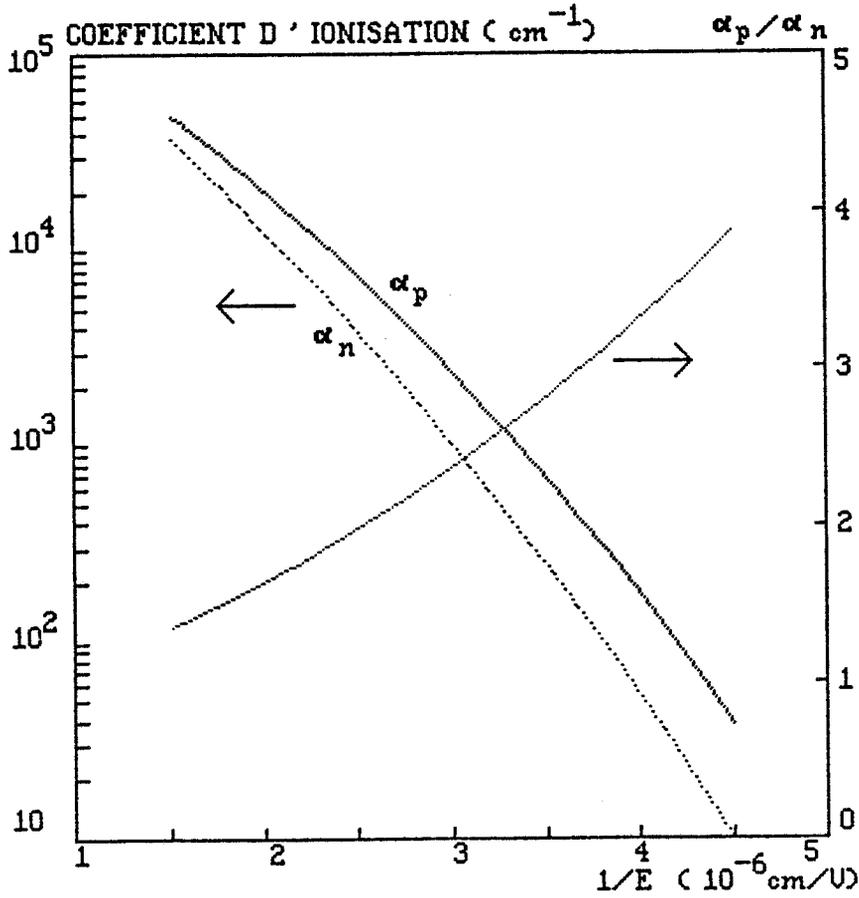


figure III1 : coefficients d'ionisation des électrons et des trous dans l'InP, calculés à partir de l'expression du paragraphe II a)

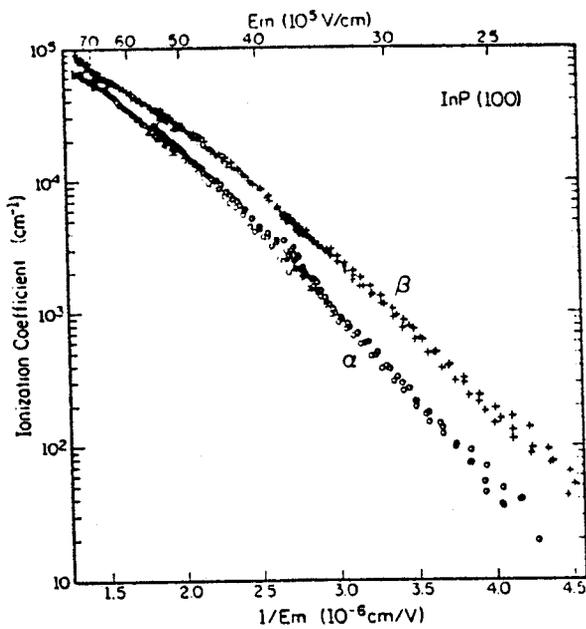


figure III2: coefficients d'ionisation déterminés expérimentalement [2]

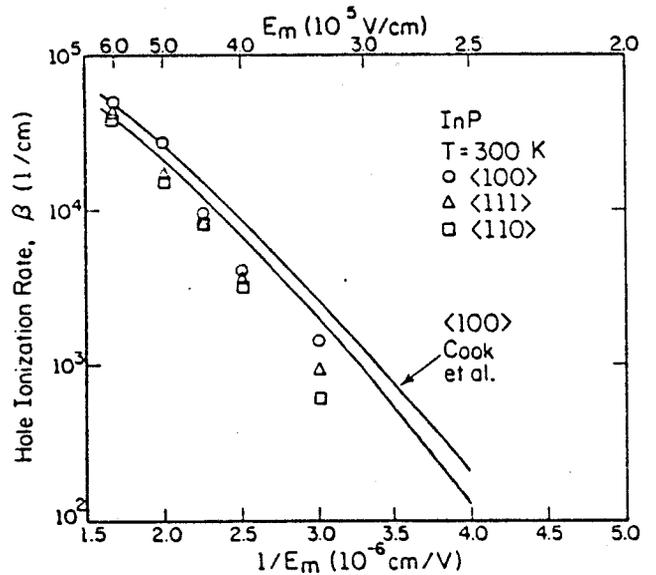


figure III3: coefficient d'ionisation des trous déterminé par simulation Monté-Carlo [3]

$$\alpha_{n,p}(E) = \frac{A_{n,p} \cdot E^2 + B_{n,p} \cdot E + C_{n,p} + D_{n,p}}{E + F_{n,p}}$$

où  $A_{n,p}$ ,  $B_{n,p}$ ,  $C_{n,p}$ ,  $D_{n,p}$  et  $F_{n,p}$  sont des constantes calculées pour chaque type de porteurs ; E est le module du champ électrique.

Dans le cas de l'InP, les coefficients obtenus pour les électrons et pour les trous sont :

	A	B	C	D	F
électrons	-0.0991	-0.6021	5.7773	-1.0287	12.5156
trous	-0.1062	-0.3932	5.3370	3.9186	18.3620

où E et  $\alpha_n, \alpha_p$  sont exprimés en V/cm et  $\text{cm}^{-1}$

La comparaison montre que les valeurs calculées (figure III1) par ces deux expressions sont en bon accord avec les mesures expérimentales (figure III2) d'une part et les valeurs obtenues par simulation Monté-Carlo (figure III3) d'autre part.

### II b) structure

On peut remarquer sur les figures précédentes, que le coefficient d'ionisation des trous  $\alpha_p$  est supérieur à celui des électrons  $\alpha_n$ . Il est donc préférable, pour minimiser le bruit du composant, de choisir une structure dans laquelle un courant de trous photocréés dans la couche de GaInAs est injecté dans la couche d'InP.

Nous nous proposons d'étudier, dans un premier temps, la structure simplifiée représentée figure III4 :

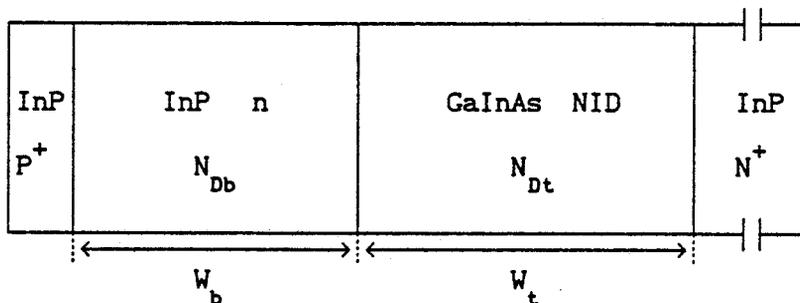


figure III4 : structure d'une photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées (SAM-APD)

Notons que l'InP est en général dopé de type n ; en revanche, le GaInAs est non intentionnellement dopé. Cependant, les dopages résiduels obtenus pour ce matériau ( quelques  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup> de type n) nous ont incités à tenir compte de la concentration en impuretés résiduelles N<sub>dt</sub>, pour le calcul du champ électrique, de la zone déserte et de l'épaisseur maximale de GaInAs utilisable.

*Quelles sont les limites des paramètres  $N_{Db}$ ,  $W_b$ ,  $N_{Dt}$  et  $W_t$  ?*

Les premiers résultats concernant cette structure sont :

- la tension au borne de la couche d'InP
- les champs électriques aux interfaces InP P<sup>+</sup>/InP n et InP n/GaInAs

ils sont calculés pour des épaisseurs de couche d'InP de 0.1 à 10 μm<sup>1</sup> et des dopages de  $10^{15}$  à  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, à partir de la condition d'avalanche :

$$\int_0^W \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx = 1$$

Le pas utilisé, pour discrétiser la couche d'InP, est choisi égal à 100 Å, la sensibilité imposées à la tension, 1 mV. Les résultats, présentés figure III5, figure III6 et figure III7, nous permettent de faire, sous forme de brefs rappels, les constatations suivantes :

- la tension d'avalanche augmente avec l'épaisseur de la couche d'InP et diminue avec son dopage
- le champ électrique, à l'interface InP P<sup>+</sup>/ InP n, diminue avec l'épaisseur de la couche d'InP et augmente avec son dopage
- le champ électrique, à l'interface InP n / GaInAs, diminue avec l'épaisseur et le dopage de la couche d'InP

*Pour les valeurs les plus petites, en toute rigueur il faut tenir compte des phénomènes d'espace noir, qui limitent l'apparition des mécanismes d'avalanche. Ces valeurs ont cependant été retenues pour des considérations numériques.*

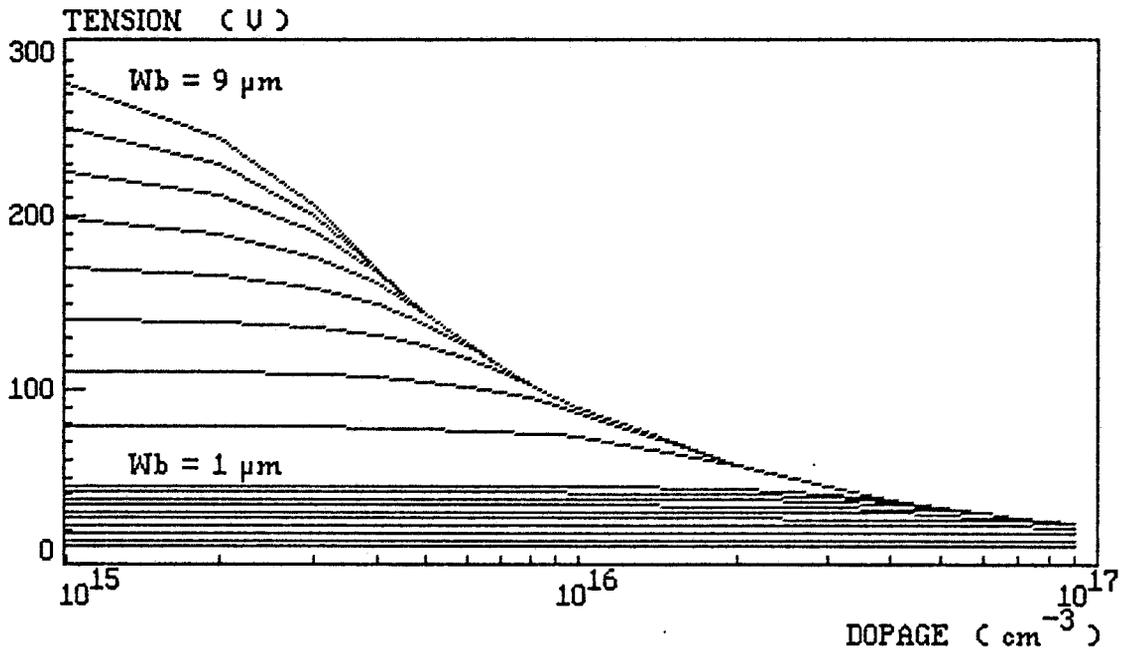
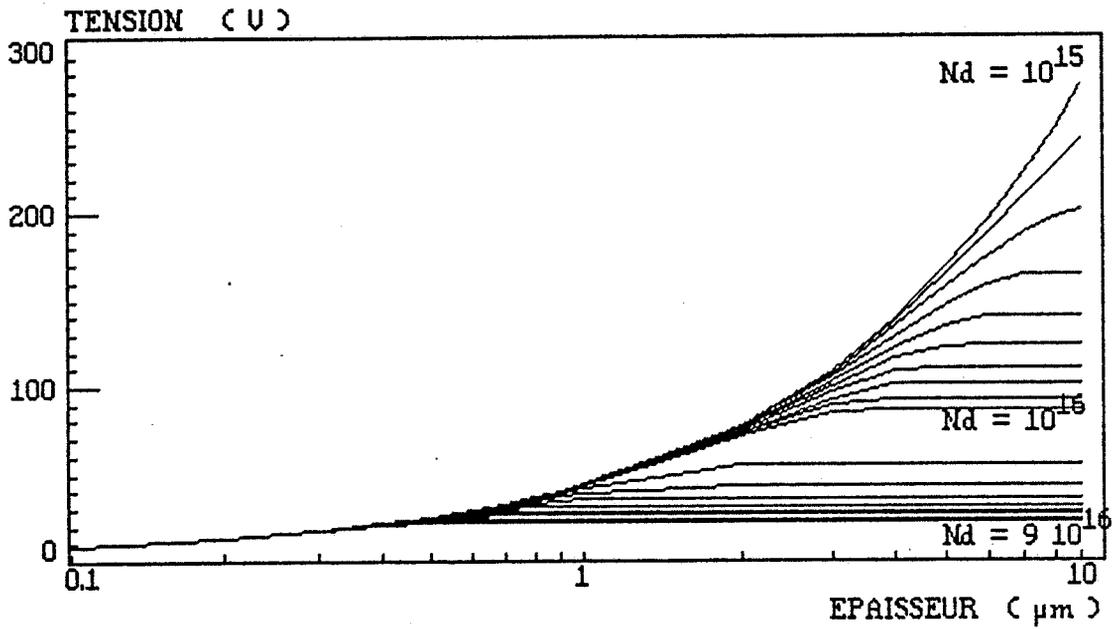


figure III<sub>5</sub> : variation de la tension d'avalanche  
aux bornes de la couche d'InP n , en fonction de  
l'épaisseur et du dopage de cette couche

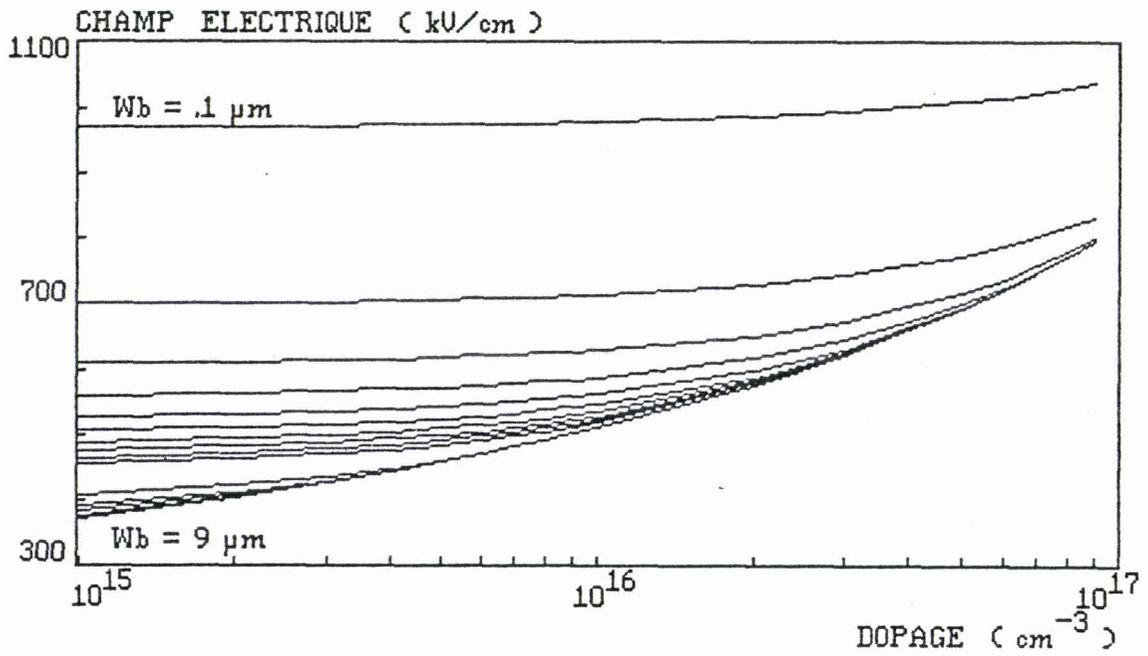
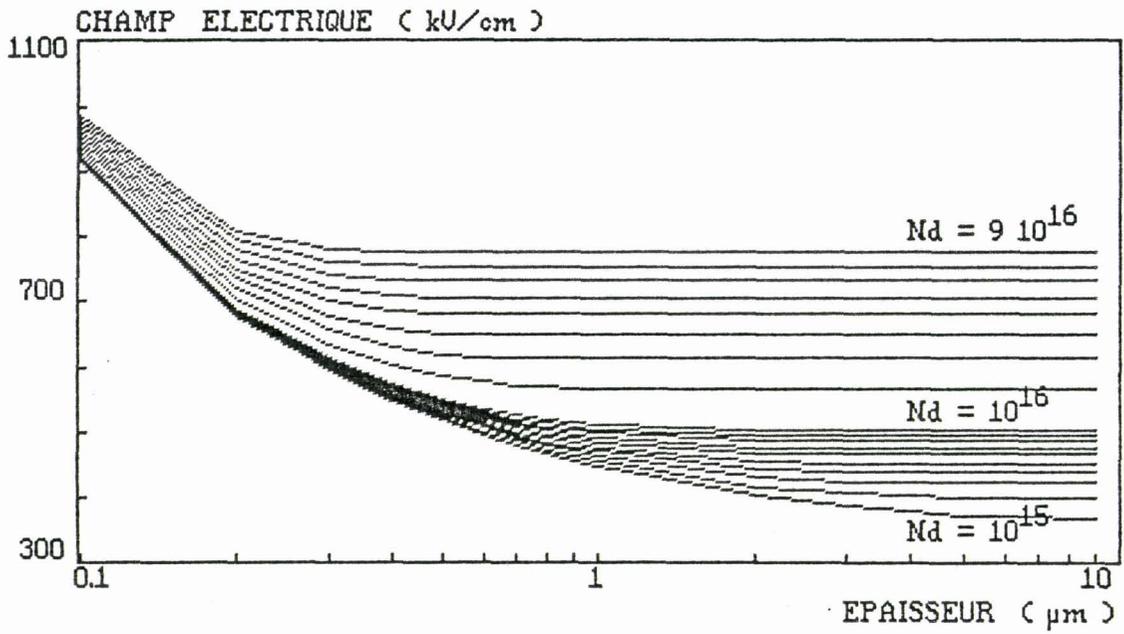


figure III<sub>6</sub> : variation du champ électrique  
à l'interface InP n<sup>+</sup>/InP n , en fonction  
de l'épaisseur et du dopage de la couche d'InP n

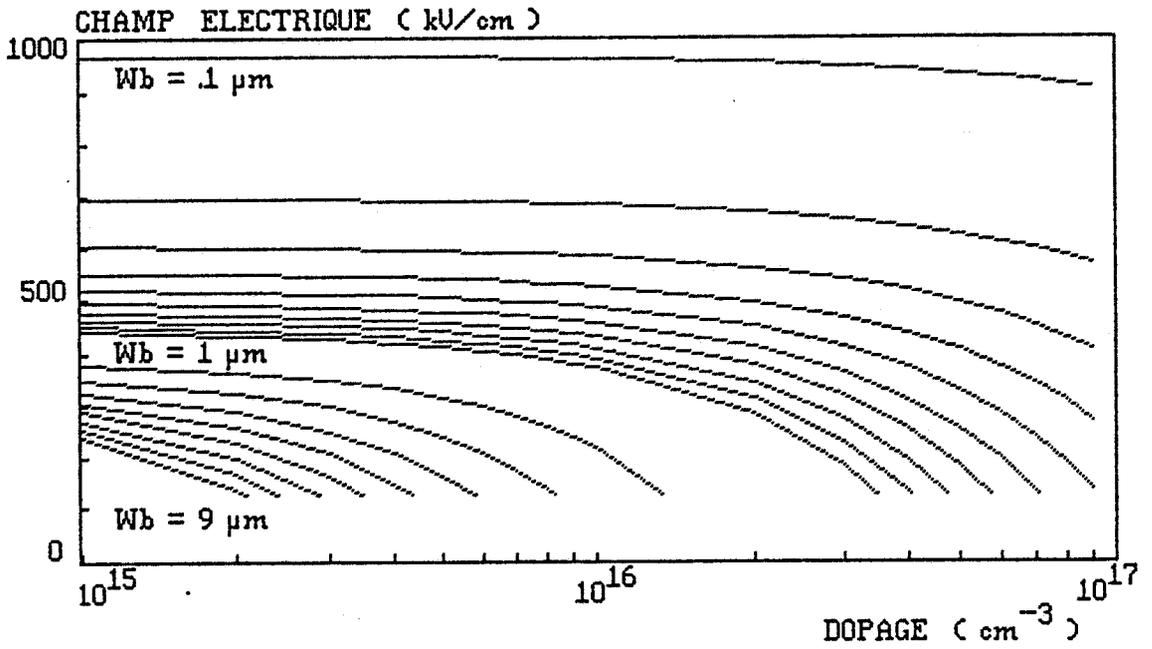
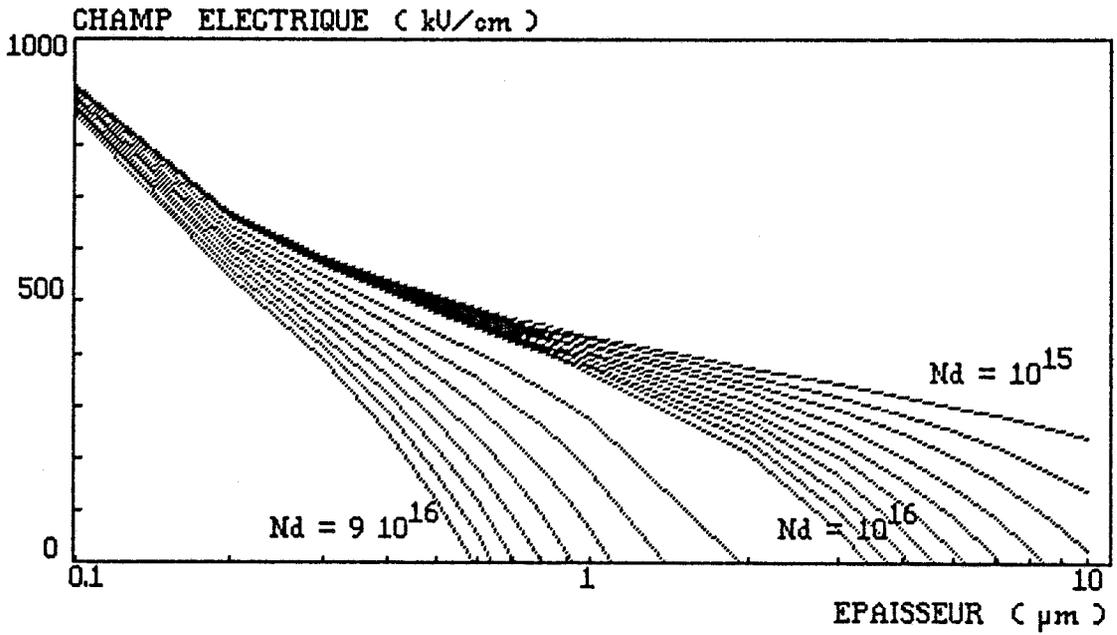


figure III7 : variation du champ électrique  
à l'interface InP n/GaInAs, en fonction  
de l'épaisseur et du dopage de la couche d'InP n

Ces résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

	$W_b$	$N_{Db}$
$V_{ava}$	↗	↘
$E_{InP P^+} / InP n$	↘	↗
$E_{InP n} / GaInAs$	↘	↘

On peut, à partir de ces résultats, déterminer les limites qui existent pour le choix des paramètres  $N_{Db}$ ,  $W_b$ ,  $N_{Dt}$  et  $W_t$ . Considérons, pour cela la carte de champ du composant (fig III<sub>8</sub>) :

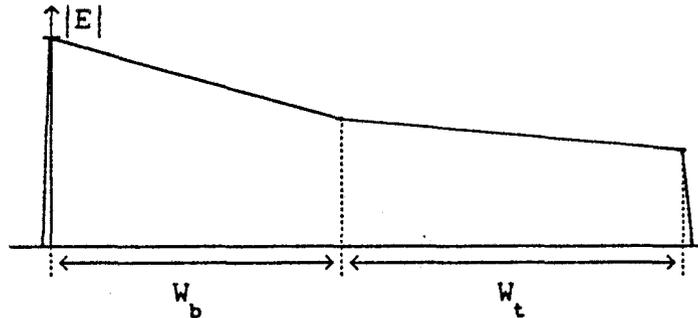


figure III<sub>8</sub> : carte de champ de la structure SAM-APD

Ces limites nous sont imposées par les deux constatations suivantes :

- sur le plan statique, le mécanisme d'avalanche doit se produire avant toute éventuelle augmentation du courant d'obscurité par effet tunnel
- sur le plan dynamique, les trous photocréés dans le GaInAs, doivent, dans la mesure du possible, se déplacer en régime de vitesse saturée dans cette partie du composant

Le courant d'obscurité nous impose la limite supérieure des champs électriques compatibles avec l'avalanche, tandis que la vitesse des trous nous impose la limite inférieure des champs électriques compatibles avec une utilisation du composant en hautes fréquences.

*Examinons ces deux points*

Nous avons vu au paragraphe précédent, que le courant d'obscurité a principalement deux composantes. Dans la structure que nous étudions, il faut tenir compte, en plus, du GaInAs, qui contribue au courant d'obscurité par sa composante de génération-recombinaison, et par sa composante due à l'effet tunnel. Si la première composante est indépendante du champ électrique, la seconde, en revanche, en dépend fortement. Les densités de courant correspondantes, obtenues pour l'InP et le GaInAs, sont représentées figure III<sub>9</sub> et III<sub>10</sub>. Elles sont calculées en utilisant l'expression donnée au paragraphe précédent, avec les paramètres physiques donnés dans le tableau suivant et pour trois valeurs du coefficient  $\Gamma$ , qui dépend de la forme de la barrière de potentiel.

	$\epsilon_r$	$E_g$ (eV)	$\frac{m_e}{m_0}$	$\frac{m_{lh}}{m_0}$	W ( $\mu\text{m}$ )	N <sub>D</sub> ( $\text{cm}^{-3}$ )
GaInAs	13.4	0.75	.044	.049	3	$5 \cdot 10^{15}$
InP	12.4	1.35	.080	.089	1	$10^{16}$

la limite de la densité de courant dû à l'effet tunnel est choisie égale à la densité de courant de génération-recombinaison. Pour la structure étudiée, la contribution de l'InP est, sur ce dernier point, négligeable devant celle du GaInAs, de part la différence importante qui existe entre les concentrations intrinsèques des deux matériaux :  $n_i = 1.2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  (InP) ;  $n_i = 5.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (GaInAs). En limitant donc, le courant de génération à la contribution du ternaire, on obtient typiquement une densité de courant de  $5 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$  pour une épaisseur désertée de  $3 \mu\text{m}$  et une durée de vie de  $1 \mu\text{s}$  ; le choix de la valeur de la durée de vie, résulte d'études effectuées sur des photodiodes PIN à base de matériaux GaInAs/InP [4].

En choisissant  $10^{-4} \text{ A/cm}^2$ , la limite admise pour la densité de courant tunnel et en se plaçant dans le cas le plus défavorable ( $\Gamma = 1.11$ ), les valeurs maximales du champ électrique sont :

- à l'interface InP P<sup>+</sup>/InP n : 600 kV/cm
- à l'interface InP n/GaInAs : 190 kV/cm

Notons cependant, qu'en prenant  $\Gamma = 1.44$ , les limites sont portées respectivement à 800 et 250 kV/cm. Cette amélioration notable, peut sans doute être obtenue, en réalisant des matériaux de très bonne qualité cristallographique, exempts de défauts et d'impuretés. C'est actuellement le

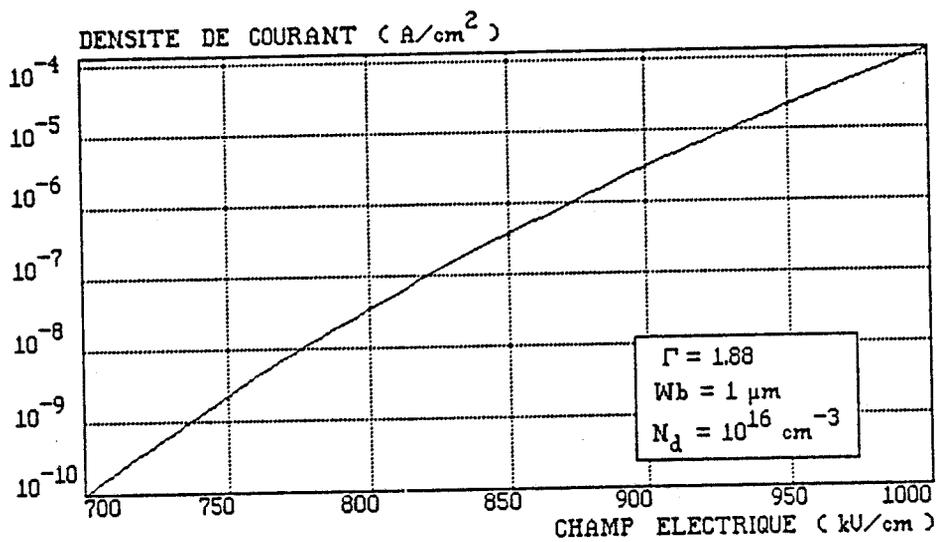
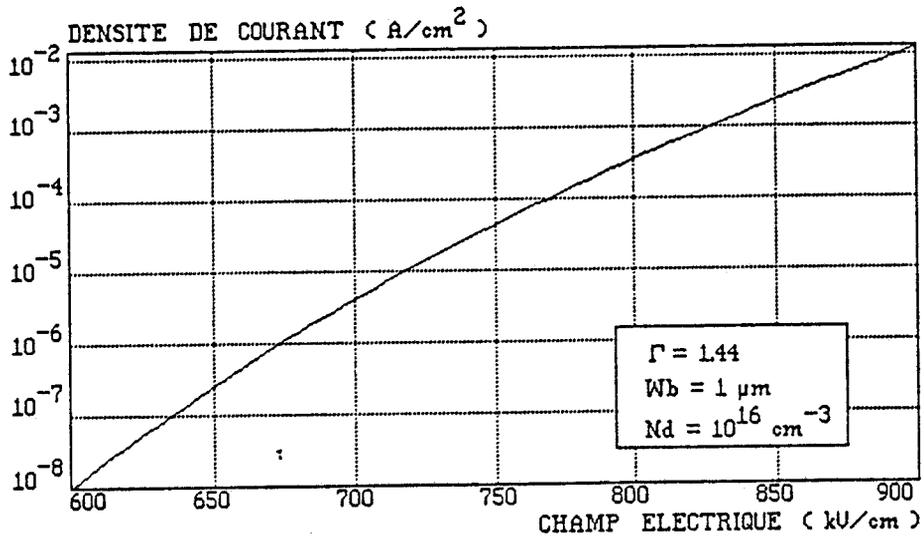
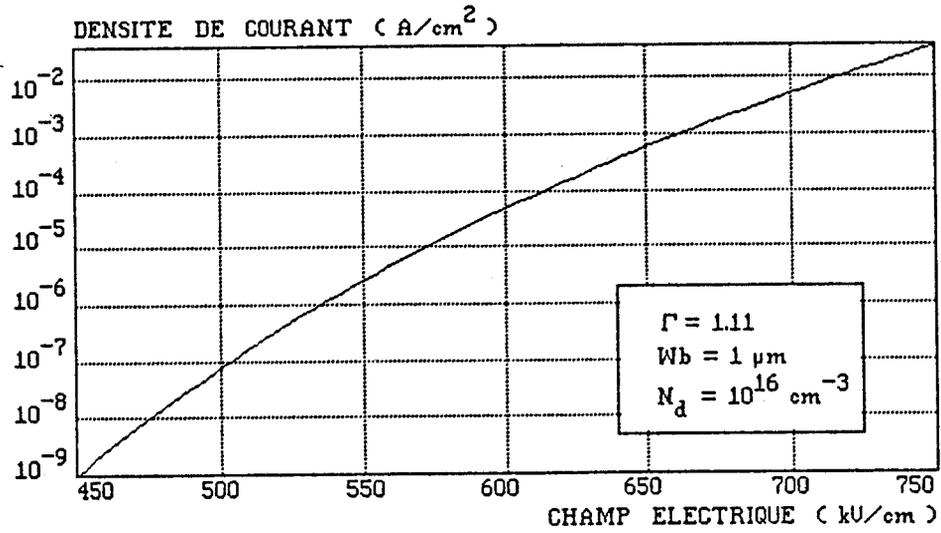


figure III<sub>9</sub> : densité du courant tunnel dans l'InP pour différents coefficients  $\Gamma$  : 1.11 , 1.44 et 1.88

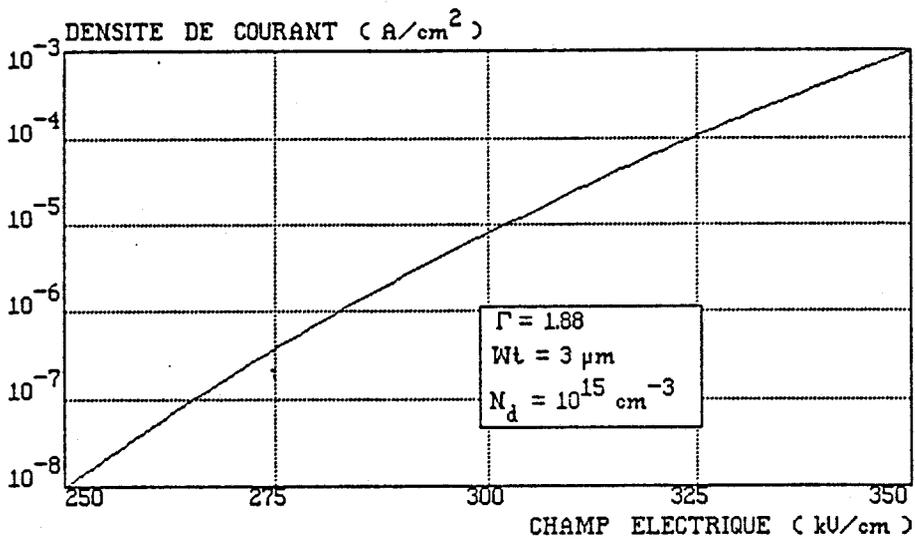
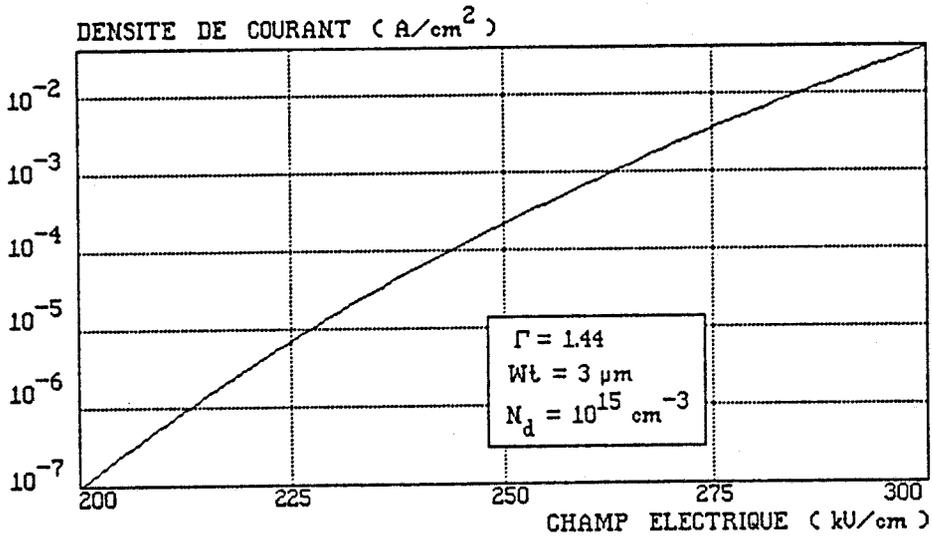
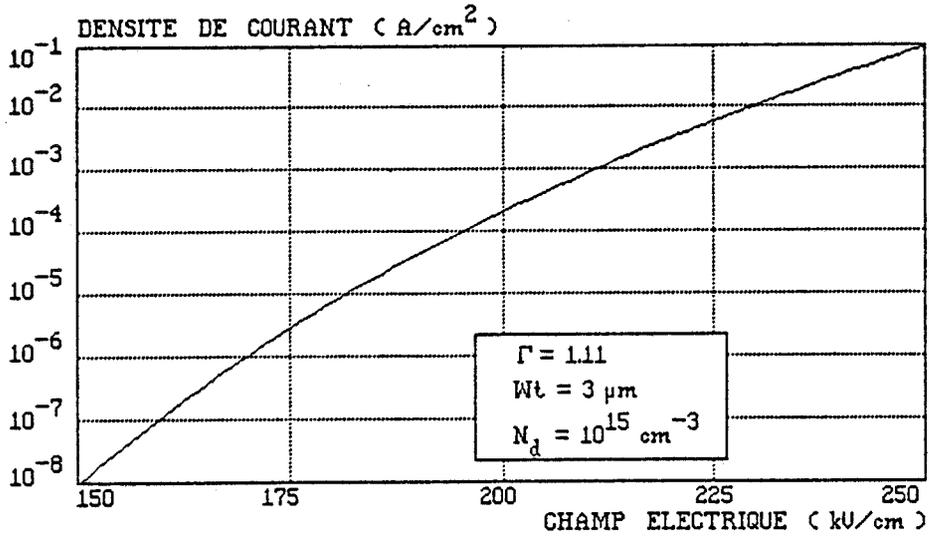


figure III<sub>10</sub> : densité du courant tunnel dans le GaInAs pour différents coefficients  $\Gamma$  : 1.11 , 1.44 et 1.88

cas pour l'InP, pour lequel les dopages résiduels atteignent  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  ; en revanche, cette amélioration semble, pour le moment, plus difficile pour le GaInAs, pour lequel les dopages résiduels actuellement atteints, sont voisins ou supérieurs à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Compte tenu de cette remarque, nous avons choisi dans la suite de ce travail, des valeurs différentes de  $\Gamma$  pour chacun des deux matériaux : 1.11 pour le GaInAs et 1.44 pour l'InP, soient des champs limites respectivement de 800 et 190 kV/cm.

Il existe également, pour la structure étudiée, une limite inférieure pour le champ électrique à l'interface InP n/GaInAs. Il est en effet souhaitable que la couche de GaInAs soit entièrement désertée, mais aussi que le champ électrique à l'interface GaInAs/InP  $N^+$  permette, aux trous photocréés, de se déplacer en régime de vitesse saturée dans la zone d'absorption, pour gagner, le plus rapidement, la zone d'avalanche. Compte tenu de la variation de la vitesse des trous avec le champ électrique dans le GaInAs, présentée figure I12, la valeur du champ électrique, à l'interface GaInAs/InP  $N^+$  doit être typiquement égale à 100 kV/cm. En ajoutant à cette valeur la chute de champ électrique dans le GaInAs, on obtient la limite inférieure du champ électrique à l'interface InP n/GaInAs :

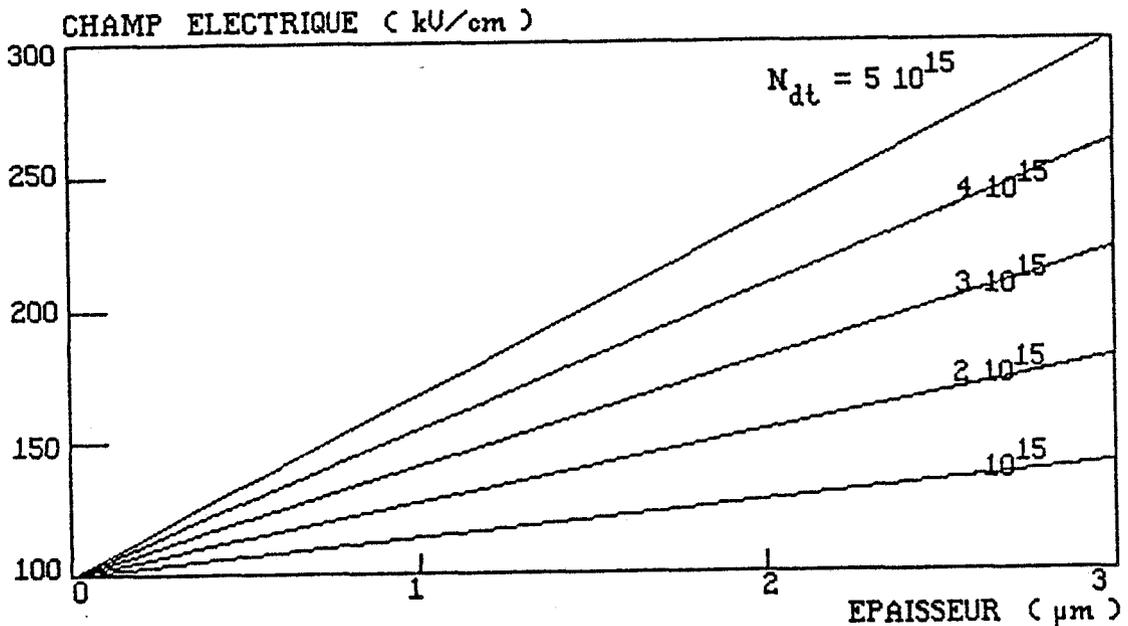


figure III11 : champ électrique à l'interface InP n/GaInAs  
pour que  $E_{\text{GaInAs/InP } n^+} = 100 \text{ kV/cm}$

$$E = 10^5 + \frac{q \cdot N_{Dt}}{\epsilon_t} \cdot W_t \quad \text{où } E \text{ est exprimé en V/cm}$$

soit 125 kV/cm pour une épaisseur de GaInAs de 2 μm compatible avec un bon rendement quantique, et un dopage résiduel de 10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup> ; ou encore 175 kV/cm lorsque le dopage résiduel augmente à 3 10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup> (figure III11). Compte tenu de la limite inférieure (190 kV/cm) que nous avons fixée, le niveau de dopage résiduel apparaît comme un paramètre non négligeable pour le choix de l'épaisseur de GaInAs.

### II c) choix des paramètres technologiques

Les limites technologiques concernant le dopage et l'épaisseur de la couche d'InP, qui permettent de bénéficier du mécanisme de multiplication, sont calculés à l'aide de la méthode de simulation présentée au paragraphe II du chapitre II. La figure III12 représente la variation du dopage en fonction de l'épaisseur d'InP, pour des champs électriques de 125 et 190 kV/cm, qui sont les limites que nous nous sommes données à l'interface InP n/GaInAs. Le résultat présenté est important : il signifie que les paramètres technologiques doivent être choisis à l'intérieur des deux courbes limites

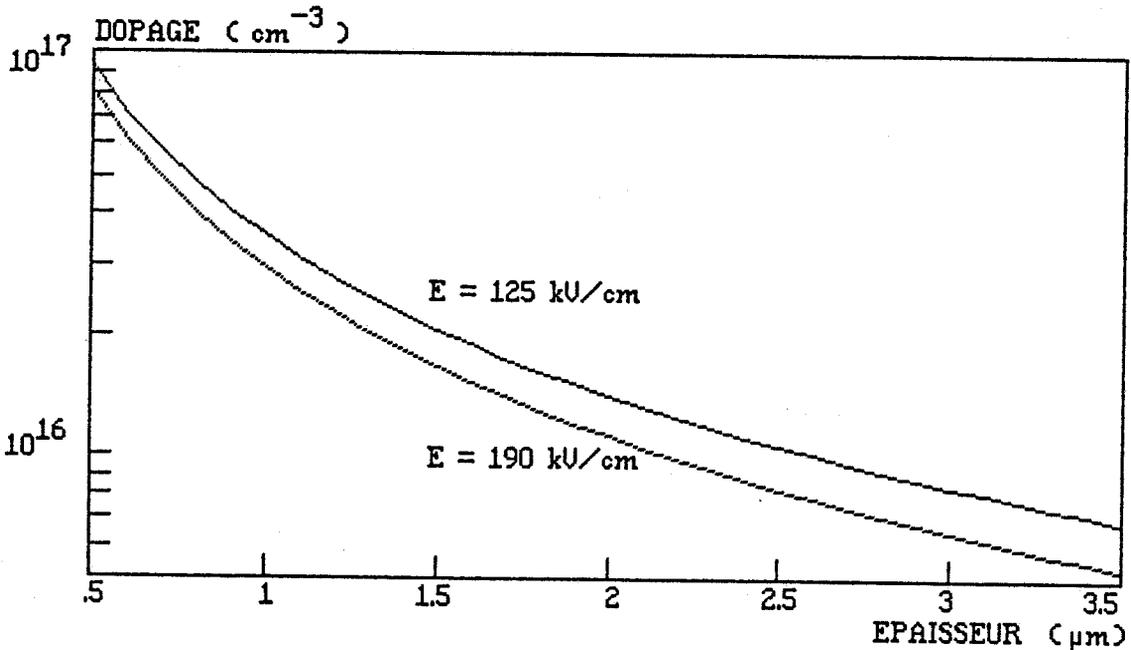


figure III12 : paramètres technologiques (dopage épaisseur)  
qui permettent de bénéficier de l'avalanche  
en limitant le courant tunnel à 10<sup>-4</sup> A/cm<sup>2</sup>

obtenues. Le calcul a été effectué de la manière suivante : pour une épaisseur donnée d'InP, nous avons augmenté progressivement son dopage en calculant à chaque fois le champ électrique correspondant à la tension de claquage obtenue en appliquant la condition d'avalanche. Cette façon de procéder est relativement simple dans la mesure où le champ électrique à l'interface InP n/GaInAs est une fonction décroissante du dopage. On détermine ainsi, pour chaque épaisseur, le dopage correspondant aux deux limites en champ électrique.

*Quelles sont les tolérances de dopage ou d'épaisseur admissibles ?*

Pour une épaisseur donnée, la variation relative du dopage qui permet un bon fonctionnement du composant est comprise entre 7 et 13 %.

De même, pour un dopage donné, la variation relative tolérable de l'épaisseur d'InP est comprise entre 10 et 25 %. Plus précisément cette tolérance correspond à une précision d'une centaine d'Angstroms pour un dopage de  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur totale de  $0.7 \mu\text{m}$ , ou encore à une précision de  $\pm 0.3 \mu\text{m}$  pour un dopage de  $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur totale de  $3 \mu\text{m}$ .

Nous présentons figures III13 et III14 cinq structures différentes dans le choix des paramètres, qui illustrent bien le problème donné. Les caractéristiques ont été calculées pour une épaisseur de GaInAs de  $2 \mu\text{m}$ , la tension qui figure en abscisse étant celle qui est appliquée au composant.

- Dans le premier cas (fig III13 a) ), on bénéficie du phénomène d'avalanche.

- Dans le second cas, obtenu pour une variation de dopage (figure III13 b) ), ou pour une variation d'épaisseur (figure III14 b) ), le coefficient de multiplication est limité à quelques unités par l'apparition brutale du courant tunnel.

- Dans le troisième cas, les variations de dopage (figure III13 c) ) ou d'épaisseur (figure III14 c) ) sont telles qu'aucune multiplication n'est possible à cause de l'apparition du courant tunnel bien avant le mécanisme d'avalanche.

Il est donc important de maîtriser le dopage et l'épaisseur des matériaux déposés de façon homogène, contrôle d'autant plus rigoureux que l'épaisseur d'InP est faible.

A titre d'information, nous présentons figures III15 et III16, la tension de claquage aux bornes de la couche d'InP n et le champ électrique à

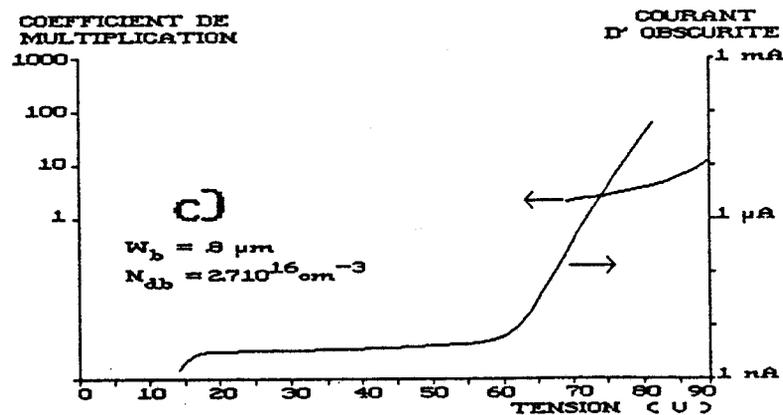
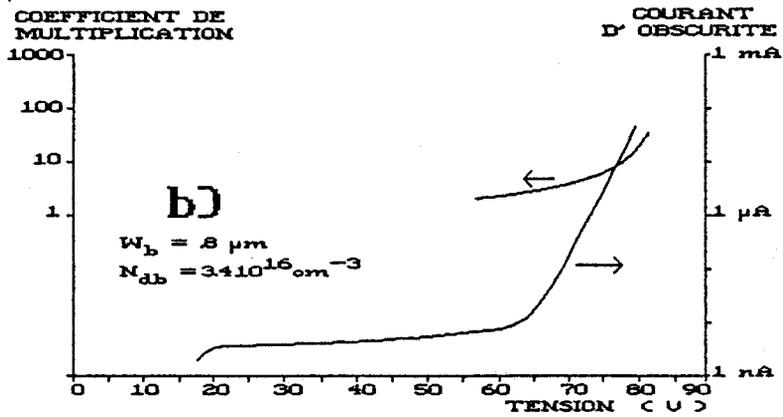
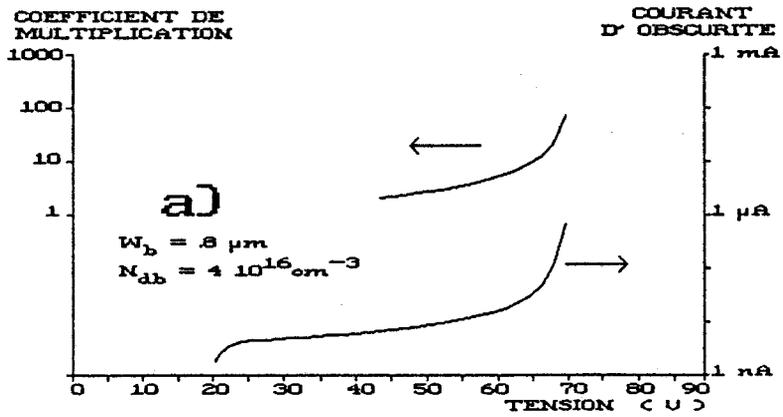


figure III13 : caractéristiques I(V) et M(V)  
pour une épaisseur de la couche d'InP égale à 0.8 μm  
et des dopages différents

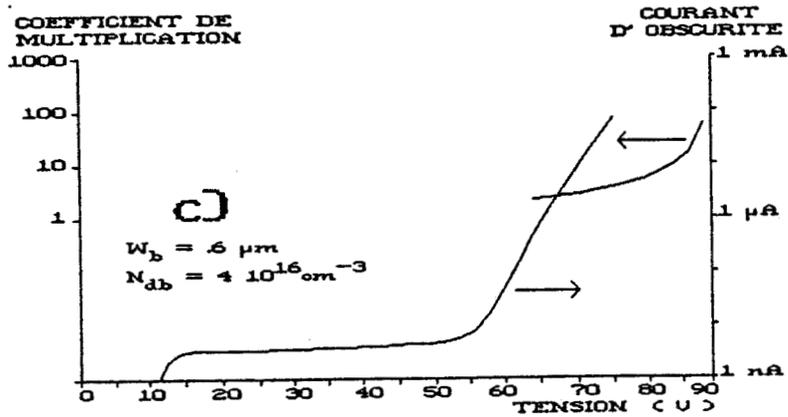
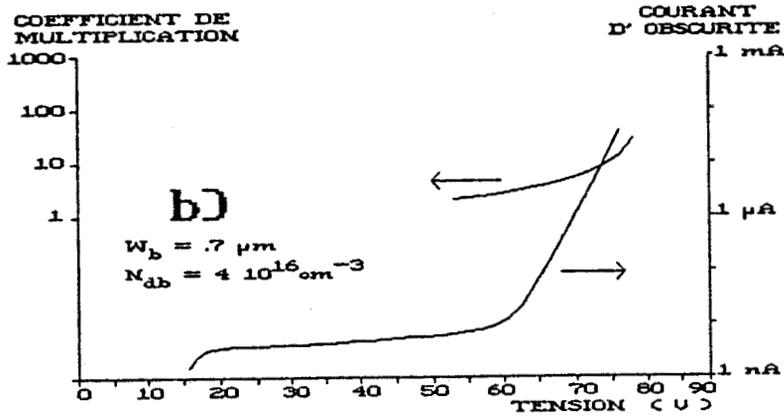
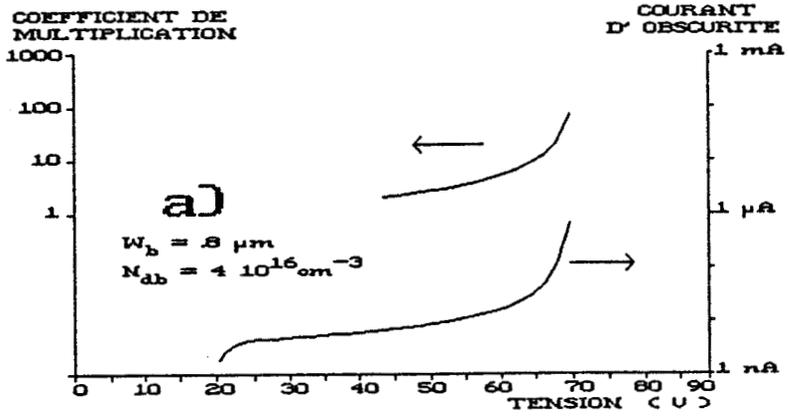


figure III14 : caractéristiques I(V) et M(V)  
pour un dopage de la couche d'InP égal à  $4 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$   
et des épaisseurs différentes

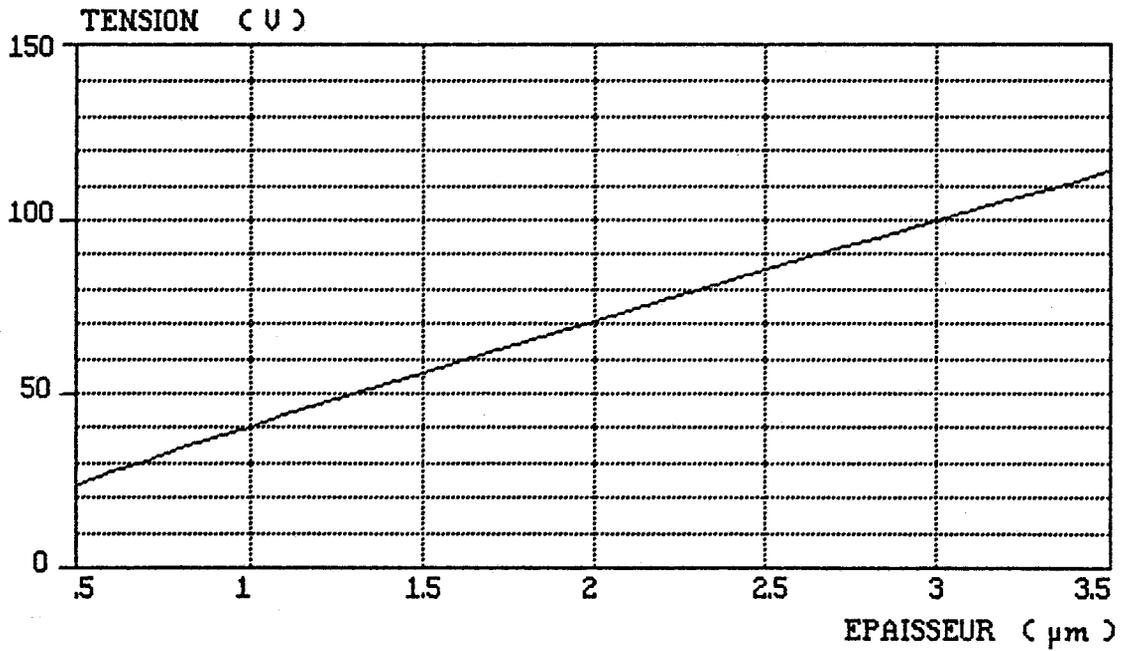


figure III15 : tension aux bornes de la couche d'InP pour un champ électrique à l'interface InP n/GaInAs égal à 190 kV/cm

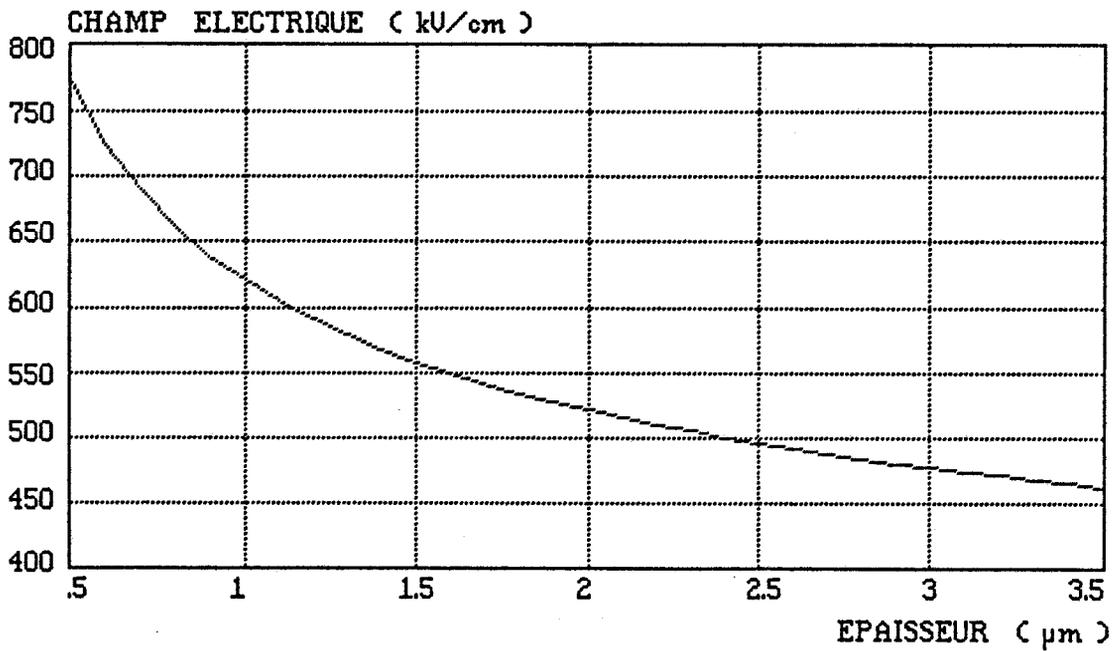


figure III16 : champ électrique à l'interface InP n<sup>+</sup>/InP n pour un champ électrique à l'interface InP n/GaInAs égal à 190 kV/cm

l'interface InP P<sup>+</sup>/InP n, en fonction de l'épaisseur de la couche d'InP, pour un champ électrique à l'interface InP n/GaInAs égal à 190 kV/cm, qui détermine ainsi le dopage.

### III PROPRIETES DYNAMIQUES

#### III a) bruit

La figure III17 présente les variations du facteur d'excès de bruit des trous, calculées par la méthode présentée au paragraphe précédent, en fonction des épaisseurs et dopages donnés figure III12 ( $E = 190$  kV/cm), pour plusieurs coefficients de multiplication. On remarque que plus la couche d'InP est fine, plus le facteur d'excès de bruit est élevé, ceci est d'autant plus important que le coefficient de multiplication est élevé : pour un coefficient de multiplication de 50, le facteur d'excès de bruit calculé pour une épaisseur d'InP de  $0.5 \mu\text{m}$  est égal à 47 ; il diminue à 30 pour une épaisseur de  $3.5 \mu\text{m}$ . Ce résultat s'explique par l'augmentation du champ électrique à l'interface InP P<sup>+</sup>/InP n lorsqu'on choisit des épaisseurs d'InP plus petites (figure III16). On obtient ainsi des rapports  $\alpha_p/\alpha_n$  qui tendent vers 1, (figure III1), donc des facteurs d'excès de bruit plus élevés.

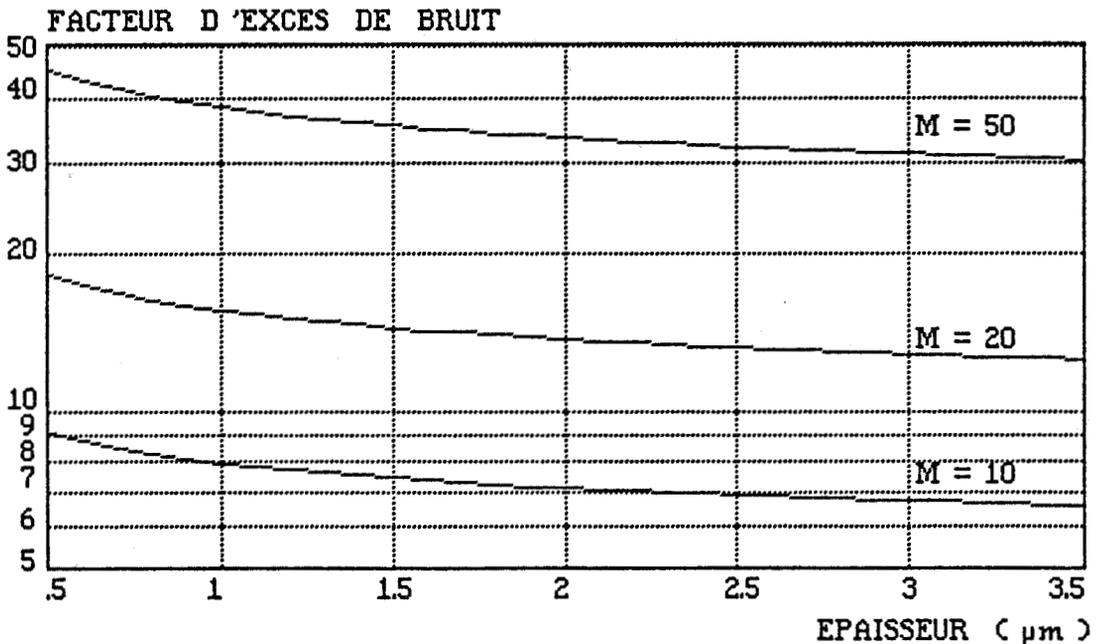


figure III17 : facteur d'excès de bruit des trous pour un champ électrique à l'interface InP n/GaInAs égal à 190 kV/cm

Quelles en sont les conséquences ?

Plus l'épaisseur de la couche d'InP sera choisie élevée, moins le composant sera bruyant. Cependant, il est nécessaire de nuancer cette interprétation, dans la mesure où l'on ne tient compte ni de la résistance de charge, ni de la fréquence d'utilisation des composants ; ces contributions, pour le calcul du bruit, seront abordées au chapitre III.

III b) fréquence de coupure, produit gain-bande

La figure III18 présente les variations de la fréquence de coupure à -3 dB, d'une photodiode de diamètre 30  $\mu\text{m}$ , chargée sur 50  $\Omega$ , dont la zone d'absorption a pour épaisseur 3  $\mu\text{m}$ , en fonction des épaisseurs et dopages qui conduisent à un champ électrique  $E_{\text{InPn/GaInAs}} = 190 \text{ kV/cm}$  ; les vitesses des électrons et des trous ont été respectivement choisies égales à  $0.8 \cdot 10^7$  et  $0.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , en supposant que tous les porteurs sont en régime de vitesse saturée dans tout le composant. On peut, dans ces conditions, étudier l'influence de l'épaisseur de la couche d'InP et l'influence du coefficient de multiplication sur la fréquence de coupure à -3 dB.

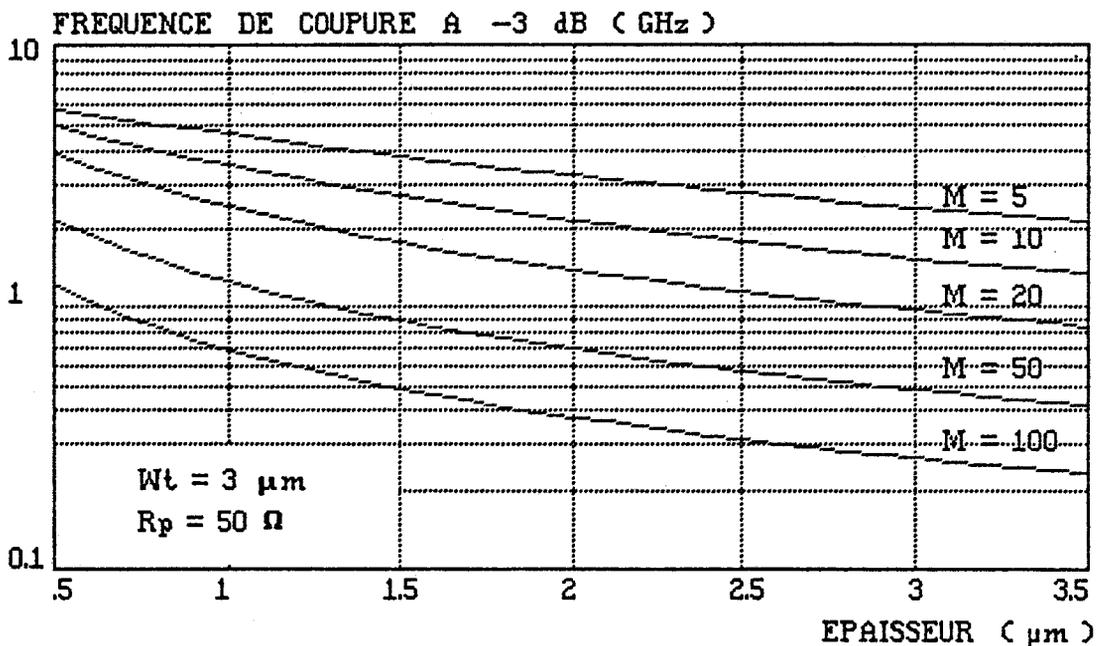


figure III18 : fréquence de coupure à -3dB pour une épaisseur de GaInAs égale à 3  $\mu\text{m}$  et une résistance de charge égale à 50  $\Omega$  et pour un champ électrique à l'interface InP n/GaInAs égal à 190 kV/cm

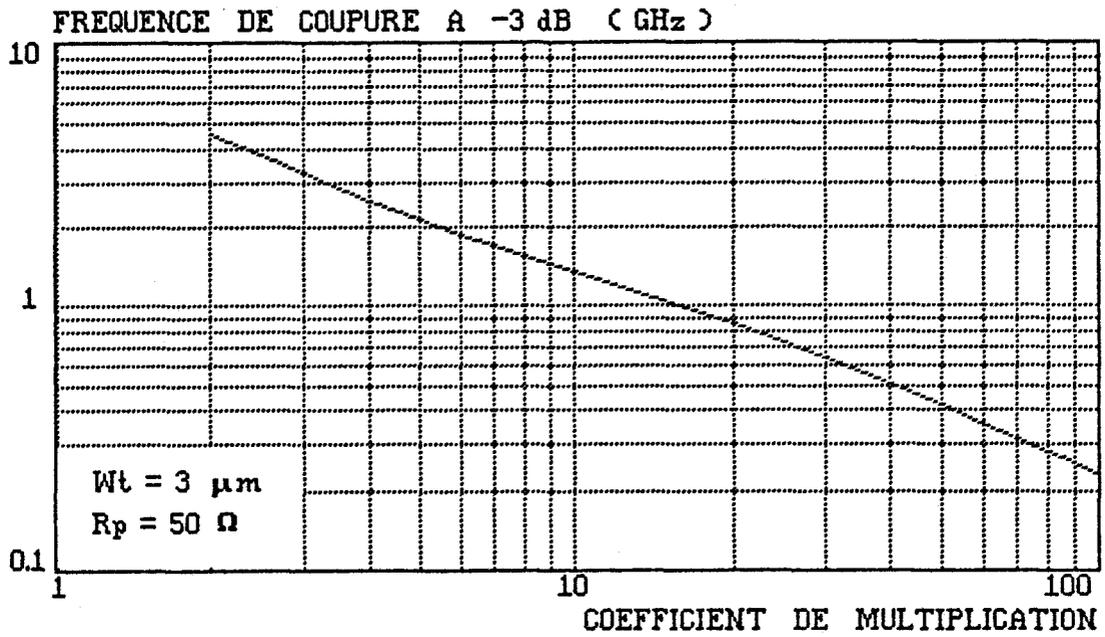


figure III19 : fréquence de coupure à -3dB  
pour une épaisseur de la couche d'InP n égale à 3.5  $\mu m$

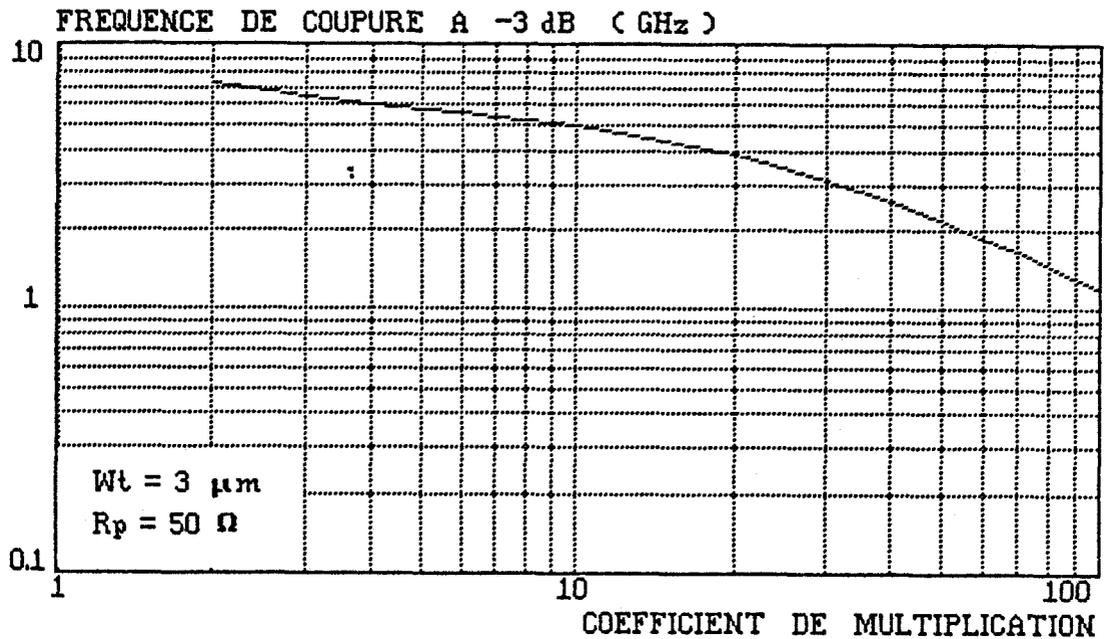


figure III20 : fréquence de coupure à -3dB  
pour une épaisseur de la couche d'InP n égale à 0.5  $\mu m$

On remarque que plus la couche d'InP est fine, plus la fréquence de coupure est élevée. La variation relative entre les épaisseurs 0.5 et 3.5  $\mu\text{m}$ , est d'autant plus importante que le gain est élevé. Ainsi, pour  $M = 50$ , la fréquence de coupure d'une photodiode dont l'épaisseur d'InP est égale à 0.5  $\mu\text{m}$  est de l'ordre de 2 GHz ; elle chute à 400 MHz lorsqu'on augmente l'épaisseur à 3.5  $\mu\text{m}$ .

Les figures III19 et III20 présentent la variation de la fréquence de coupure à -3 dB en fonction du coefficient de multiplication, pour deux photodiodes de même diamètre 30  $\mu\text{m}$ , chargées sur 50  $\Omega$ , d'épaisseur de GaInAs identique et égale à 3  $\mu\text{m}$ , mais d'épaisseur d'InP égale à 3.5  $\mu\text{m}$  dans le premier cas et 0.5  $\mu\text{m}$  dans le second.

On remarque que pour l'épaisseur d'InP la plus élevée, la fréquence de coupure est imposée par le phénomène de multiplication, à partir de  $M = 2$ . En revanche, dans l'autre cas, les contributions du temps de transit, de la capacité et du circuit de charge sont importantes pour des coefficients de multiplication même supérieurs à 10.

Les fréquences de coupure ont été calculées avec la méthode présentée au paragraphe précédent ; dans le cas des photodiodes à avalanche, à absorption et multiplication séparées, constituées respectivement de GaInAs et d'InP, il existe à l'équilibre (figure III21), une barrière de potentiel, que doivent franchir les trous photocréés dans le GaInAs pour atteindre l'InP.

Quand la jonction est polarisée en inverse, cette barrière se modifie pour faire apparaître (figure III22) un puits de potentiel dont la conséquence est le piégeage des trous photocréés [5].

Si le phénomène n'a pas de conséquence directe sur le plan statique, il contribue, en revanche, à dégrader les performances dynamiques de la photodiode, et en particulier la fréquence de coupure, dans la mesure où l'expression du courant total est multiplié par le facteur [6],[7] :

$$\frac{1}{1 + j\omega / e_h} \quad \text{où } e_h \text{ est le taux d'émission des trous piégés}$$

$$e_h = K \cdot \exp(-E_B / kT)$$

Ce mécanisme, bien connu, est minimisé en intercalant entre le GaInAs et l'InP (figure III23), une ou plusieurs couches très fine, d'un matériau dont la largeur de bande interdite se situe entre celle des deux premiers ; compte tenu de la filière InP, le choix se porte généralement sur le  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  avec  $y = 2.2x$ . Cette façon de procéder permet de diminuer en plusieurs étapes la valeur de  $E_B$ , donc de reinjecter plus rapidement les trous qui

seraient piégés.

D'autre part, l'hypothèse selon laquelle nous avons supposé que la vitesse des trous photocréés dans le GaInAs est en régime de saturation, se justifie d'autant plus qu'il existe un puits de potentiel à l'interface InP n/GaInAs, que les trous doivent franchir.

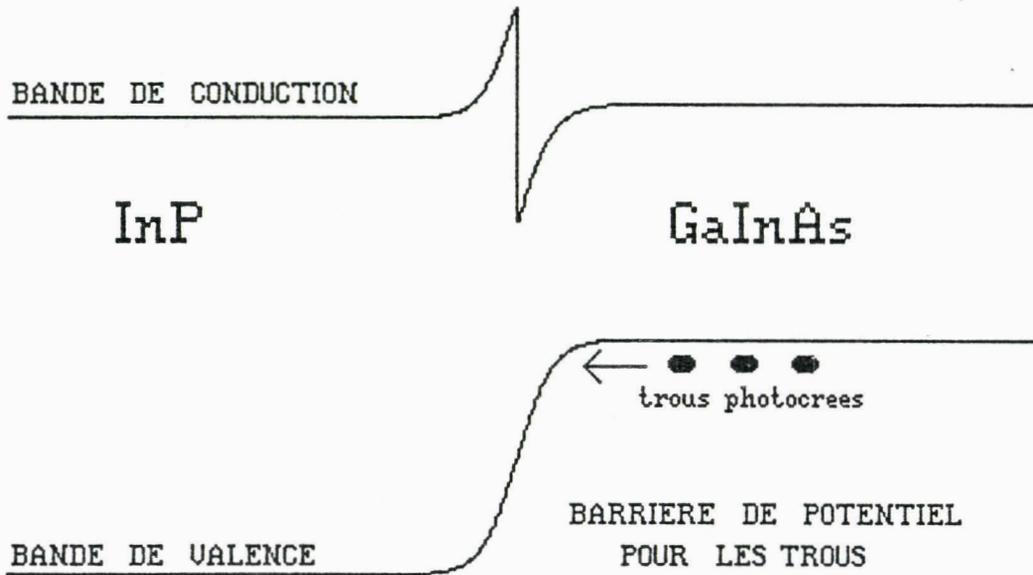


figure III<sub>21</sub> : diagramme de bande de la structure InP n/GaInAs à l'équilibre

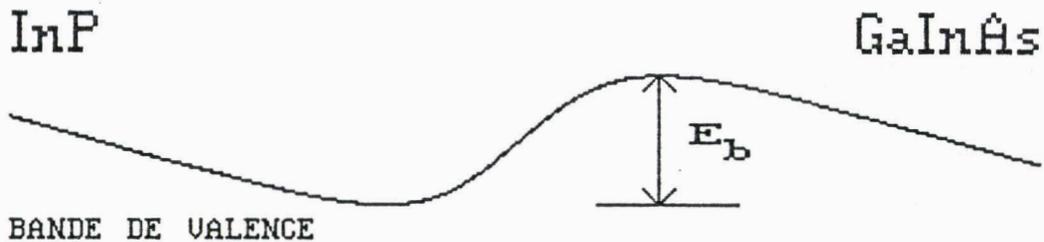


figure III<sub>22</sub> : évolution schématique de la bande de valence quand la photodiode est polarisée en inverse

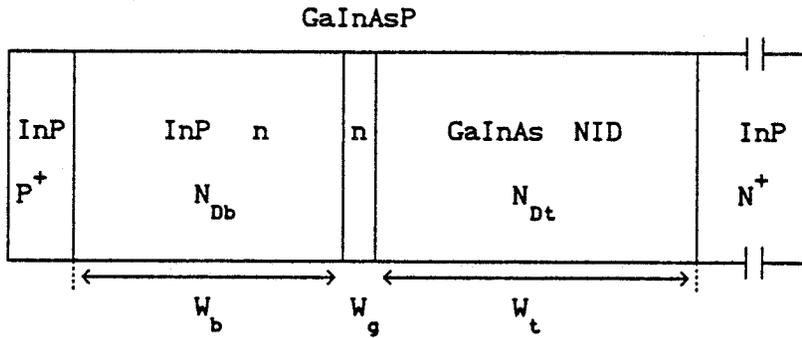


figure III<sub>23</sub> : structure d'une photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées avec une couche graduelle ( SAGM-APD )

*Quelles sont les conséquences ?*

Sur le plan du choix des paramètres technologiques de la couche d'InP, les couches intercalées sont dopées de type n, afin de réduire le champ électrique à l'interface GaInAsP/GaInAs. Cependant, il semble difficile de

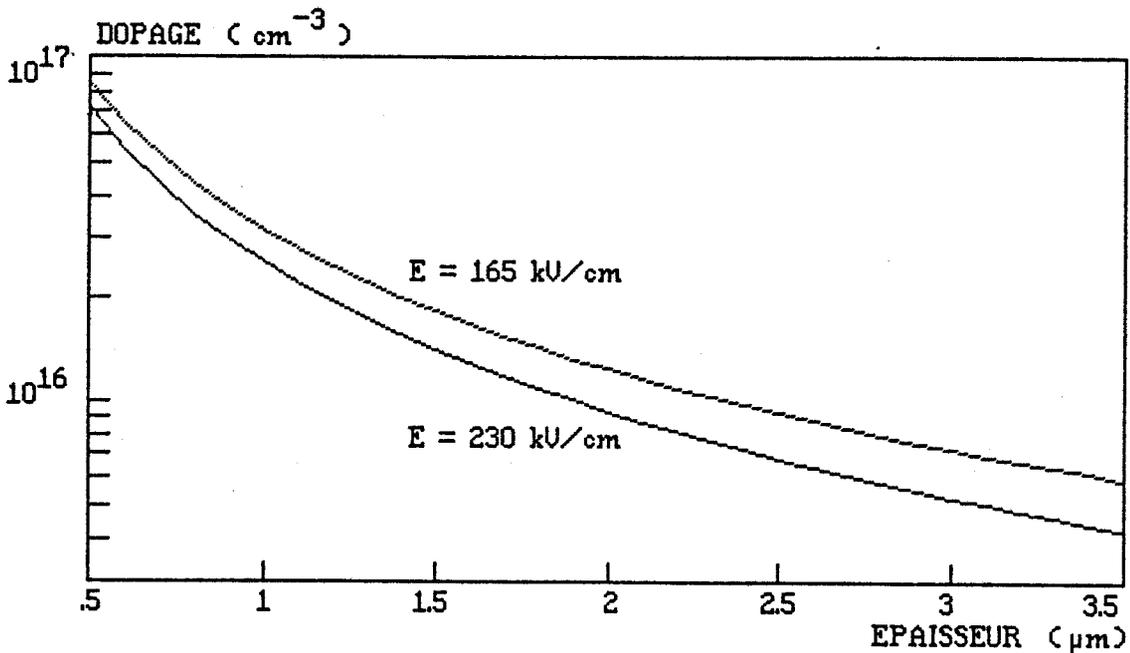


figure III<sub>24</sub> : paramètres technologiques (dopage épaisseur) calculés en tenant compte de l'existence d'une couche graduelle et pour des composants issus de la littérature

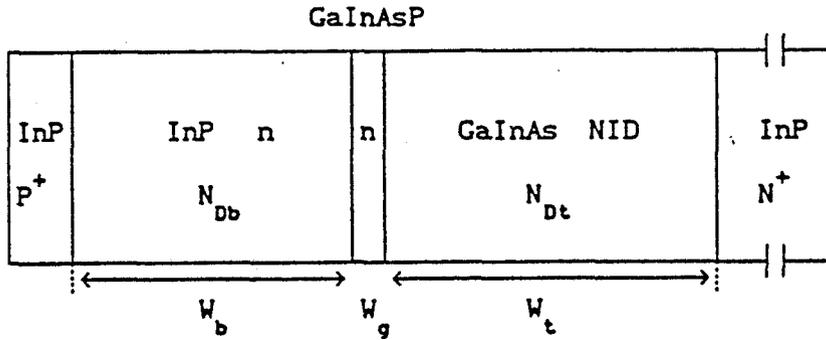


figure III23 : structure d'une photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées avec une couche graduelle ( SAGM-APD )

Quelles sont les conséquences ?

Sur le plan du choix des paramètres technologiques de la couche d'InP, les couches intercalées sont dopées de type n, afin de réduire le champ électrique à l'interface GaInAsP/GaInAs. Cependant, il semble difficile de

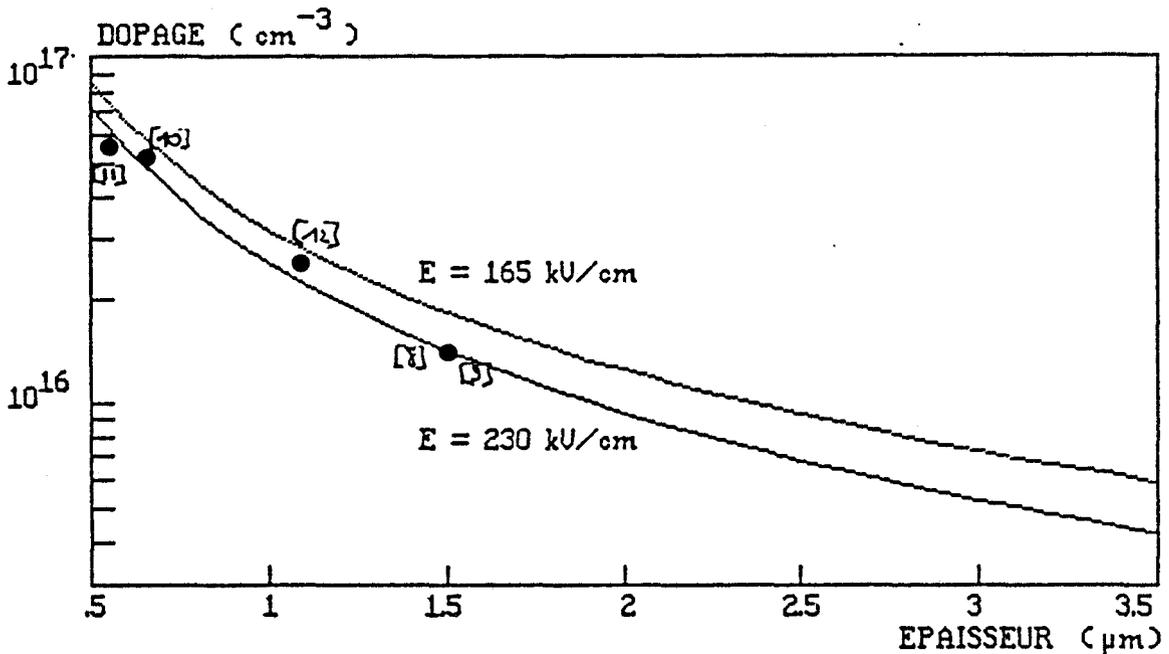


figure III24 : paramètres technologiques (dopage épaisseur) calculés en tenant compte de l'existence d'une couche graduelle et pour des composants issus de la littérature

choisir des dopages supérieurs à celui de la couche d'InP n, si l'on veut maîtriser correctement ce dopage  $N_{Db}$ . Néanmoins, l'intensité à l'interface InP/GaInAsP doit être modifiée par rapport aux limites déterminées précédemment 190 et 125 kV/cm. Compte tenu de la chute de champ électrique, typiquement 40kV/cm pour  $0.3 \mu\text{m}$  dopé à  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , les valeurs des paramètres  $N_{Db}$  et  $W_b$  pourront être choisis entre les deux courbes (figure III24) obtenus pour les champ électriques limites 230 et 165 kV/cm. Ces limites sont tout à fait en accord avec les choix des paramètres technologiques généralement proposés dans la littérature.

Sur le plan dynamiques, si l'on considère que la couche graduelle réduit voire annule l'effet de piégeage, la fréquence de coupure est modifiée par le transit des porteurs dans cette couche.

A titre d'exemple, la figure III25 représente la variation de la fréquence de coupure d'une photodiode dont les caractéristiques sont celles de la référence [13]. On constate un assez bon accord entre la fréquence théorique, calculée à l'aide de notre logiciel, et les points expérimentaux obtenus dans la référence citée précédemment.

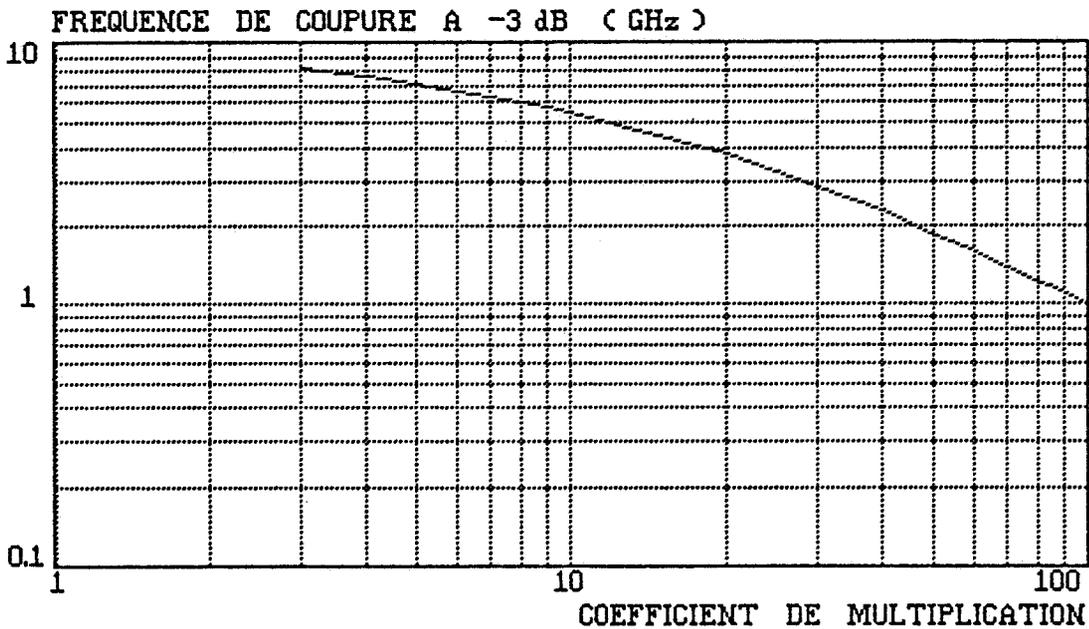


figure III25 : fréquence de coupure théorique (courbe) et expérimentale (points) d'après la référence [13]

Enfin, comme nous l'avons remarqué précédemment, la fréquence de coupure est imposée, pour des coefficients de multiplication supérieurs à 10, par le temps de montée de l'avalanche. Elle est alors donnée par :

$$f_{-3 \text{ dB}} = \frac{1}{2\pi \cdot M \cdot \tau_1}$$

Le produit gain-bande est dans ces conditions :

$$G * B = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_1}$$

La figure III<sub>26</sub> présente la variation de ce produit avec les structures, pour lesquelles la valeur du champ électrique tient compte de l'existence d'une couche graduelle dopée ( $E = 230 \text{ kV/cm}$ ) ou non dopée ( $E = 190 \text{ kV/cm}$ ).

Les produits gain-bande sont obtenus en calculant  $\tau_1$ , c'est à dire la fréquence de coupure à -3 dB du gain, pour  $M = 100$ . Ils sont compris entre 20 et 100 GHz.

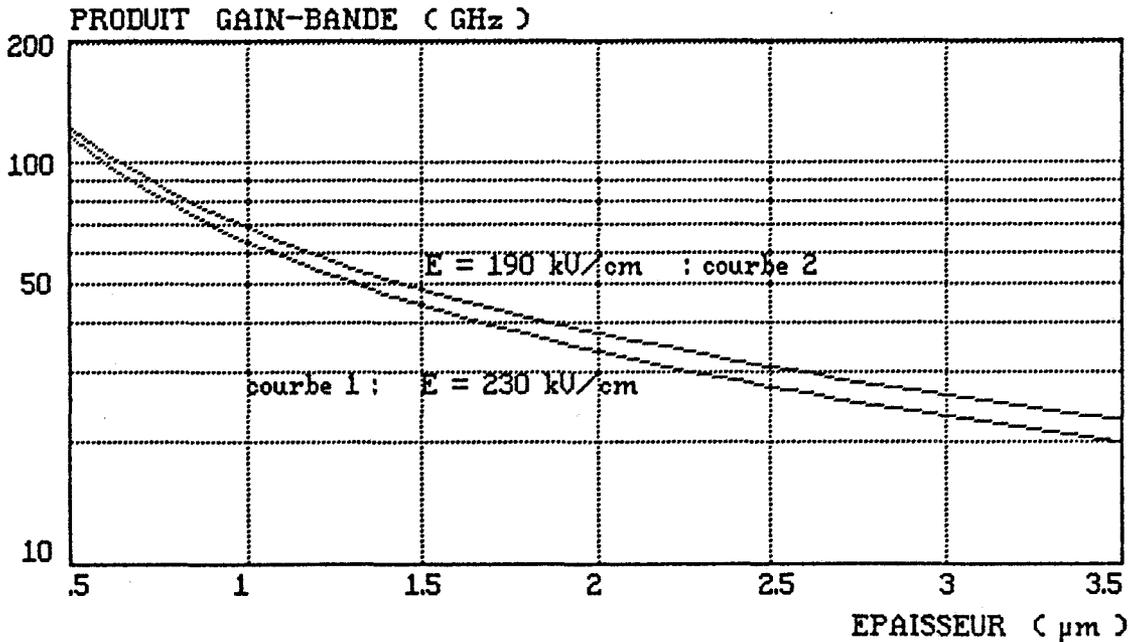


figure III<sub>26</sub> : variation du produit gain-bande pour des structures limitant le courant tunnel à  $10^{-4} \text{ a/cm}^2$  avec (courbe 1) ou sans (courbe 2) une couche graduelle

Le choix de  $M = 100$  se justifie en remarquant sur les figures III<sub>19</sub> et III<sub>20</sub>, que pour ce gain, la fréquence de coupure est imposée par le mécanisme de multiplication, c'est à dire la valeur de  $\tau_1$ .

Il faut noter, que les valeurs obtenues seront affectées si on calcule la fréquence de coupure pour une valeur de  $M$  plus faible. Par exemple, si on choisit une épaisseur d'InP de  $3.5 \mu\text{m}$ , la fréquence de coupure qui est de 200 MHz pour  $M = 100$  ne sera pas égale à 1 GHz pour  $M = 20$  ; elle est en

effet de 800 MHz (figure III 19)

#### IV CONCLUSION

Nous avons, dans cette troisième partie, utilisé les logiciels de simulation mis au point et présentés au chapitre II, pour étudier une photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparée sur InP. Deux structures ont été présentées : la structure SAM-APD et la structure SAGM-APD, ainsi que les propriétés qui les caractérisent .

Notons que les résultats théoriques obtenus, en accord avec des résultats expérimentaux fournis par la littérature, permettent de valider le modèle proposé, en particulier celui concernant la réponse dynamique de la photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées

En outre, il montre que la photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées, réalisée sur substrat d'InP, que nous avons présentée, possèdent des propriétés dynamiques très intéressantes, notamment, un produit gain-bande qui peut atteindre 100 GHz et une fréquence de coupure voisine de 10 GHz

Cependant, ces performances sont obtenues sur des composants pour lesquelles la couche de multiplication est très inférieure à 1  $\mu\text{m}$ . Or, il résulte de cette étude que de tels paramètres technologiques nécessitent un contrôle rigoureux de épaisseurs de couches déposées ainsi que de leur dopage. De telles contraintes sont ,à notre avis, encore difficilement supportables, surtout pour une exploitation industrielle.

Dans ce contexte, l'objectif du chapitre suivant est de comparer les performances de la photodiodes PIN, dont la maîtrise sur le plan de la fabrication industrielle est aujourd'hui beaucoup sûr, et les performances de la photodiodes à avalanches, afin de déterminer toutes les possibilités offertes par la photodiode à avalanche, notamment celles présentées par des composants dont l'épaisseur de la couche de multiplication est supérieure à 1 $\mu\text{m}$ .

### BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] T.P.Pearsall and M.Papuchon : Appl.Phys.Lett. 33(7) pp 640-642, 1978
- [2] L.W.Cook et al : Appl.Phys.Lett. 40(7), pp 589-591, 1982
- [3] K.Brennan and K.Hess : Physical Review B, vol29 N°10, pp 5581-5590, 1984
- [4] P.Philippe : "Etude des niveaux profonds à l'interface GaInAs/InP" thèse 1985
- [5] S.R.Forrest et al : Appl.Phys.Lett. 41(1), pp 95-98, 1982
- [6] J.C.Campbell et al : IEE J.Quantum Elect., vol QE-21, N°11, pp 1743-1746, 1985
- [7] B.L.Kasper et al : J.Ligt.Tech., LT-5, N°10, pp 1351-1364, 1987
- [8] J.C.Campbell et al :Elect.Letters, vol 19 N°20, pp 818-820, 1983
- [9] R.D.Dupuis et al :Elect.Letters, vol 22 N°5, pp 235-236, 1986
- [10] J.C.Campbell et al :IEEE J.Quantum Elect., vol 24 N°3, pp 496-500, 1988
- [11] J.C.Campbell et al :Appl.Phys.Lett. 51(18), pp 1454-1456, 1987
- [12] W.T.Tsang : IEEE Elect.Device Letters, EDL-8, N°7, pp 294-296, 1987
- [13] J.C.Campbell et al :IEEE, IEDM 87, pp 233-236

CHAPITRE IV

## I INTRODUCTION

Nous avons présenté, au cours des chapitres précédents, les propriétés statiques et dynamiques de deux photodétecteurs :

- la photodiode PIN
- la photodiode à avalanche, à absorption et multiplication séparées

Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'utiliser les résultats obtenus par les simulations numériques que nous avons mises au point, pour comparer ces deux composants. Cependant, il nous paraît intéressant d'étendre la comparaison en y introduisant un troisième dispositif :

- le photoconducteur

C'est pourquoi nous commençons ce chapitre par un rappel des propriétés de la photorésistance, à partir des résultats obtenus dans notre laboratoire au cours de ces dernières années (annexe 3). La comparaison des trois dispositifs sera alors effectuée en évaluant les performances et le rapport signal/bruit de chaque composant, simplement chargé par une résistance. Nous présenterons ensuite les deux montages les plus couramment utilisés pour l'intégration avec un préamplificateur. Enfin, l'évaluation de la puissance minimale détectable sera absorbée pour les transmissions numériques.

## II LE PHOTOCONDUCTEUR

### II a) gain statique

Le photoconducteur est un barreau de semi-conducteur homogène, pourvu de deux contacts ohmiques qui assurent la liaison au circuit électrique extérieur. Considérons une telle structure soumise à une tension  $V$  et à un rayonnement d'énergie appropriée (fig IV<sub>1</sub>). Dans l'hypothèse d'un champ électrique uniforme entre les deux contacts ohmiques, chaque paire électron-trou créée dans la zone active, induit un photocourant qui est inversement proportionnel au temps de transit des porteurs, selon la loi de Ramo Schokkley. Dans la mesure où, dans un photoconducteur, un mécanisme de piègeage est à l'origine d'une durée de vie  $\tau_v$  des paires électron-trou, il apparaît un excès de porteurs proportionnel à cette durée de vie [1].

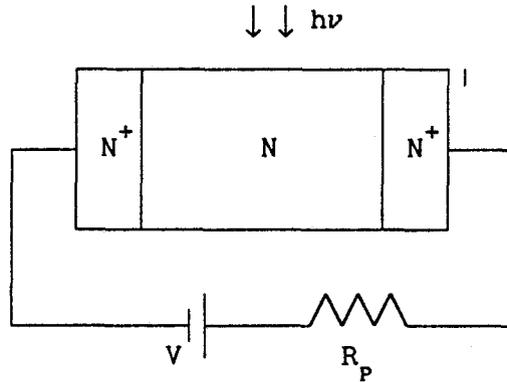


figure IV1 : photoconductor N<sup>+</sup>NN<sup>+</sup>

Dans ce cas, le photoconductor est caractérisé par un gain interne défini par le nombre de porteurs circulant dans le circuit extérieur par paire électron-trou photocréée, il est donné par l'expression [1] :

$$G_0 = \frac{\tau_v}{\tau_t} \quad \begin{array}{l} \tau_v : \text{durée de vie des paires électron-trou} \\ \tau_t : \text{temps de transit des porteurs} \end{array}$$

Le gain d'un photoconductor dépend donc :

- de la nature du matériau et de sa qualité
- de la puissance lumineuse incidente
- de la structure du composant et en particulier de la distance interélectrode

## II b) gain dynamique, produit gain-bande

Dans l'hypothèse d'un phénomène assimilable à un processus de type poissonien, le gain dynamique d'un photoconductor à une fréquence f est donné par [1] :

$$G(f) = \frac{G_0}{\left(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_v^2\right)^{\frac{1}{2}}}$$

Cette expression fait apparaître la bande passante d'un photoconductor égale à :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\tau_v}$$

Au delà de cette fréquence  $f_0$ , le gain dynamique du photoconducteur ne dépend plus que du temps de transit et est donné par :

$$G(f) = \frac{1}{2\pi\tau_t f}$$

On en déduit l'expression du produit gain-bande qui vaut :

$$G.B = \frac{1}{2\pi\tau_t}$$

### II c) bruit

Les principaux types de bruit, dans les photoconducteurs sont :

- le bruit en 1/f en obscurité
- le bruit de génération-recombinaison dû à l'éclairement
- le bruit thermique

Le bruit thermique dépend de la résistance interne du photoconducteur notée R. La densité spectrale de bruit thermique est donnée par l'expression :

$$S(\nu) = \frac{4kT}{R}$$

Le bruit de génération-recombinaison est dû au fait que le mécanisme de piégeage des porteurs photocréés est un phénomène aléatoire. La densité spectrale de bruit de génération-recombinaison dû à l'éclairement a pour expression [1] :

$$S(\nu) = 4q \cdot \frac{\tau_v}{\tau_t} \cdot \frac{I_{ph}}{1+4\pi^2\nu^2\tau_v^2}$$

En tenant compte de l'expression du gain statique et du gain dynamique et en remarquant que  $I_{ph}$ , photocourant moyen qui traverse le composant, dépend également du gain du photoconducteur, on obtient [1] :

$$S(\nu) = 4q \cdot I_{ph0} \cdot G^2(\nu) \quad \text{où} \quad \begin{aligned} I_{Ph0} &= \mathcal{R}_e \cdot P_L \\ I_{ph} &= G_0 \cdot I_{ph0} \end{aligned}$$

$\mathcal{R}_e$  serait le coefficient de réponse d'une photodiode ayant la même

épaisseur de couche absorbante.

Nous limiterons la présentation du bruit en  $1/f$  à une étude qualitative, à partir des résultats obtenus au laboratoire [2],[3]. Il apparaît que le bruit en  $1/f$  dépend essentiellement de la qualité cristallographique du matériau, de l'état de la surface et éventuellement de la qualité des interfaces des différentes couches épitaxiées. En effet, pour des photoconducteurs identiques du point de vue géométrie, le bruit d'obscurité augmente fortement pour des hétéroépitaxies du type GaAlAs/GaAs ou GaInAs/InP par rapport à une homoépitaxie sur GaAs. Nous donnons à titre d'exemple sur la figure IV<sub>2</sub> les spectres de bruit d'obscurité de trois photoconducteurs réalisés sur ces trois matériaux. On peut, compte tenu des résultats obtenus sur GaAs, espérer diminuer le bruit d'obscurité des photoconducteurs réalisés avec des hétéroépitaxies en cherchant à améliorer la qualité du matériau (défauts, impuretés) et celle de l'interface (désaccord de maille).

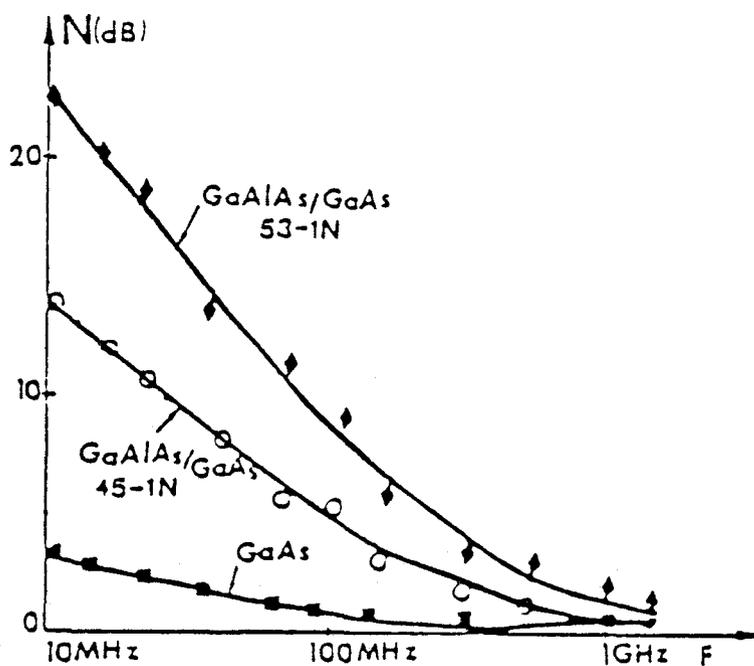


figure IV<sub>2</sub> : bruit en  $1/f$  de photoconducteurs réalisés sur des matériaux différents

Pour comparer l'importance du bruit d'obscurité et du bruit de génération dû à l'éclairage, nous présentons, figure IV<sub>3</sub> le spectre de deux photoconducteurs, en obscurité, et sous éclairage pour différentes puissances lumineuses, en utilisant la caractérisation présentée au chapitre suivant. Ces résultats montrent que pour le GaAs, le bruit d'obscurité est

négligeable devant celui dû à l'éclairement tant que la puissance lumineuse est supérieure à 1 voire 0.1  $\mu\text{W}$ .

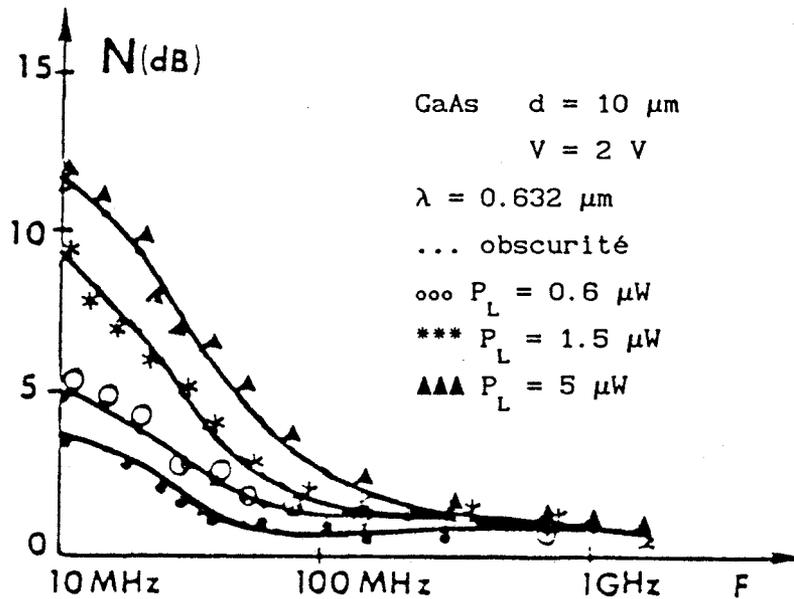


figure IV<sub>3</sub> : comparaison du bruit en  $1/f$  et du bruit de génération-recombinaison dû à l'éclairement

### III COMPARAISON DES 3 PHOTODETECTEURS

Dans ce paragraphe, nous considérons que le photodétecteur, dans les trois cas, est simplement polarisé par le biais d'une résistance notée  $R_p$ . Les comparaisons seront effectuées sur les points suivants :

- coefficient de réponse statique
- fréquence de coupure
- produit gain-bande
- bruit
- rapport signal/bruit

#### III a) coefficient de réponse statique

La photodiode PIN a un coefficient de réponse qui peut atteindre au maximum  $1.25 \text{ A/W}$  à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ . Elle ne possède aucun gain interne contrairement à la photodiode à avalanche et au photoconducteur:

Pour la photodiode à avalanche, le coefficient de multiplication qui en

théorie peut être infini, dépend de la résistance de polarisation, du courant d'obscurité et du photocourant non multiplié ; On atteint typiquement, pour ce composant, des coefficients de multiplication statiques de quelques centaines d'unités.

Le gain du photoconducteur dépend de la nature du matériau, de sa structure mais aussi de la puissance lumineuse incidente. Typiquement, les gains obtenus sont de l'ordre de  $10^5$  et  $10^6$  pour le GaAs, et  $10^4$  à  $10^3$  pour le GaInAs, à température constante, pour des composants de distance interélectrodes  $10\mu\text{m}$  et une puissance lumineuse de  $10^{-4}\text{W/cm}^2$ .

Le photoconducteur est donc le composant qui possède le meilleur gain statique et ce pour des tensions de polarisation très faibles de quelques volts. Sa réalisation technologique est simple et peu coûteuse, en structure planar, ce qui offre en plus la possibilité d'intégrer le dispositif avec, par exemple, un transistor à effet de champ. Pour ces différentes raisons une des applications envisagée est l'utilisation du photoconducteur AsGa en spectrométrie Raman à la place d'un photomultiplicateur conventionnel qui a déjà donné des résultats très encourageants [4].

### III b) fréquence de coupure

Si le photoconducteur possède un gain statique très important, la fréquence de coupure qui lui est associée est faible, comprise entre quelques kilohertz et quelques mégahertz. Ainsi que nous l'avons déjà remarqué, elle dépend essentiellement de la durée de vie des paires électrons-trous, donc de la qualité du matériau.

Pour la photodiode à avalanche, la fréquence de coupure obtenue est plus élevée, typiquement supérieure au gigahertz ; cependant elle diminue rapidement pour des coefficients de multiplication de quelques dizaines d'unités ; dans ce dernier cas, elle est liée au temps intrinsèque de montée de l'avalanche, c'est à dire, à l'épaisseur de la zone d'avalanche.

Enfin, pour la photodiode PIN, la fréquence de coupure est typiquement de quelques dizaines de gigahertz lorsqu'elle est chargée par une résistance de  $50\ \Omega$ . Elle dépend, comme nous l'avons vu au premier chapitre, de nombreux paramètres mais surtout de la capacité ainsi que de l'épaisseur de la photodiode et de la résistance de charge du circuit extérieur.

La photodiode PIN est un composant très rapide qui offre des perspectives très intéressantes dans le domaine des microondes [5].

### IIIc) produit gain.bande

Comme nous l'avons remarqué au paragraphe précédent, le produit gain.bande du photoconducteur ne dépend que du temps de transit : les résultats expérimentaux effectués pour différentes distances interélectrodes sont en bon accord avec cette théorie [3]. Des produits gain-bande de quelques gigahertz ont été obtenus et peuvent être améliorés sensiblement par une diminution de la distance interélectrode : on doit atteindre en théorie 15 GHz pour une distance interélectrode de 1  $\mu\text{m}$  avec une vitesse égale à  $10^7$  cm/s.

Pour le photodiode PIN, le produit gain.bande peut être déterminé théoriquement à partir de la fréquence de coupure du composant et de sa structure. Pour un composant de diamètre 10  $\mu\text{m}$  chargé sur 50  $\Omega$ , une fréquence de coupure de 70 GHz a été calculée pour une épaisseur de GaInAs de 0,4  $\mu\text{m}$  ; cette valeur conduit à un coefficient de réponse égal à 0.34 A/W pour une longueur d'onde de 1.3  $\mu\text{m}$ . On obtient en multipliant la fréquence de coupure par le coefficient de réponse un produit gain.bande de 24 GHz. Ce produit gain.bande chute à 16 GHz pour un composant de diamètre de 30  $\mu\text{m}$  d'épaisseur 1  $\mu\text{m}$  chargé sur 50  $\Omega$ .

En revanche, l'influence de la capacité et de la résistance de charge du circuit extérieur sont relativement moins importantes pour déterminer le produit gain.bande d'une photodiode à avalanche, dans la mesure où la rapidité du composant est limité par le mécanisme d'avalanche, pour des coefficients de multiplication suffisamment grand. On peut, pour des structures dont l'épaisseur de la couche de multiplication est inférieure au micron, obtenir des produits gain.bande de plusieurs dizaines de gigahertz.

Ce résultat permet d'envisager l'utilisation de la photodiode à avalanche, pour la détection de signaux émis à des fréquences typiquement supérieures au gigahertz, avec une bonne sensibilité, dont l'exemple est la transmission numérique à hauts débits dans les fibres optiques.

### III d) bruit

En revanche, la photodiode à avalanche est le composant dont le bruit dû à l'éclairement est le plus important. Ce bruit peut-être diminué en utilisant des matériaux pour lesquels, la différence des coefficients d'ionisation des électrons et des trous est importante. Malheureusement, pour la plupart des matériaux, cette différence s'annule quand le champ électrique augmente considérablement, c'est à dire, pour des coefficients de multiplications élevés. Une solution consiste à utiliser des superréseaux [6],[7] dans lesquels un seul des porteurs crée des paires électron-trou. En supposant que l'un des deux coefficient d'ionisation est nul, le facteur

d'excès de bruit se met sous la forme:

$$F(M) = M \cdot (1 - ((M-1)/M)^2) \approx 2$$

La densité spectrale de bruit s'écrit :

$$S(\nu) = 4 \cdot q \cdot M \cdot (I_{ph0} + I_0)$$

On peut constater que cette expression est celle du bruit d'éclairement de génération-recombinaison d'un photoconducteur. Dans la mesure où le bruit en 1/f d'un photoconducteur peut être réduit, ce composant possède le bruit d'éclairement d'une photodiode à avalanche idéale.

Enfin, la photodiode PIN est de loin le composant le moins bruyant. La comparaison des densités spectrales de bruit permet de constater un écart de 23dB en faveur de ce composant, pour un gain ou un coefficient de multiplication égal à 10, d'un photoconducteur ou d'une photodiode à avalanche idéale.

Il convient cependant, pour effectuer une comparaison complète du bruit, de tenir compte de la contribution de la résistance de polarisation. On constate alors, que dans le cas de la photodiode PIN, le bruit thermique dû à la résistance de charge est plus important que le bruit du composant. C'est pourquoi, nous nous proposons dans le paragraphe suivant, de comparer le rapport signal/bruit de ces trois dispositifs, lorsqu'ils sont associés à une résistance de polarisation.

### III e) signal/bruit

Pour cette étude, nous supposons que le schéma équivalent est celui de la figure IV4. La puissance lumineuse incidente est modulée à la fréquence  $f$  que l'on considèrera inférieure à la fréquence de coupure de chaque dispositif étudié. la valeur moyenne de cette puissance est notée  $P_L$ . Le taux de modulation est choisi égal à 1 et l'analyse du rapport signal/bruit est effectuée dans une bande passante  $B$

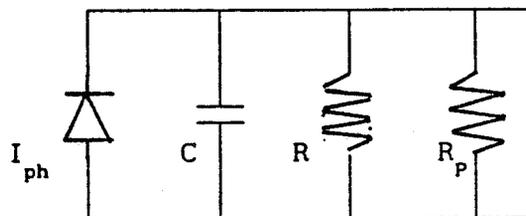


figure IV4 : schéma équivalent du photodétecteur

où  $C$  et  $R$  sont la capacité et la résistance interne du photodétecteur ( $C \approx 0$  dans le cas du photoconducteur)

Les expressions des rapports S/N sont [8] :

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{PIN} = \frac{(\mathcal{R} \cdot PL)^2}{2 \cdot \left( 2 \cdot q \cdot (I_{ph0} + I_0) + 4 \cdot k \cdot T/R_p \right) \cdot B}$$

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{APD} = \frac{(M \cdot \mathcal{R} \cdot PL)^2}{2 \cdot \left( 2 \cdot q \cdot (I_{ph0} + I_0) \cdot M^2 \cdot F + 4 \cdot k \cdot T/R_p \right) \cdot B}$$

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{PC} = \frac{(G \cdot \mathcal{R} \cdot PL)^2}{2 \cdot \left( 4 \cdot q \cdot I_{ph0} \cdot G^2 + 4 \cdot k \cdot T/R_{pc} + N_{1/f} + 4 \cdot k \cdot T/R_p \right) \cdot B}$$

Nous allons introduire quelques simplifications pour faciliter la comparaison.

Quelles sont les simplifications possibles dans chacun des 3 cas ?

- 1<sup>er</sup> cas : la photodiode PIN  
.....

Le bruit prédominant est le bruit thermique car souvent on peut constater que :

$$4 \cdot k \cdot T/R_p \gg 2 \cdot q \cdot (I_{ph0} + I_0)$$

En effet, l'égalité entre les deux contributions est vérifiée, à 300°K, pour les valeurs de courants et les résistances de polarisation suivantes :

$I_{ph0} + I_0$	1mA	.5mA	.1mA	50μA	10μA	5μA	1μA
$R_p$	50Ω	100Ω	500Ω	1kΩ	5kΩ	10kΩ	50kΩ

Dans des conditions d'utilisation correspondant à des petits signaux, l'expression du rapport signal/bruit devient donc :

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{PIN} = \frac{\mathcal{R}^2 \cdot PL^2 \cdot R_p}{8 \cdot k \cdot T \cdot B}$$

- 2<sup>ème</sup> cas : la photodiode à avalanche  
.....

On peut transformer l'expression du rapport signal/bruit en divisant chaque terme par  $M^2$ . Elle s'écrit :

$$\left( \frac{S}{N} \right)_{APD} = \frac{\mathcal{R}^2 \cdot PL^2}{2 \cdot \left( 2 \cdot q \cdot (I_{ph0} + I_0) \cdot F + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_p \cdot M^2} \right) \cdot B}$$

On peut remarquer que l'expression  $2 \cdot q \cdot (I_{ph0} + I_0) \cdot F$  est une fonction croissante du coefficient de multiplication par l'intermédiaire du facteur d'excès de bruit  $F$ , alors que l'autre expression figurant au dénominateur est une fonction décroissante. Il existe alors un extremum de la fonction, qui correspond à un maximum du rapport  $S/N$ , lorsque les deux composantes de bruits sont égales, ce qui conduit à l'expression du coefficient de multiplication optimum :

$$M_{opt} = \left[ \frac{2 \cdot k \cdot T}{q \cdot (I_0 + \mathcal{R} \cdot P_L) \cdot F \cdot R_p} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Remarquons ici que  $M_{opt}$  est une fonction décroissante :

- du courant d'obscurité
- de la puissance lumineuse
- du rapport des coefficients d'ionisation par  
par l'intermédiaire du facteur d'excès de bruit
- de la résistance de polarisation

Quand le coefficient de multiplication est égal à  $M_{opt}$  l'expression du rapport  $S/N$  s'écrit :

$$\left( \frac{S}{N} \right)_{APD} = \frac{\mathcal{R}^2 \cdot PL^2 \cdot R_p \cdot M_{opt}^2}{16 \cdot k \cdot T \cdot B}$$

En supposant qu'en régime de non multiplication le courant d'obscurité est négligeable devant le photocourant, le rapport  $S/N$  se met, en tenant compte de l'expression du coefficient de multiplication optimum, sous la forme suivante:

$$\left( \frac{S}{N} \right)_{\text{APD}} = \frac{\mathcal{R} \cdot PL}{8 \cdot q \cdot B \cdot F} \quad \text{avec } M = M_{\text{opt}}$$

3<sup>ème</sup> cas : le photoconducteur

Nous supposons dans un premier temps que le bruit en 1/f est négligeable devant les contributions de bruits thermiques dûs à la résistance du composant et à la résistance de charge. Comme nous l'avons remarqué, cette approximation est valable dans la mesure où la qualité du matériau est satisfaisante ou lorsque la fréquence d'utilisation du dispositif est supérieure à la fréquence de coupure du bruit en 1/f. En adaptant un raisonnement analogue à celui effectué pour la photodiode à avalanche, le rapport S/N s'écrit :

$$\left( \frac{S}{N} \right)_{\text{PC}} = \frac{\mathcal{R}^2 \cdot PL^2}{2 \cdot \left( 4 \cdot q \cdot I_{\text{ph0}} + \frac{4 \cdot k \cdot T}{R_{\text{eq}} \cdot G^2} \right)} \quad \text{avec } \frac{1}{R_{\text{eq}}} = \frac{1}{R_{\text{P}}} + \frac{1}{R_{\text{PC}}}$$

Il n'existe pas, dans ce cas, de gain optimum ; on peut néanmoins déterminer l'expression du gain  $G_{\text{min}}$  pour lequel les deux composantes de bruit sont égales. Il vient alors :

$$G_{\text{min}} = \left[ \frac{k \cdot T}{q \cdot \mathcal{R} \cdot P_L \cdot R_{\text{eq}}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Lorsque le gain est égale à  $G_{\text{min}}$  l'expression du rapport S/N s'écrit :

$$\left( \frac{S}{N} \right)_{\text{PC}} = \frac{\mathcal{R} \cdot PL}{16 \cdot q \cdot B} \quad \text{avec } G = G_{\text{min}}$$

Il faut noter que le rapport S/N tend vers une limite lorsque G augmente ; nous la donnons en négligeant la composante de bruit d'obscurité ce qui conduit à :

$$\left( \frac{S}{N} \right)_{\text{PC}} = \frac{\mathcal{R} \cdot PL}{8 \cdot q \cdot B}$$

Une méthode pour tenir compte du bruit en 1/f, est de remarquer, à

partir des résultats expérimentaux , que pour une fréquence d'utilisation du composant suffisamment élevée, le bruit en 1/f peut être majoré par le bruit thermique d'une résistance r égal à 50 Ω, soit :

$$\int_B S_{\frac{1}{f}}(\nu) . d\nu \ll \frac{4.k.T}{r} . B$$

Cette seconde hypothèse conduit à la même expression du rapport S/N et G<sub>min</sub> ; elle change simplement la valeur de la résistance équivalente qui devient :

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_P} + \frac{1}{R_{PC}} + \frac{1}{r} \quad \text{soit } R_{eq} \approx 50 \Omega$$

A l'aide des expressions du rapport signal/bruit obtenues dans chaque cas, nous pouvons envisager à présent la comparaison de ces trois dispositifs.

*Quel est le meilleur composant du point de vue rapport S/N ?*

Compte tenu de ces expressions simplifiées, il apparait que, pour une puissance lumineuse et une résistance de polarisation données, le photoconducteur possède le rapport signal/bruit le plus élevé, devant la photodiode à avalanche et la photodiode PIN. Les rapports entre les trois types de photodétecteurs sont :

$$\frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{PC}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{APD}} = \frac{(\mathcal{R}_{PC} \cdot P_L) / (16q \cdot B)}{(\mathcal{R}_{APD} \cdot P_L) / (8q \cdot F \cdot B)} = \frac{F}{2}$$

$$\frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{APD}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{PIN}} = \frac{(\mathcal{R}_{APD}^2 \cdot P_L^2 \cdot R_P^2 \cdot M_{opt}^2) / 16kT \cdot B}{(\mathcal{R}_{PIN}^2 \cdot P_L^2 \cdot R_P^2) / 8kT \cdot B} = \frac{M_{opt}^2}{2}$$

Pour obtenir ces expressions, nous avons supposé que les trois photodétecteurs considérés ont le même coefficient de réponse  $\mathcal{R}$  ; cela nécessite pour ces composants, une épaisseur de la couche absorbante identique. Nous avons supposé également que le gain interne de la photodiode

à avalanche et du photoconducteur sont respectivement égaux à  $M_{opt}$  et  $G_{min}$  définis précédemment. Or, comme nous avons pu le constater, les fréquences de coupure de la photodiode à avalanche et du photoconducteur sont étroitement liées aux gains internes de ces deux dispositifs. Il apparaît donc, que pour des fréquences élevées, les expressions simplifiées des rapports signal/bruit ne sont vraisemblablement plus valables, dans la mesure où les gains nécessaires à leur validité ne sont plus atteints. On peut se poser le problème suivant :

*Quelles sont les limites fréquentielles pour lesquelles les expressions données peuvent être validées.*

Pour répondre à cette question, nous allons comparer tout d'abord la photodiode à avalanche et la photodiode PIN

Pour cela et compte tenu des résultats obtenus précédemment, nous nous sommes intéressés, pour la photodiode à avalanche, à une structure à absorption et multiplication séparées sur substrat d'InP. En ce qui concerne la photodiode PIN, nous avons supposé qu'elle possède la même couche absorbante que la photodiode à avalanche, en GaInAs, d'épaisseur identique choisie égale pour cette étude à 3  $\mu\text{m}$ , afin que le coefficient de réponse soit voisin de 1 A/W.

Comme on a pu le constater à partir des deux expressions du rapport signal/bruit, l'intérêt de la photodiode à avalanche est, à priori, de diminuer la contribution du bruit thermique en la divisant par  $M^2$ . On peut représenter schématiquement (figure IVs) l'évolution de l'amélioration obtenue, en utilisant une photodiode à avalanche au lieu d'une photodiode PIN.

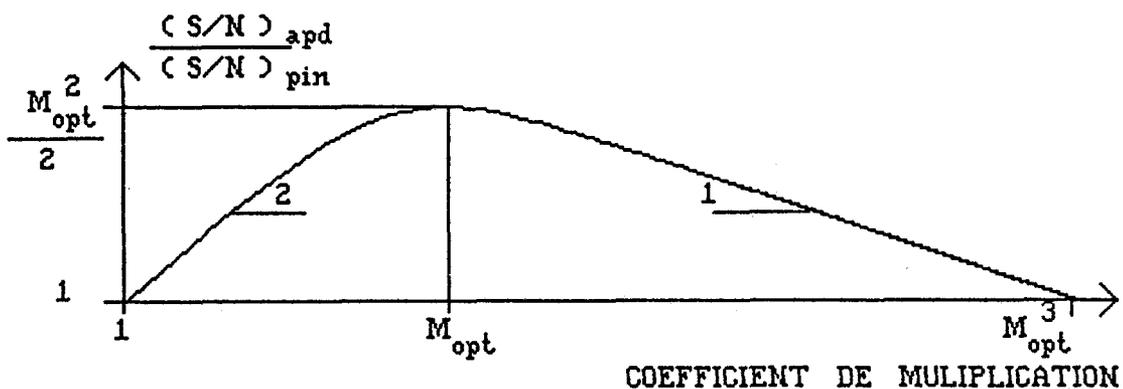


figure IVs : amélioration schématique apportée par la photodiode à avalanche

Il va de soi que la partie utile de la courbe précédente se situe à gauche de  $M_{opt}$  c'est à dire pour des coefficients de multiplication inférieurs à  $M_{opt}$ .

La valeur de  $M_{opt}$  est donc primordiale dans le choix d'un des deux dispositifs, puisqu'elle conditionne directement l'amélioration maximale que peut apporter une photodiode à avalanche. Nous avons donc déterminé ce coefficient, en fonction de la puissance lumineuse, de la résistance de charge, du courant d'obscurité par l'intermédiaire de la surface du composant, pour des structures (épaisseurs et dopages de la couche d'InP n) qui permettent de bénéficier du phénomène d'avalanche, en limitant le courant par effet tunnel ( $E_{InPn/GaInAs} = 190 \text{ kV/cm}$ )

Pour chaque structure, le coefficient de multiplication optimum est déterminé à l'aide de la relation dans laquelle le facteur d'excès de bruit  $F_p$  et le courant d'obscurité sont calculés à l'aide des logiciels présentés au chapitre II. La valeur optimale de M est déterminée par itérations successives en partant d'une valeur fixée arbitrairement en choisissant :

$$\begin{aligned} - I_{obs} &= 10 \text{ nA} \\ - F_p &= M \end{aligned}$$

L'organigramme correspondant est présenté figure IV6

A partir des résultats présentés, on peut constater figure IV7 que le coefficient de multiplication optimum dépend fortement du courant d'obscurité, pour les puissances lumineuses très faibles, c'est à dire lorsque  $I_{obs}$  et  $R.P_L$  sont du même ordre de grandeur. Pour des puissances lumineuses plus importantes, cette différence devient négligeable (figure IV8).

Dans la mesure où l'on souhaite détecter des puissances lumineuses très faibles, il semble important de limiter la contribution du courant d'obscurité. Notons que pour cette étude, le courant d'obscurité obtenu résulte essentiellement du courant de génération-recombinaison qui prend naissance dans le GaInAs.

Pour une épaisseur de GaInAs donnée, le courant de génération -recombinaison peut, bien sûr, être limité en diminuant la surface électrique du composant, en particulier en limitant la zone optiquement neutre utilisée principalement pour les connections électriques.

En supposant donc que le courant d'obscurité peut être négligé devant le photocourant, le rapport signal/bruit obtenu pour un coefficient de multiplication égal à  $M_{opt}$  est inversement proportionnel au facteur d'excès de bruit.

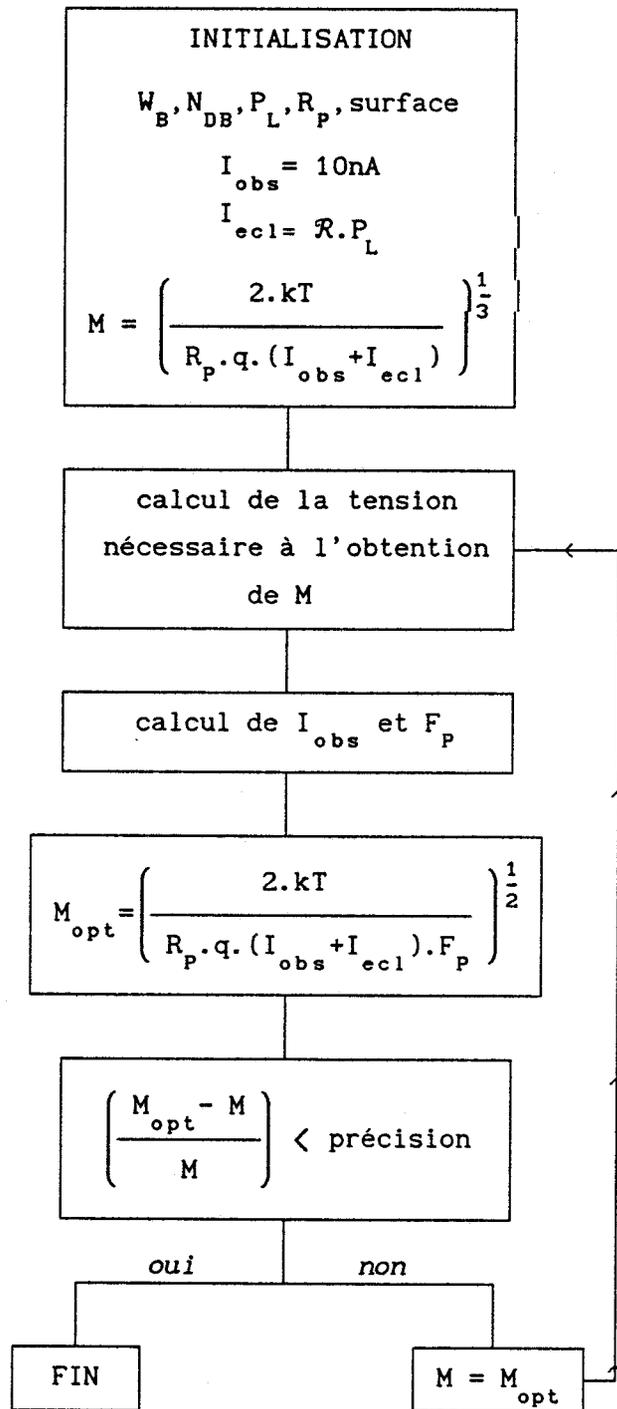


figure IV<sub>6</sub> : organigramme pour le calcul du coefficient optimum d'une photodiode à avalanche

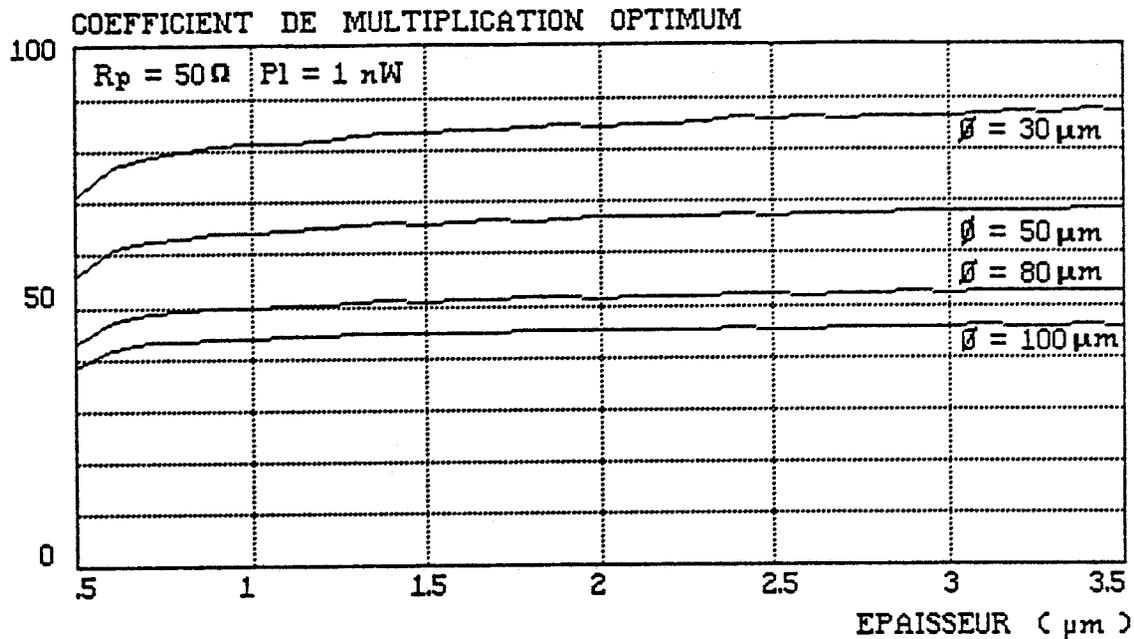


figure IV7 : variation du coefficient de multiplication optimum en fonction de la surface totale de la photodiode pour une puissance lumineuse incidente de 1 nW

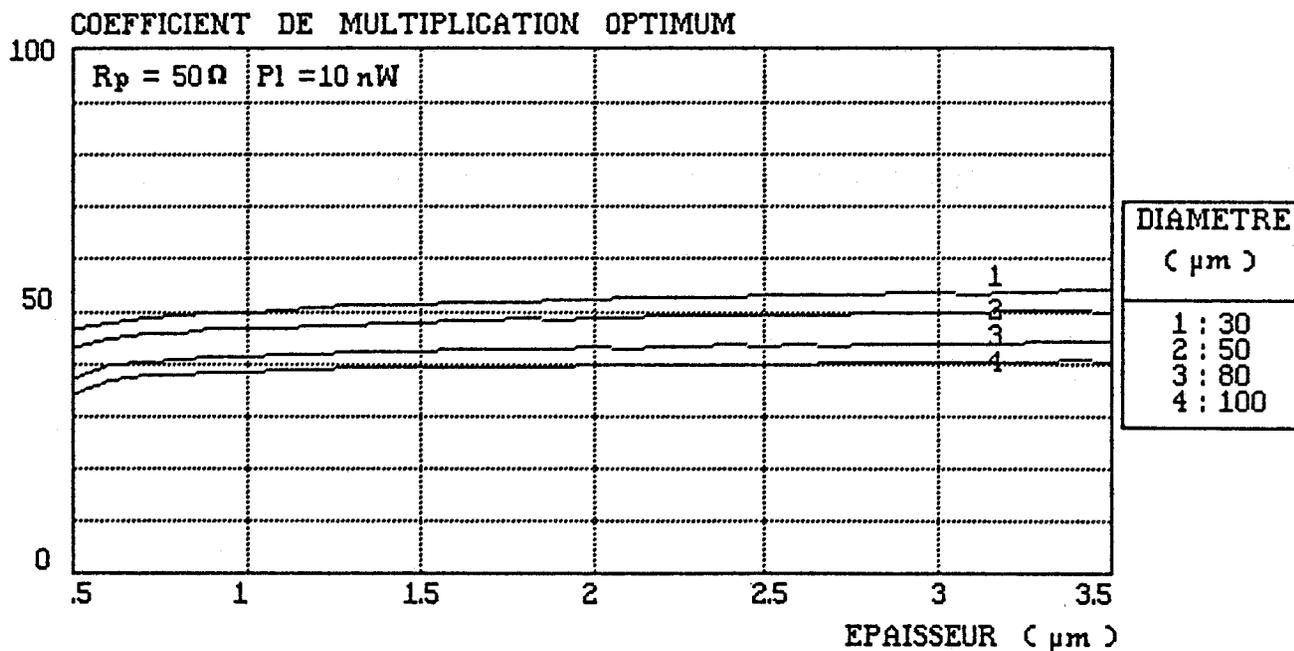


figure IV8 : variation du coefficient de multiplication optimum en fonction de la surface totale de la photodiode pour une puissance lumineuse incidente de 10 nW

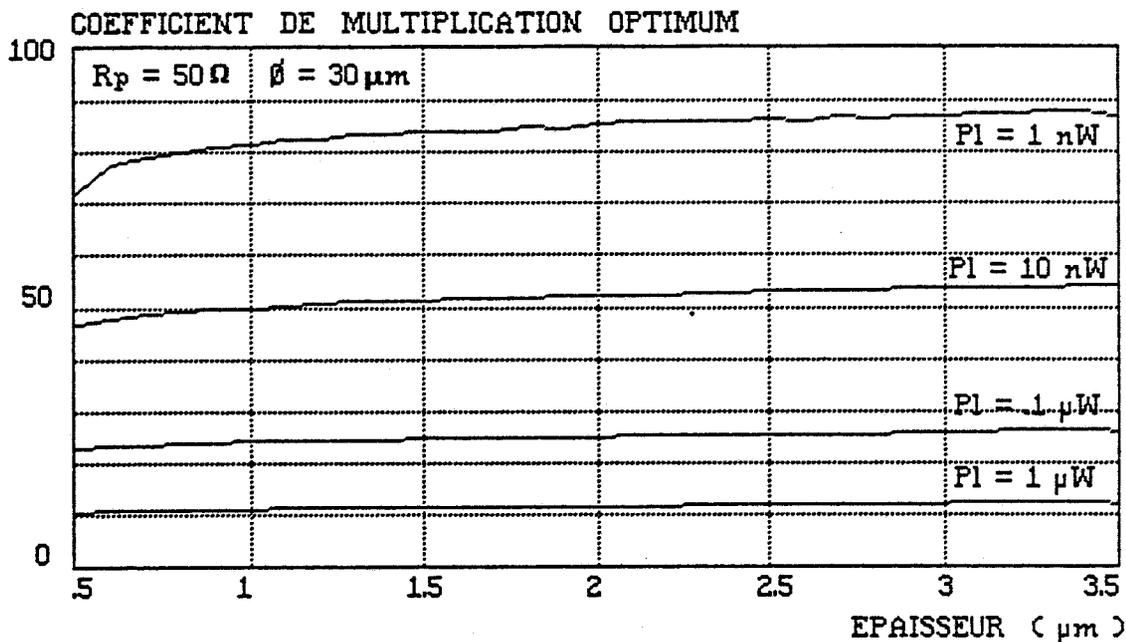


figure IV<sub>9</sub> : variation du coefficient de multiplication optimum  
 en fonction de la puissance lumineuse  
 pour une résistance de polarisation de  $50 \Omega$

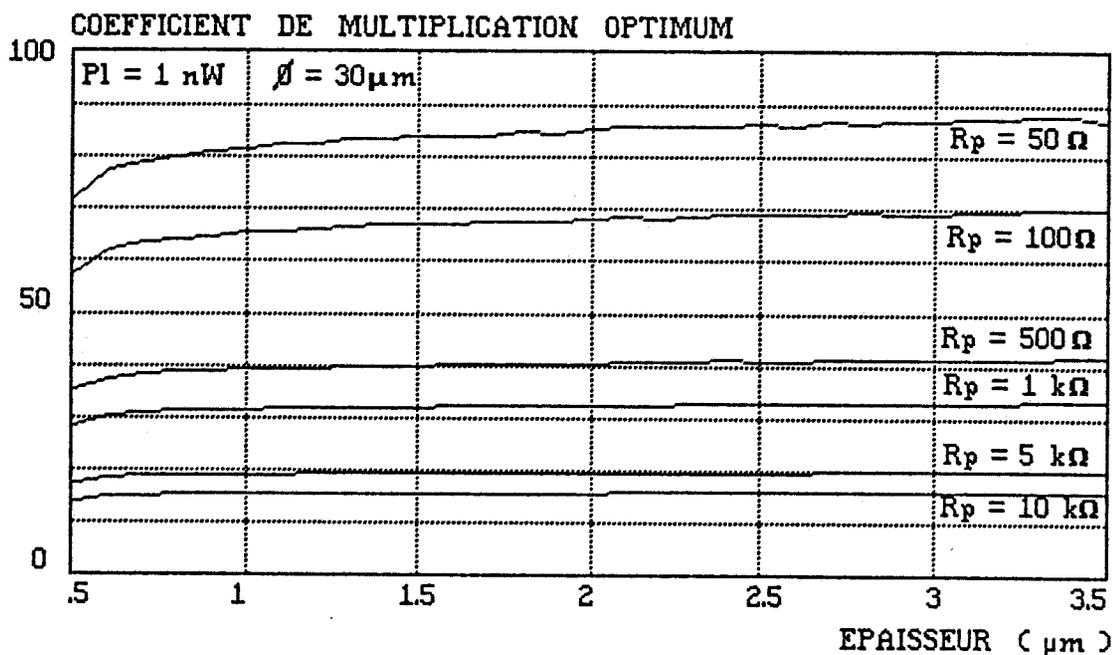


figure IV<sub>10</sub> : variation du coefficient de multiplication optimum  
 en fonction de la résistance de polarisation  
 pour une puissance lumineuse incidente de  $1 \text{ nW}$

Pour obtenir le rapport signal/bruit le plus élevé possible, il est donc souhaitable de minimiser le facteur d'excès de bruit. Une première solution consiste, pour la structure étudiée à choisir, comme nous l'avons vu, une épaisseur de couche d'InP plus élevée. Une seconde solution consiste bien sûr à limiter le coefficient de multiplication optimum, soit en choisissant une puissance lumineuse plus importante (figure IV9), soit une résistance de polarisation plus élevée (figure IV10). Notons que si la première solution n'affecte pas l'amélioration apportée par la photodiode à avalanche, la seconde diminue directement l'intérêt obtenu par l'utilisation de ce dispositif à la place d'une photodiode PIN. C'est une des raisons pour lesquelles un très grand nombre de recherches sont menées sur les photodiodes à avalanche à super-réseau qui doivent conduire à une diminution notable du facteur d'excès de bruit.

Cependant, pour terminer la comparaison des deux dispositifs, il nous a paru intéressant d'étudier la solution qui consiste à augmenter la résistance de polarisation  $R_p$ , ce qui revient à diminuer le bruit thermique. Ainsi pour une résistance de polarisation choisie égale à 1 k $\Omega$ , le coefficient de multiplication optimum obtenu est donné figure IV11. La fréquence de coupure à - 3dB qui lui est associée, peut être déduite à partir de la figure IV12. On remarque, que pour des puissances lumineuses supérieures à 10 nW, toutes les structures proposées peuvent, en théorie, conduire à une utilisation du composant à une fréquence inférieure ou égale au gigahertz.

On vérifie que, d'une manière générale :

- l'utilisation de la photodiode à avalanche est très avantageuse pour des fréquences typiquement inférieures au gigahertz

- les fréquences comprises entre 1 GHz et 2-3GHz sont conditionnées, en ce qui concerne les photodiodes à avalanche, par l'utilisation d'une épaisseur de la couche d'InP n inférieure au micron avec un dopage adéquate. Comme nous l'avons remarqué, la fabrication de telles structures nécessite un contrôle très précis du dopage et du dépôt au cours de l'épitaxie

- les fréquences microondes sont, à notre connaissance, encore difficilement accessibles aux photodiodes à avalanche InP/GaInAs/InP, alors que des photodiodes PIN GaInAs/InP, fonctionnant à ces fréquences ont déjà été réalisées [5].

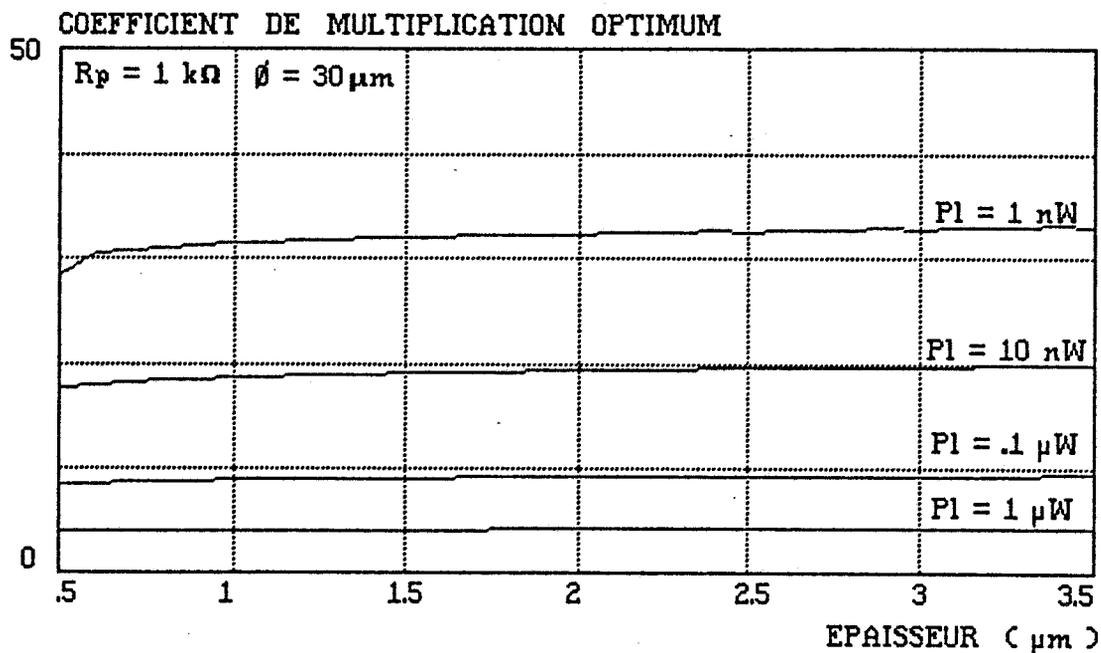


figure IV11 : variation du coefficient de multiplication optimum en fonction de la puissance lumineuse pour une résistance de polarisation de 1 kΩ

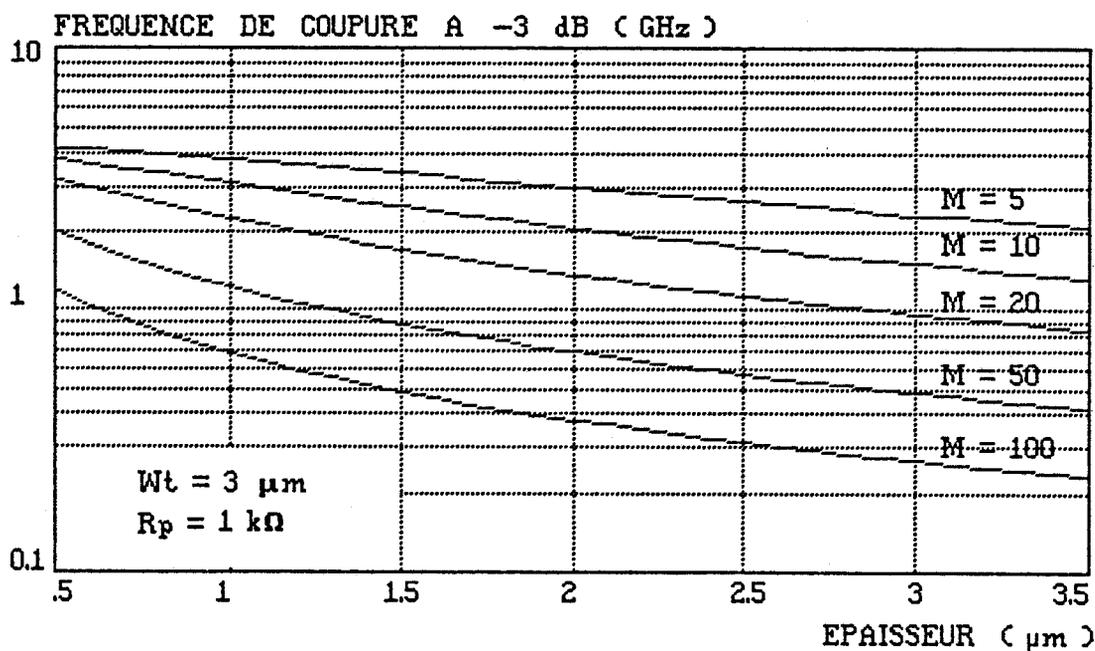


figure IV12 : variation de la fréquence de coupure à -3dB en fonction du coefficient de multiplication, pour une épaisseur de GaInAs égale à 3 μm et une résistance de polarisation égale à 1 kΩ

Comparons à présent, le photoconducteur à la photodiode à avalanche et à la photodiode PIN.

Comme pour la photodiode à avalanche, le photoconducteur permet de diminuer la contribution du bruit thermique en la divisant par  $G^2$  ; l'évolution de l'amélioration par rapport à la photodiode PIN est cette fois une fonction croissante du gain (figure IV13)

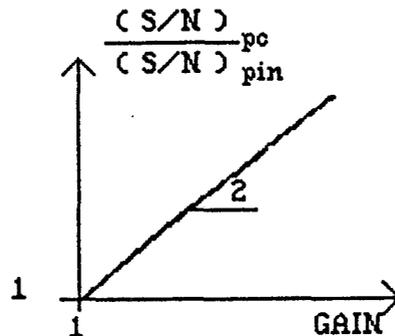


figure IV13 : amélioration schématique  
apportée par le photoconducteur

En réalité, l'intérêt du photoconducteur est conditionné par la fréquence d'utilisation du dispositif. En supposant que le dispositif fonctionne à une fréquence pour laquelle le gain varie en  $1/f$  selon l'expression donnée au paragraphe II b) de ce chapitre, la fréquence maximale pour laquelle le gain est supérieur ou égal à une valeur donnée  $G$  est :

$$f = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_t \cdot G} \quad \text{où} \quad \tau_t = \frac{d}{v}$$

La figure IV14 nous donne l'évolution de cette fréquence en fonction de la distance interélectrode  $d$ , pour une vitesse moyenne de  $0.6 \cdot 10^7$  cm/s. D'autre part, la figure IV15 nous donne la variation de  $G_{\min}$  en fonction de la puissance lumineuse pour différente résistance de polarisation ; la résistance égale à  $50 \Omega$  pouvant correspondre à la prise en compte du bruit en  $1/f$ . Si cette contribution peut être négligée, la résistance équivalente pourra être plus élevée, la valeur maximale étant donnée par la résistance interne du photoconducteur. Dans ce cas, le bruit thermique est plus faible, et nécessite des gains  $G_{\min}$  plus petits. Pour une structure donnée, la dégradation du rapport signal/bruit lors d'une montée en fréquence sera donc plus faible.

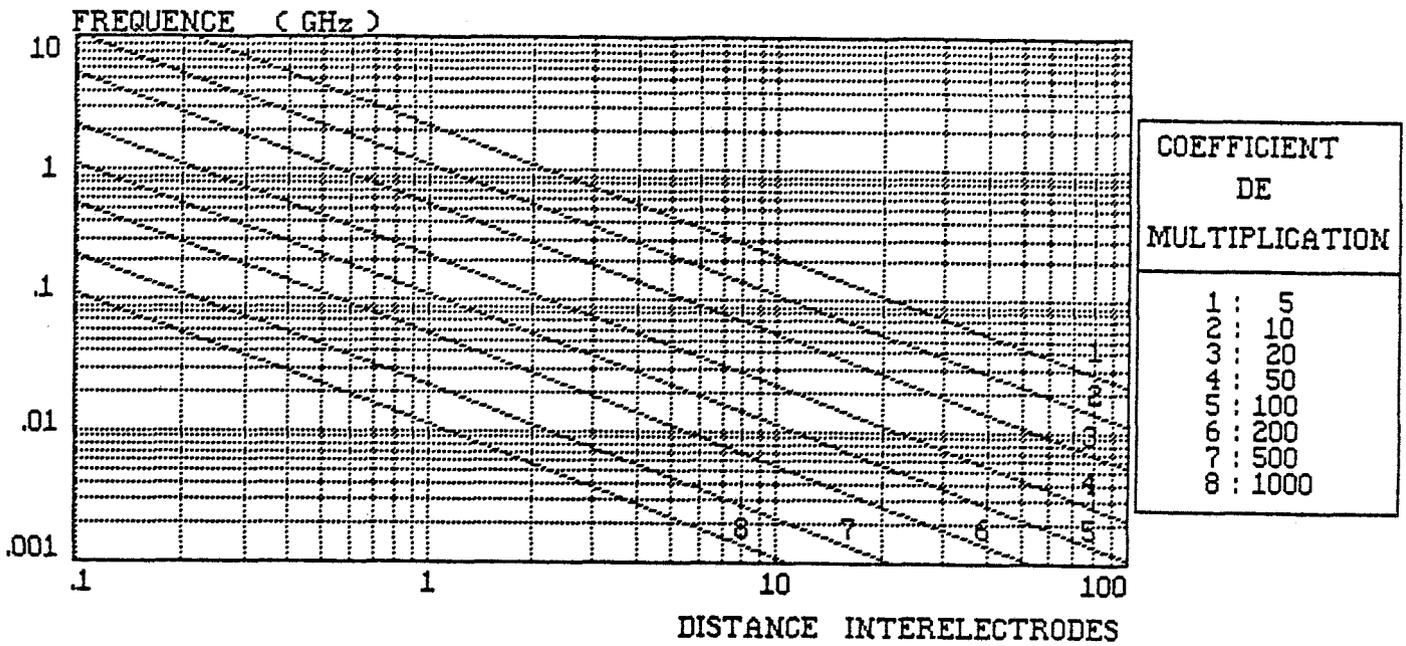


figure IV14 : fréquence de coupure du photoconducteur en fonction de la distance interélectrode pour différents gains

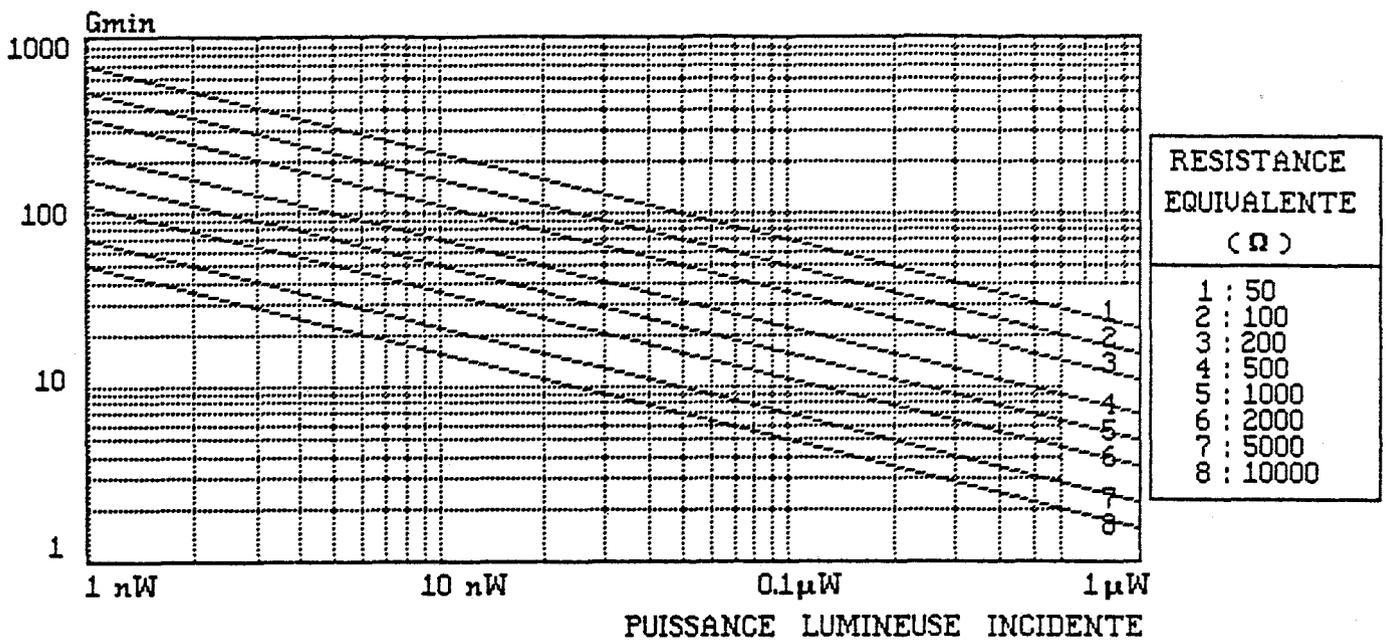


figure IV15 : gain  $G_{min}$  fonction de la puissance lumineuse incidente et de la résistance équivalente

D'une manière générale :

- pour des distances interélectrodes supérieures à quelques microns, le photoconducteur devrait être supérieur aux deux autres dispositifs pour des fréquences typiquement inférieures à 100 MHz, qui correspondent au bénéfice apporté par le gain

- pour conserver ce bénéfice à des fréquences plus élevées, il serait nécessaire de concevoir des structures avec des distances interélectrodes submicroniques. Afin d'éviter les phénomènes de diffraction ou d'ombre des électrodes, il convient alors d'utiliser des structures où le photoconducteur est éclairée par l'intermédiaire d'un guide optique. De tels dispositifs, actuellement à l'étude dans notre laboratoire, doivent conduire à des performances très intéressantes pour des fréquences qui atteignent ou sont supérieures à quelques gigahertz, avec des tensions d'utilisations très faibles

La comparaison que nous venons d'effectuer, concerne le rapport signal/bruit du composant simplement polarisé par le biais d'une résistance, sans qu'aucun système d'amplification ne soit pris en compte. S'il on introduit à présent le système de préamplification, on doit s'attendre à ce que les conclusions partielles que nous venons d'énoncer ne soient pas modifier, si la dégradation du rapport signal/bruit due au préamplificateur est très faible et semblable dans chacun des trois cas.

Nous nous proposons donc, dans la suite de ce chapitre, de comparer les performances des trois types de photodétecteurs, associés à un amplificateur, pour la détection de signaux numériques. Auparavant nous présentons les deux types de préamplificateurs couramment utilisés.

#### IV PREAMPLIFICATEUR

Quel que soit le photodétecteur choisi, il est nécessaire d'amplifier le signal qu'il recueille. En effet, compte tenu des puissances lumineuses incidentes très faibles, les puissances électriques disponibles à la sortie du photodétecteur ne sont pas exploitables directement.

Or, il est bien connu que si tout amplificateur permet d'augmenter la puissance électrique recueillie, il diminue dans le même temps le rapport signal/bruit que l'on avait avant l'amplification. Cette dégradation du rapport S/B peut être caractérisée, de façon simplifiée, par le facteur de bruit défini par l'expression :

$$F = \frac{(S/B)_{\text{sortie}}}{(S/B)_{\text{entrée}}}$$

D'autre part, quand deux amplificateurs sont reliés en série, on obtient le facteur de bruit de l'ensemble, en ajoutant au facteur de bruit du premier amplificateur le facteur de bruit du second amplificateur divisé par le gain du premier. En d'autres termes, la contribution, en bruit, du second amplificateur est divisée par le gain du premier amplificateur. Le choix du premier amplificateur, appelé préamplificateur, est donc fondamental dans la mesure où il conditionne, comme le photodétecteur, les performances de l'ensemble appelé "tête de détection" : il doit posséder un gain le plus élevé, tout en ayant un facteur de bruit le plus faible possible ; ses performances dynamiques doivent être également compatibles avec la fréquence à laquelle s'effectue la détection.

Il existe principalement deux types de montages pour le préamplificateur :

- le montage haute-impédance
- le montage transimpédance

Nous nous proposons, dans la suite de ce paragraphe, de rappeler les propriétés, les performances ainsi que les utilisations envisageables pour chacun des deux montages, à partir de la référence [9].

#### IV a) préamplificateur haute-impédance

Le courant délivré par le photodétecteur est injecté dans le préamplificateur, de gain en tension A, d'impédance et de capacité d'entrée  $R_A$  et  $C_A$  (figure IV15)

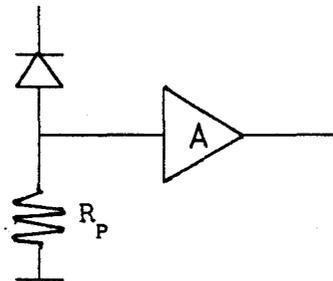


figure IV16 : montage haute-impédance

Le schéma équivalent est donné figure IV17

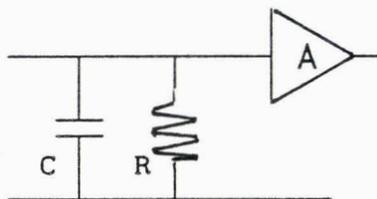


figure IV17 : schéma équivalent d'un préamplificateur montage de type haute-impédance

La fonction de transfert peut s'écrire :

$$H(\omega) = \frac{U_s}{I_{ph}} = \frac{A.R_T}{1 + j\omega.R_T.C_T}$$

où  $R_T$  et  $C_T$  sont la résistance et la capacité équivalente en entrée du préamplificateur. La fréquence de coupure associée est alors donnée par :

$$f_c = \frac{1}{2\pi.R_T.C_T}$$

IV b) préamplificateur transimpédance

C'est un convertisseur courant-tension, dont le schéma de principe est donné figure IV18

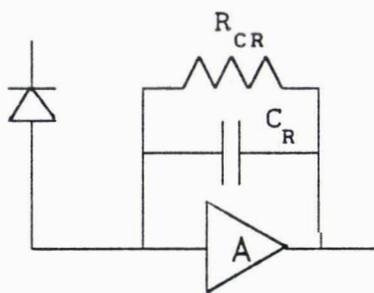


figure IV18 : montage transimpédance

Le schéma équivalente est présenté figure IV18

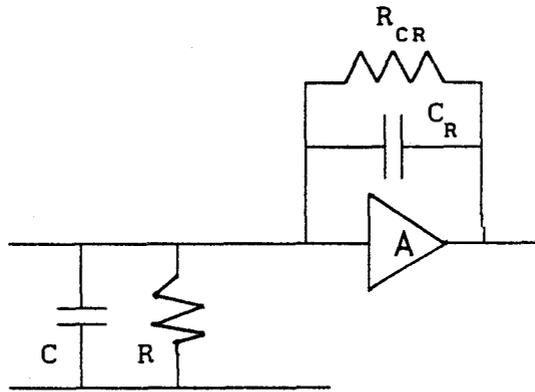


figure IV19 : schéma équivalente d'un préamplificateur montage transimpédance

Si la résistance équivalente, à l'entrée du préamplificateur  $R_T$ , est très grande devant la résistance de contre réaction  $R_{CR}$ , la fonction de transfert peut se mettre sous la forme :

$$H(\omega) = \frac{U_s}{I_{ph}} = \frac{R_{CR}}{1 + R_{CR} \cdot \left( C_T/A + C_R \right)}$$

la fréquence de coupure associée est donnée par l'égalité :

$$f_c = \frac{A}{2\pi \cdot R_{CR} \cdot (C_T + A \cdot C_R)} = \frac{A}{2\pi \cdot R_{CR} \cdot C_T}$$

#### IV c) intérêt des deux montages

Le montage haute impédance possède la plus grande sensibilité, mais nécessite souvent l'utilisation d'un égaliseur monté en aval, pour restaurer le signal (figure IV20)

Le montage transimpédance possède sur ce plan une meilleur linéarité, mais sa sensibilité est limitée par le choix de la résistance de contre-réaction qui doit être inférieure à la résistance équivalente d'entrée

Notons cependant que pour un même niveau de bruit thermique, donné dans le premier cas par  $R_T$  et dans le second cas par  $R_{CR}$ , le montage transimpédance possède une bande passante plus élevée, puisqu'elle est multipliée par A

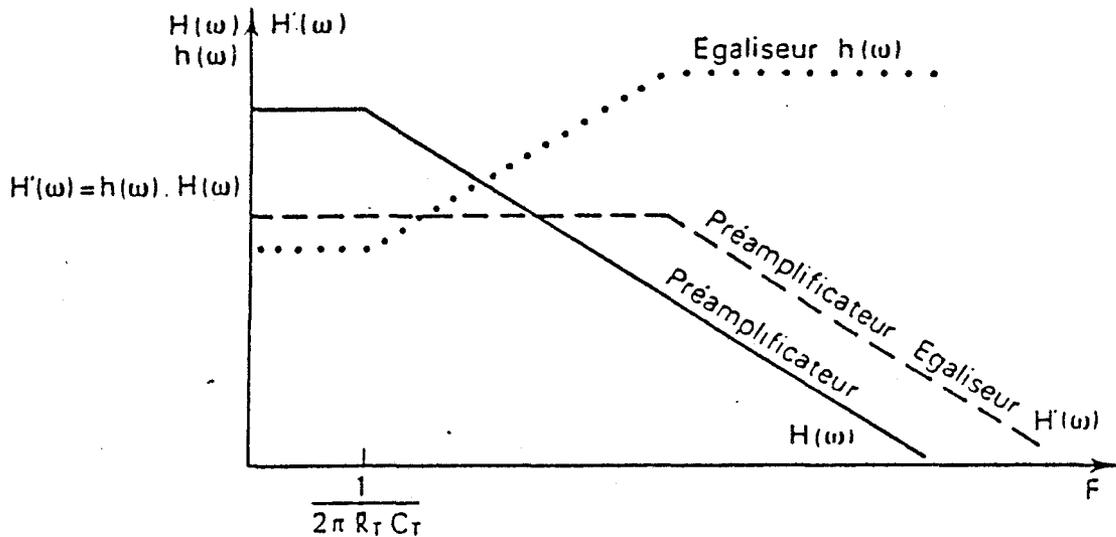


figure IV20 : fonction de transfert d'un préamplificateur de type haute-impédance sans (trait plein) ou avec (trait pointillé) un égaliseur pour restaurer le signal

#### IV d) liaison photodétecteur - préamplificateur

Il va de soi qu'elle doit être la meilleure possible, comportant un minimum d'éléments parasites tels que capacités parallèles ou résistances séries, qui nuisent à l'obtention de bonnes performances dynamiques. Pour cette raison, les efforts se portent actuellement sur l'intégration monolithique du préamplificateur avec le photodétecteur, dans la mesure où les deux technologies sont compatibles. En ce qui concerne la filière GaAs, pour la détection à  $0.8 \mu\text{m}$ , elle s'adapte assez naturellement à la technologie planar du transistor à effet de champ. En revanche, le problème est loin d'être complètement résolu pour la détection à  $1.3\text{-}1.55 \mu\text{m}$ , dans la mesure où l'état de l'art du transistor sur InP n'atteint pas encore celui du FET AsGa, même si les résultats obtenus sur le JFet InP sont prometteurs. Dans ce domaine, une solution, proposée au laboratoire, est l'utilisation de matériaux à fort désaccord de maille : le transistor à effet de champ est réalisé sur GaAs, tandis que le photodétecteur est toujours à base de GaInAs, dont le paramètre de maille est différent de celui de GaAs : des résultats très encourageants ont été obtenus sur des structures intégrées, associant photodétecteur GaInAs et FET AsGa.

Enfin, les problèmes d'adaptations du préamplificateur avec le photodétecteur n'ont pas été pour l'instant pris en compte. Loin d'être

négligeables, ils font actuellement l'objet d'études particulières au laboratoire, pour la détection de signaux analogiques dans le domaine des microondes. Dans ces domaines fréquentiels, on ne peut plus considérer que toute la puissance électrique, issue du photodétecteur, est transmise au préamplificateur ; une partie non négligeable de cette puissance est réfléchiée, à l'entrée du préamplificateur, au détriment des performances de la tête de détection.

## V APPLICATION AUX TRANSMISSIONS NUMERIQUES

Une application particulièrement intéressante pour les photodétecteurs, et plus généralement pour l'optoélectronique, est la transmission d'informations sous forme numérique, très performantes grâce à des avantages tels qu'une bonne immunité aux parasites ou encore une quasi-insensibilité aux non-linéarités.

La présence ou l'absence d'impulsions à intervalles de répétition de période  $T$ , est caractéristique de l'information à transmettre ;  $1/T$  représente alors le débit d'informations noté  $B$ .

La fonction du photorécepteur numérique est d'une part, de déterminer la présence ou l'absence de signal, d'autre part, de régénérer l'information, avec le minimum d'erreur possible. Le synoptique d'une tête de réception est donné figure IV20.

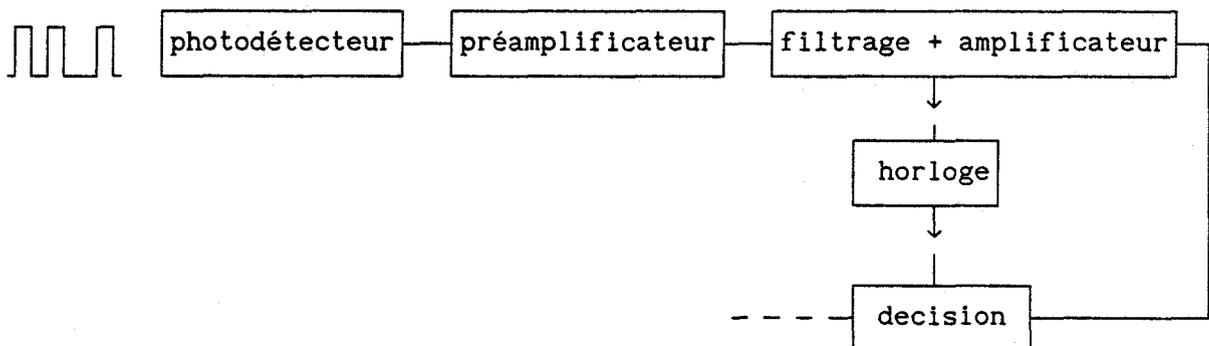


figure IV21 : synoptique d'une tête de réception  
pour des transmissions numériques

Il comprend :

- le photodétecteur
- le préamplificateur faible bruit
- le circuit de filtrage (égaliseur)
- l'amplificateur
- le circuit de décision

Comme nous l'avons dit, le photocourant détecté est amplifié de façon à compenser l'affaiblissement dû à la ligne de transmission, et à disposer ainsi d'un niveau de puissance suffisant pour la régénération du signal binaire. De même, le filtrage est quelque fois nécessaire pour minimiser les phénomènes de recouvrement (intersymboles) et le circuit de décision permet de déterminer la valeur binaire du signal reçu aux instants d'échantillonnage.

Un récepteur idéal donnera une réplique exacte de la forme de la puissance optique d'entrée. En pratique, l'introduction de phénomènes parasites tels que le bruit, le filtrage et la distorsion limitent les performances du récepteur. Nous avons représenté figure IV22 a) ,un train d'impulsions électriques qui est la réplique exact du signal d'entrée. La présence de bruit contamine le signal électrique par des fluctuations aléatoires qui modifient l'information recueillie (figure IV22 b) ). Dans le cas représenté, le choix du niveau de décision nous redonne une reconstruction correcte du signal d'entrée (figure IV22 c) ), à l'exception de la dernière impulsion pour laquelle une fluctuation négative a détruit l'information qui se trouve sous le niveau de décision.

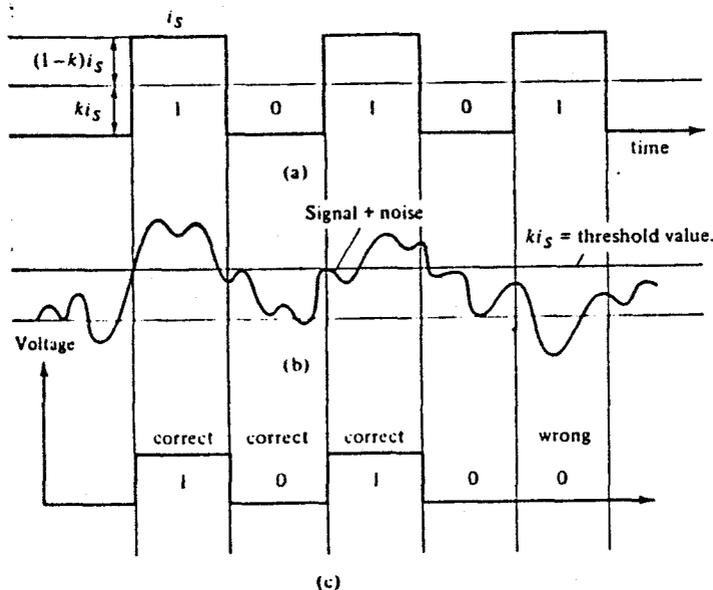


figure IV22 : reconstruction (c) d'un train d'impulsions idéales (a) contaminée par du bruit(b) d'après la référence [10]

On caractérise un photorécepteur par une grandeur fondamentale appelée taux d'erreur ou encore "Bite Error Rate", selon la terminologie anglosaxonne, qui est définie comme étant le rapport du nombre de bits faux

(nombres d'erreurs commises dans l'identification d'un bit) au nombre de bits total, en supposant qu'autant de bits de type 0 et 1 ont été transmis. La sensibilité du photorécepteur est alors définie comme la puissance optique minimale conduisant à un taux d'erreur donné. Cette puissance peut être déterminée à partir :

- du rapport signal/bruit
- d'un paramètre Q dont la définition sera rappelée plus loin

Dans les deux cas, il est indispensable d'effectuer le bilan des différentes contributions de bruit ; d'une part, celles qui dépendent du signal optique et qui sont associées au photodétecteur, d'autre part, celles qui sont indépendantes du signal optique et qui sont associées aux éléments passifs (résistances) et au préamplificateur.

Dans la suite de cette étude, nous supposons que le préamplificateur est un transistor à effet de champ AsGa, en montage de type haute ou transimpédance ; nous négligeons l'influence du circuit de connection (montage hybride ou intégré) et nous supposons qu'aucun égaliseur n'est nécessaire.

Les résultats obtenus dans ce chapitre, qui concerne l'étude du rapport signal /bruit, sont modifiés de part la nature même du signal numérique. En particulier, chacune des contributions de bruit est pondérée par un coefficient qui dépend, non seulement du code utilisé, mais aussi de la forme réelle des impulsions en entrée et en sortie. Une étude complète a été effectuée , à ce sujet, par Personik [11]. Nous utiliserons directement les résultats qu'il a obtenus pour les appliquer à une transmission numérique de type NRZ.

*Quelles sont les différentes sources de bruit et leur contribution ?*

Tout d'abord, en ce qui concerne les éléments indépendants du signal lumineux il faut comptabiliser [12] :

- le bruit thermique de la résistance de polarisation (montage haute impédance) ou de la résistance de contre-réaction (montage transimpédance ), notée R, dont la puissance de bruit est donnée par :

$$\langle i_{th}^2 \rangle = \frac{4.kT}{R} . I_2 . B$$

- le bruit de grenaille dû au courant de fuite de la grille du transistor , noté  $i_g$ , dont la puissance est donnée par :

$$\langle i_{gr}^2 \rangle = 2q \cdot i_g \cdot I_2 \cdot B$$

- le bruit en 1/f associé à la résistance drain-source, dont la puissance, ramenée en entrée, est donnée par :

$$\langle i_{1/f}^2 \rangle = \frac{4 \cdot kT \cdot F}{g_m} \cdot (2\pi \cdot C_T)^2 \cdot f_c \cdot I_f \cdot B^2$$

- le bruit dû à la fluctuation de la tension de grille du transistor, dont la puissance est donnée par :

$$\langle i_{gs}^2 \rangle = \frac{4 \cdot kT \cdot F}{g_m} \cdot (2\pi \cdot C_T)^2 \cdot I_3 \cdot B^3$$

où :

-  $I_2$ ,  $I_3$  et  $I_f$  sont les coefficients déterminés par Personick. Les valeurs couramment utilisées pour le code NRZ sont  $I_2 = 0.562$ ,  $I_3 = 0.0868$  et  $I_f = 0.184$

-  $g_m$  est la transconductance du transistor à effet de champ

-  $C_T$  est la capacité équivalente en entrée (il faudra comptabiliser également celle de la photodiode)

-  $F$  est le facteur de bruit du transistor (typiquement compris entre 1.1 et 1.8 pour le GaAs)

-  $f_c$  est la fréquence pour laquelle la contribution du bruit en 1/f est égale aux autres contributions (typiquement compris entre 10 et 100 MHz)

Pour la contribution du bruit qui dépend du signal lumineux, il va de soi qu'elle dépend du type de photodétecteur utilisé. Considérons les différents cas :

- 1<sup>er</sup> cas : la photodiode [13]  
.....

Il suffit de comptabiliser avec le bruit de grenaille dû à la grille du transistor, le bruit de grenaille de la photodiode, en ajoutant au courant de fuite de la grille du transistor, le courant traversant la photodiode (en toute rigueur il faut considérer le courant d'obscurité et le photocourant)

- 2<sup>ème</sup> cas : la photodiode à avalanche [14]  
.....

Comme pour la photodiode PIN ,il faut comptabiliser le bruit de grenaille amplifié par l'excès de bruit dû au phénomène d'avalanche. Cependant, le coefficient qui pondère la contribution est différente dans le cas de la photodiode à avalanche. la puissance de bruit est :

$$\langle i_{APD}^2 \rangle = 2q. (I_{obs} + I_{ph0}). M_0^2. F(M_0). I_1. B$$

où  $F(M_0)$  est le facteur d'excès de bruit étudié dans le cas d'une injection pure au chapitre II et  $I_1$  est un coefficient dont la valeur typique pour un code NRZ est  $I_1 = 0.548$

Rappelons que  $I_{ph0}$  et  $I_{obs}$  sont des courants de volume non multipliés. Dans le cas où un courant de surface existerait, sa contribution interviendrait à un niveau différent, en l'ajoutant au courant de fuite de la grille du transistor

3<sup>ème</sup> cas : le photoconducteur [15]  
 .....

Comme nous l'avons vu ,il faut prendre en compte le bruit de génération-recombinaison dû à l'éclairement, qui ,comme dans le cas de la photodiode à avalanche, est multiplié par le coefficient  $I_1$ . la puissance de bruit est alors donnée par :

$$\langle i_{gr}^2 \rangle = 4q. I_{ph} . G. I_1. B$$

où  $I_{ph}$  est le photocourant total, c'est à dire,  $I_{ph} = G. \mathcal{R}_e . I_{ph0}$

La contribution du bruit thermique associée à la résistance interne du photoconducteur, est ajoutée à celle de la résistance de polarisation en considérant alors, la résistance équivalente en entrée du transistor

De même, il est d'usage d'inclure la contribution du bruit en 1/f du photoconducteur à celle du transistor, en supposant que les deux contributions sont égales et s'ajoutent.

Enfin, il faut tenir compte, dans le cas du photoconducteur, de la contribution due au recouvrement éventuel d'un bit par un autre. Cette contribution peut être importante dans le cas des photoconducteurs car, pour la transmission numérique, le gain basse fréquence intervient beaucoup. La puissance de bruit, qui dépend du type de bit est :

$$\langle i^2 \rangle = 4q. I_{ph} . G. \sum_1. B \quad \text{transmission d'un 1}$$

$$\langle i^2 \rangle = 4q. I_{ph} . G. (\sum_1 - I_1). B \quad \text{transmission d'un 0}$$

où  $\sum_1 = 0.6$  pour un code NRZ

A partir des différentes contributions de bruit, on peut déterminer dans chacun des cas, la puissance minimale détectable pour un taux d'erreur donné, soit à partir du rapport signal/bruit, soit à partir du paramètre Q.

En ce qui concerne le rapport signal/bruit, dans le cas d'une statistique gaussienne, la probabilité d'erreur est définie par :

$$P_e = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc} \left( \frac{i_s}{2\sqrt{2} \cdot \langle i_n^2 \rangle^{1/2}} \right)$$

où  $i_s$  est le signal théorique de sortie et  $\langle i_n^2 \rangle$  est la contribution de bruit total

Pour une application de type télécommunication, le rapport signal/bruit correspondant à un taux d'erreurs de  $10^{-9}$  doit être égal à 12 soit 21.6 dB en puissance [10] :

$$\frac{i_s}{\langle i_n^2 \rangle^{1/2}} = 12 \quad \text{pour un taux d'erreurs de } 10^{-9}$$

Si l'on considère, maintenant, le paramètre Q, la probabilité d'erreur, dans le cas d'une statistique gaussienne est définie par [11] :

$$P_e = \frac{1}{Q \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left( -\frac{Q^2}{2} \right)$$

où Q est défini par :

$$Q = \frac{D - i_s}{\langle i_n^2 \rangle^{1/2}}$$

D étant le niveau correspondant au seuil de décision.

Dans le cas de transmissions numériques pour les télécommunications, un taux d'erreurs de  $10^{-9}$  nécessite d'avoir  $Q = 6$

Nous allons, dans la suite de ce paragraphe, présenter la démarche qui permet de calculer la puissance minimale détectable à partir du facteur Q, le calcul du rapport signal/bruit ayant déjà été effectué

Dans le cas d'une photodiode PIN, le signal de sortie est donné par :

$$i_{s0} = \left( \frac{\eta q}{h\nu} \right) \cdot b(0)$$

$$i_{s1} = \left( \frac{\eta q}{h\nu} \right) \cdot b(1)$$

b(0) et b(1) sont les puissances lumineuses correspondant respectivement au niveau 0 et au niveau 1

Il vient alors :

$$\left( \frac{\eta q}{h\nu} \right) \cdot b(1) - D = Q \cdot \langle i_{n1}^2 \rangle^{1/2}$$

$$D - \left( \frac{\eta q}{h\nu} \right) \cdot b(0) = Q \cdot \langle i_{n0}^2 \rangle^{1/2}$$

Dans la mesure où la contribution du bruit de grenaille est négligeable, en particulier celle de la photodiode, on a :

$$\langle i_{n1}^2 \rangle = \langle i_{n0}^2 \rangle$$

En éliminant D dans les deux équations, et en appelant P la puissance minimale détectable (puissance moyenne) il vient [13] :

$$\eta \cdot P_{PIN} = Q \cdot \left( \frac{h \cdot \nu}{q} \right) \cdot \langle i_n^2 \rangle^{1/2}$$

où  $\langle i_n^2 \rangle$  est la somme de toutes les contributions de bruit du transistor à effet de champ et de la résistance de charge

Un raisonnement analogue effectuée pour la photodiode à avalanche, en négligeant le courant d'obscurité, permet d'obtenir l'expression de la puissance minimale détectable [14] :

$$\eta \cdot P_{APD} = Q \cdot \left( \frac{h \cdot \nu}{q} \right) \cdot \left[ \frac{\langle i_n^2 \rangle^{1/2}}{M} + q \cdot B \cdot I_1 \cdot Q \cdot F(M) \right]$$

Comme pour l'étude du rapport signal/bruit, l'expression de la puissance minimale détectable fait apparaître l'existence d'un coefficient de multiplication optimum dont l'expression est dans le cas d'une injection pure d'électrons ou de trous :

$$M_{opt} = \frac{1}{\sqrt{k_{eff}}} \cdot \left[ \frac{\langle i_n^2 \rangle^{1/2}}{q \cdot B \cdot I_1 \cdot Q} + k_{eff} - 1 \right]^{\frac{1}{2}}$$

où  $k_{eff}$  est donné par les expressions du chapitre II paragraphe III b)

Enfin, dans le cas du photoconducteur, l'expression de la puissance

minimale détectable est déterminée en tenant compte du phénomène de recouvrement. on obtient alors [15] :

$$\eta \cdot P_{PC} = Q \cdot \left[ \frac{h \cdot \nu}{q} \right] \cdot \left[ \frac{\langle i_x^2 \rangle^{1/2}}{G} + 16q^2 Q^2 G \cdot \Sigma_1 \cdot \left[ \Sigma_1 - I_1 \right] \cdot B^2 \right]^{\frac{1}{2}} +$$

$$2 \cdot \left[ \frac{h \cdot \nu}{q} \right] \cdot Q^2 \cdot \left[ 2\Sigma_1 - I_1 \right] \cdot B$$

Notons que dans le cas du photoconducteur, la puissance de bruit  $\langle i_x^2 \rangle$  doit tenir compte en plus, de la contribution du photodétecteur au niveau du bruit thermique, du bruit de génération-recombinaison et du bruit en 1/f, d'après les remarques effectuées au début de ce paragraphe.

Nous nous proposons, maintenant, d'appliquer les relations obtenues, pour comparer les trois types de photodétecteurs, associés avec le même transistor à effet de champ, pour une transmission numérique avec un taux d'erreur de  $10^{-9}$  qui correspond au cahier des charges des télécommunications.

Pour la photodiode à avalanche, le gain interne est choisi égal au coefficient optimum ; pour le photoconducteur, le gain interne est calculé en fonction de la puissance lumineuse et de la distance interélectrode.

Les caractéristiques du transistor sont les suivantes :

longueur de grille	:	1 $\mu\text{m}$		
largeur de grille	:	100 $\mu\text{m}$		
		dopage couche active	:	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
épaisseur couche active	:	2000 Å		
gm	:	5.6 mS		
Cgs	:	0.1 pF		
Ig	:	3 nA		
F	:	1.75		
fc	:	100 MHz		

Ces caractéristiques sont celles d'un transistor classique, dont la largeur de grille a été choisie pour minimiser la capacité Cgs

La comparaison des trois types de photodétecteurs, présentée figure IV23, a été effectuée pour un photoconducteur de dopage résiduel égal à  $10^{15} \text{ at/cm}^3$  et une distance interélectrode de 1  $\mu\text{m}$  ; les surfaces des deux photodiodes sont égales à 900  $\mu\text{m}^2$  ; le rapport des coefficients d'ionisation est égal à 3, typiquement celui obtenu dans l'InP ; l'épaisseur de la couche

absorbante est égale pour les trois détecteurs à 3  $\mu\text{m}$ .

Les résultats théoriques obtenus en détection numérique sont en accord avec les conclusions partielles données au paragraphe III e) de ce chapitre. Il apparaît que pour des fréquences inférieures gigahertz, le photoconducteur offre des potentialités très intéressantes, à condition toute fois de réaliser un composant de distance interélectrode courte (submicronique pour les fréquences voisines du GigaHertz), et que le circuit d'égalisation ne perturbe pas trop la détection

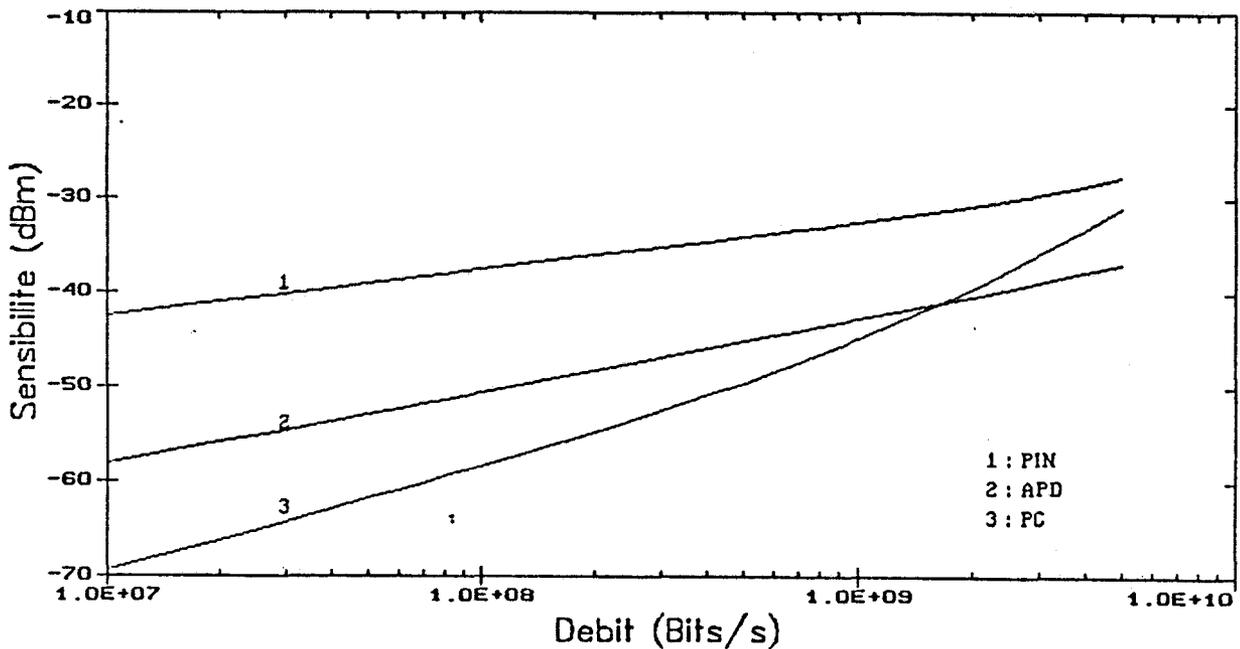


figure IV23 : comparaison de la puissance minimale détectable des trois types de photodétecteurs

## VI CONCLUSION

Nous avons dans ce quatrième chapitre, comparer les performances de trois types de photodétecteurs :

- la photodiode PIN
- la photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées

- le photoconducteur

Après avoir confronté les propriétés statiques et dynamiques de chacun des composants, nous nous sommes particulièrement intéressés au rapport signal/bruit de chaque photodétecteur, en fonction du circuit de charge, de la puissance lumineuse et de la structure du composant.

Il apparaît que pour des fréquences inférieures ou égales au gigahertz, le photoconducteur offre des performances intéressantes, conditionnées par le choix de la distance interélectrode ; notons que des distances interélectrodes submicroniques pourraient être réalisées à l'aide d'un masqueur électronique, sur des structures pour lesquelles le composant est éclairé par le biais d'un guide optique.

Pour des fréquences supérieures au gigahertz, la photodiode à avalanche semble apporter le meilleur compromis ; notons cependant que les performances envisagées sont obtenues pour des composants dont l'épaisseur de la couche d'InP est inférieure au micron ; de telles structures sont encore difficilement réalisables à ce jour, dans la mesure où elles nécessitent un contrôle très rigoureux de la croissance du matériau. Une solution consiste donc à utiliser des photodiodes PIN pour lesquelles de très bonnes performances dans le domaine des microondes sont également envisageables.

Nous avons enfin comparé la puissance minimale détectable des trois types de photodétecteurs pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$ . Les conclusions précédentes restent là encore valables. Notons que l'influence du transistor à effet de champ n'a pas été étudié, dans la mesure où nous avons supposé que les trois photodétecteurs sont associés avec le même transistor.

Pour terminer ce travail, nous nous proposons de présenter dans le chapitre suivant, quelques résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude, qui illustrent bien les conclusions que nous venons de tirer.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

- [1] S.M.Sze : "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley, New York, 1981
- [2] J.P.Vilcot : "Etude des phénomènes de photoconduction dans l'AsGa ...", thèse, 1984
- [3] A.Boyodi : "Etude de photoconducteurs sur matériaux III-V .." thèse, 1987
- [4] D.Lefevre : "Realisation d'une barette de photoconducteur sur AsGa : utilisation en spectrometrie optique", thèse, 1989
- [5] D.Wake et al : IEEE Elect.Device Lett., vol 9 N°5, pp 226-228, 1988
- [6] F.Capasso et al : Appl.Phys.Lett. 40(1), pp 38-40, 1981
- [7] K.F.Brennan : IEEE T.Elect.Devices ,vol 35 N°35, pp 634-641, 1988
- [8] A.Yariv : "Optical Electronic" ch11, 1985
- [9] G.Roulet et al : "transmission de signaux analogiques sur fibres optiques", Revue technique Thomson CSF, vol 14, N°2, pp 333-432, 1982
- [10] A.Yariv : "Optical Electronic" ch10, 1985
- [11] S.D.Personick : "Receiver design for digital fiber optic communication systems" The Bell System Technical Journal, 1973
- [12] S.R.Forrest : J.Ligth.Tech. vol LT-3, N°2, pp 347-360, 1985
- [13] J.E.Bowers et al : J.Ligth.Tech. vol LT-5, N°10, pp 1339-1350, 1987
- [14] B.L.Kasper and J.C.Campbell : J.Ligth.Tech. vol LT-5, N°10, pp 1351-1364, 1987
- [15] S.R.Forrest : IEEE Elect.Device Lett., vol EDL-5, N°12, pp 536-539, 1984

CHAPITRE V

## I INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de présenter d'une part, les bancs de caractérisation mis au point au cours de ce travail, et d'autre part, les résultats expérimentaux obtenus sur des composants caractérisés pendant cette étude.

Les moyens de caractérisation à notre disposition ayant déjà largement été exposés, nous limiterons donc la présentation à deux techniques de caractérisation, la réponse à une impulsion lumineuse et la mesure de bruit en régime d'éclairement, en insistant particulièrement sur les limites et les possibilités offertes par ces moyens, et sur l'exploitation des résultats expérimentaux ainsi obtenus. Ces deux techniques complètent les méthodes de mesure déjà mis au point au laboratoire :

- courant d'obscurité
- photocourant en régime statique et basse fréquence
- capacité
- bruit (HP8970A)
- paramètres " $S_{ij}$ "

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation de quelques composants choisis à titre d'illustration ; nous présentons tout d'abord les résultats obtenus sur des photodiodes PIN GaInAs/InP et sur des photoconducteurs réalisés sur matériau à fort désaccord de maille GaInAs/GaAs, nous exposerons ensuite les performances obtenues sur des têtes optiques associant en intégration monolithique une photodiode à contact Shottky sur GaAs et un transistor à effet de champ sur GaAs, ainsi qu'un photoconducteur sur GaInAs et un transistor à effet de champ sur GaAs

## II TECHNIQUES DE CARACTERISATIONS

### II a) Réponse impulsionnelle

Les techniques actuelles [1] qui permettent de déterminer la fréquence de coupure d'un photodétecteur, sont de plus en plus sophistiquées et onéreuses, dans la mesure où les fréquences à mesurer sont de plus en plus élevées ; elles nécessitent de s'affranchir de la contribution et éventuellement de la limitation de la source qui émet le signal lumineux.

En ce qui nous concerne, nous avons choisi, au début de ce travail de caractériser nos composants par leur réponse à une impulsion lumineuse de

très courte durée. Celle-ci est obtenue à partir d'un laser semi-conducteur, dont le schéma de polarisation est donné figure V1.

Un générateur délivre un signal sinusoïdal qui est amplifié afin d'atteindre une puissance de sortie de 1 Watt. Par l'intermédiaire d'un générateur de peigne ou combgenerator selon la terminologie anglosaxonne, adapté à la fréquence du générateur, le signal électrique est transformé en une impulsion électrique, dont les caractéristiques sont données figure V, pour une fréquence de 250 MHz (qui est la fréquence de répétition des impulsions). On obtient ainsi une impulsion optique, dont les caractéristiques dépendent essentiellement du laser semi-conducteur utilisé ; typiquement, le temps de réponse du laser 1.3  $\mu\text{m}$ , que nous avons utilisé, est inférieur à 50 ps.

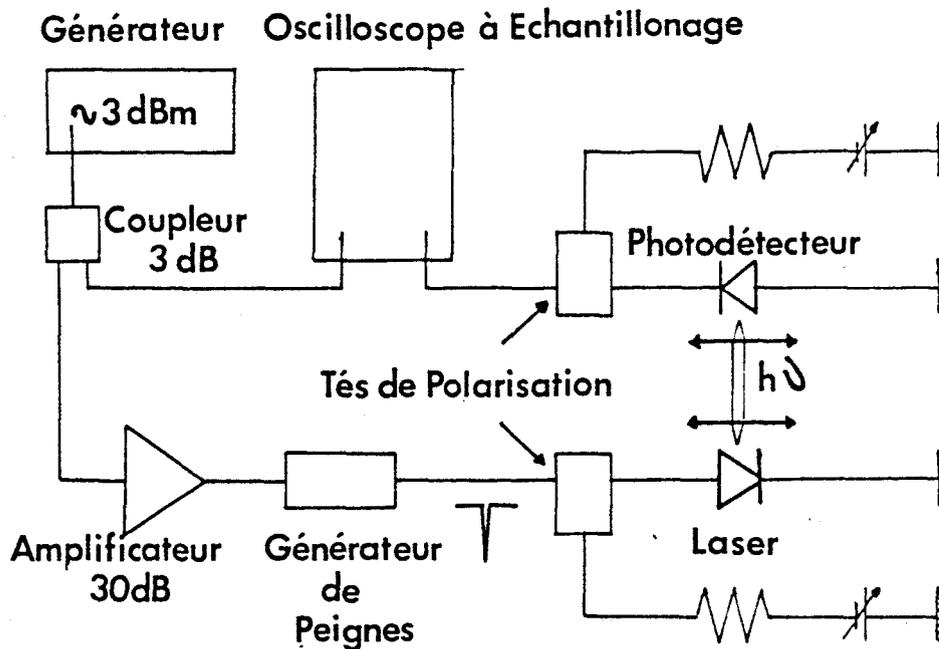


figure V1 : schéma synoptique du banc  
de réponse impulsionnelle

La réponse électrique délivrée par le photodétecteur est visualisée sur un oscilloscope à échantillonnage, dont le temps de réponse est de l'ordre de 25 ps avec une impédance d'entrée égale à 50  $\Omega$ . Comme on peut le remarquer sur la figure V, le photodétecteur est polarisé par le biais d'un té de polarisation dont la bande passante est 10kHz-12GHz et le temps de réponse est égal à 25 ps.

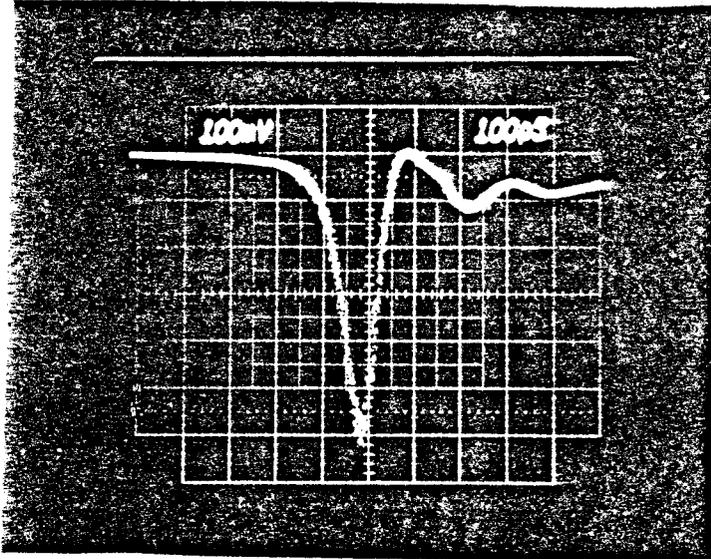


figure V2 : impulsion électrique utilisée  
pour l'excitation du laser ( atténuation : 30 dB )

On dispose alors, sur l'oscilloscope, de nombreuses informations parmi lesquelles :

- l'amplitude de l'impulsion
- la surface de l'impulsion
- le temps de montée
- le temps de descente
- la largeur à mi-hauteur.

*Peut-on relier ces renseignements à la fréquence de coupure du composant à - 3 db ?*

Nous avons développé, pour tenter de répondre à cette question, un logiciel de transformée de Fourier à base 2, sur microordinateur de table, qui permet, dans un temps extrêmement court, d'obtenir la réponse fréquentielle du composant à partir de sa réponse temporelle. Cependant, afin de généraliser la caractérisation, nous avons essayé de déterminer une loi empirique, qui permet de relier directement les informations obtenues à la fréquence de coupure.

*Quelle a été notre démarche ?*

A partir du logiciel de simulation des photodiodes PIN en régime dynamique, nous avons déterminé les fonctions de transfert théoriques de quatre composants, dont la structure (épaisseur des couches épitaxiées et surface) a été choisie pour que ces dispositifs aient des fréquences de coupures théoriques respectivement égales à 1, 5, 10 et 20 GHz.

Nous avons ensuite calculé la réponse de chacun des composants à des impulsions lumineuses de formes différentes, en essayant de trouver chaque fois, une relation entre la fréquence de coupure et un élément de la réponse impulsionnelle. Les formes des impulsions optiques choisies pour cette étude sont les suivantes :

- Dirac
- créneau dont la largeur a été choisie en fonction de la fréquence de coupure théorique de chaque composant, mais dont les temps de montée et de descente sont nuls.
- Gaussienne, dont la largeur à mi-hauteur, qui la caractérise, a été choisie également en fonction de la fréquence de coupure de chaque composant.

Les impulsions théoriques sont données figures V<sub>3</sub>,V<sub>4</sub>,V<sub>5</sub>,V<sub>6</sub>

Elles ont été obtenues de la façon suivante :

Pour chaque impulsion optique choisie, nous avons déterminé sa transformée de Fourier à partir du logiciel mis au point ( le nombre de points a été choisi égal à 2048 pour discrétiser la fenêtre temporelle).

Nous avons effectué ensuite le produit de cette transformée avec la fonction de transfert de la photodiode, déterminée pour chaque fréquence, à partir du logiciel de simulation de la photodiode PIN.

Enfin, nous avons obtenu la réponse temporelle de la photodiode, par une transformée de Fourier inverse du produit.

Nous avons reporté dans le tableau V<sub>1</sub>, pour chacun des composants étudiés et pour chaque impulsion simulée, le temps de montée, le temps de descente, pris chacun entre 10 % et 90 % de l'amplitude maximale du signal ainsi que la largeur à mi-hauteur.

Il apparait au travers de ces résultats, que le temps de descente, entre 10 % et 90 % du signal, semble être l'information qui peut être reliée le plus directement à la fréquence de coupure du composant, dans la mesure où ce temps semble être indépendant de la forme de l'impulsion incidente ; on peut également remarquer que, pour des choix d'impulsions simulées trop lentes, la limitation n'est plus donnée par la photodiode mais par l'impulsion ; il va de soi que dans ce cas, on ne peut obtenir de manière immédiate, l'information qui permet de déterminer la fréquence de coupure du composant.

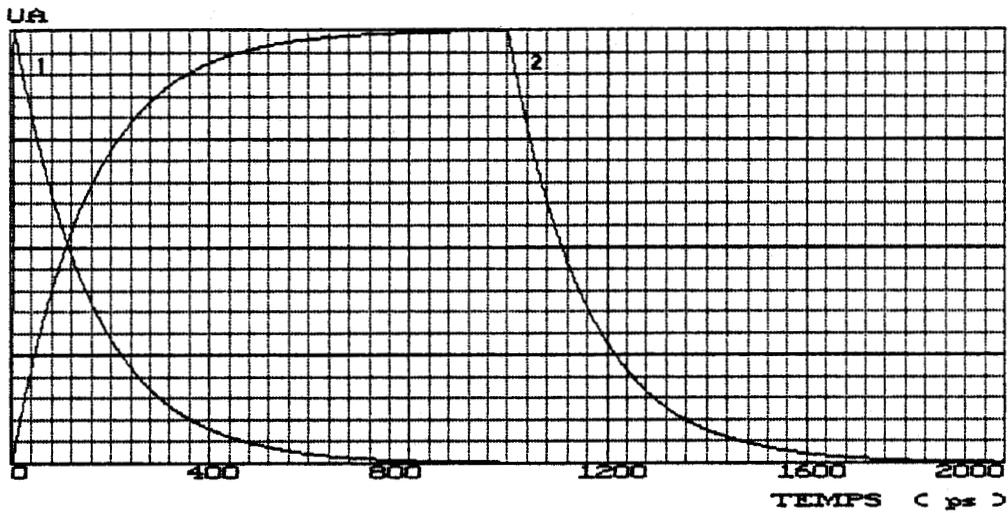


figure V3a : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 1 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est un Dirac (1) et un créneau de largeur 1000 ps (2)

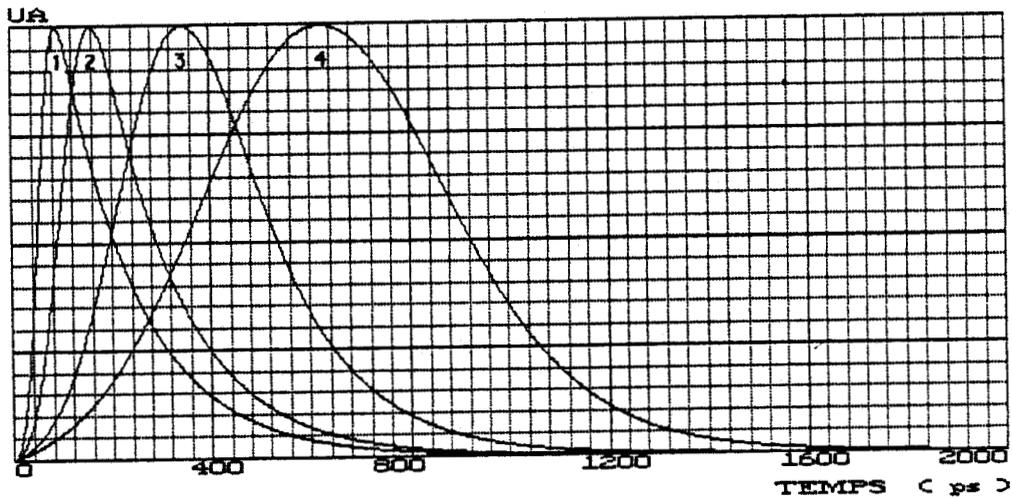


figure V3b : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 1 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur 50 ps (1), 100 ps (2), 250 ps (3) et 500 ps (4)

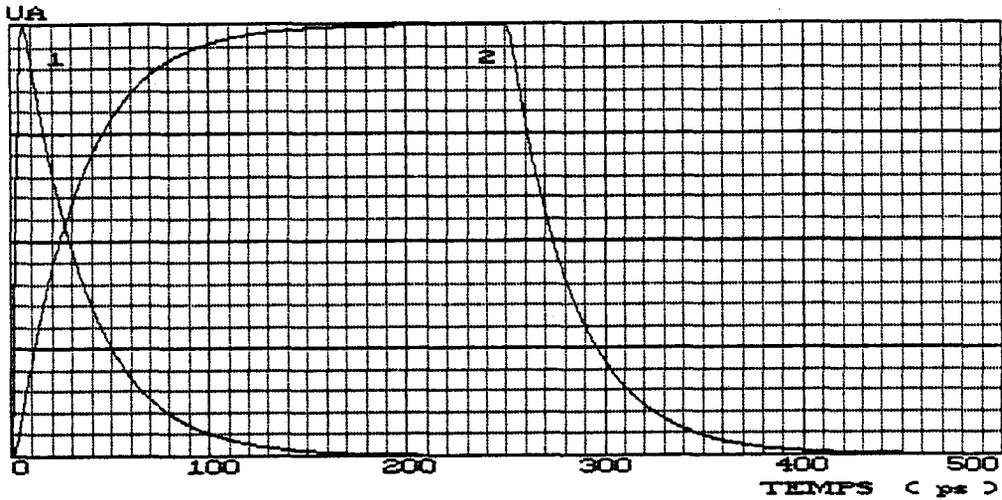


figure V<sub>4a</sub> : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 5 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est un Dirac (1) et un créneau de largeur 250 ps (2)

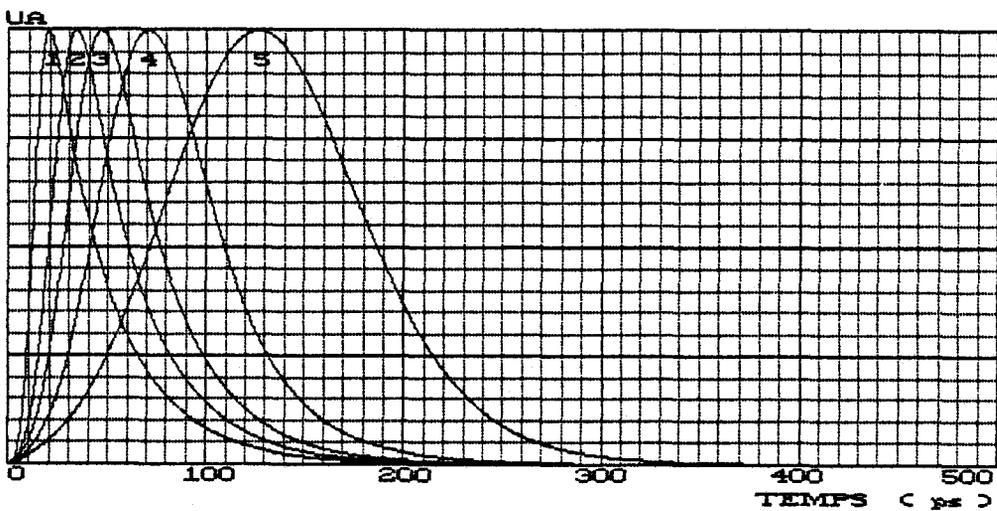


figure V<sub>4b</sub> : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 5 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur 10 ps (1), 20 ps (2), 30 ps (3) 50 ps (4) et 100 ps (5)

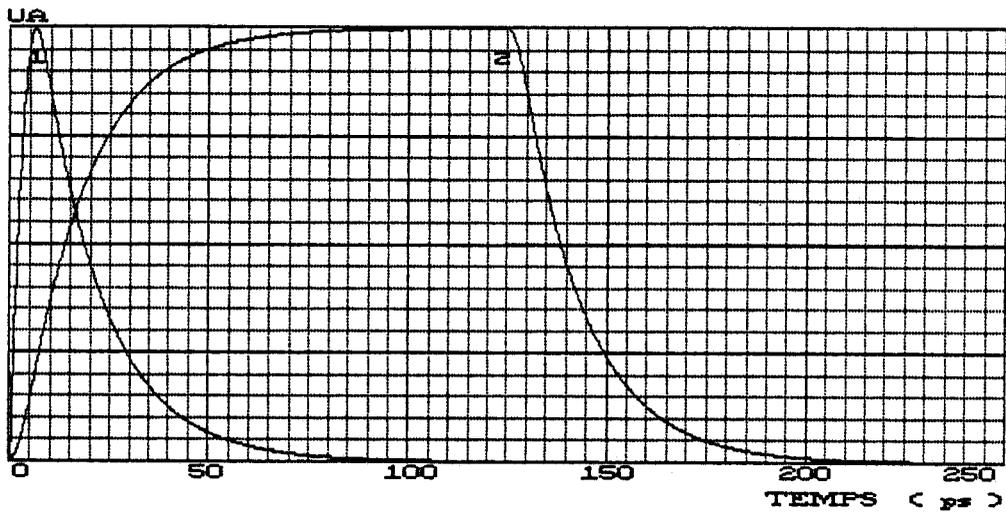


figure V<sub>5a</sub> : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 10 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est un Dirac (1) et un créneau de largeur 125 ps (2)

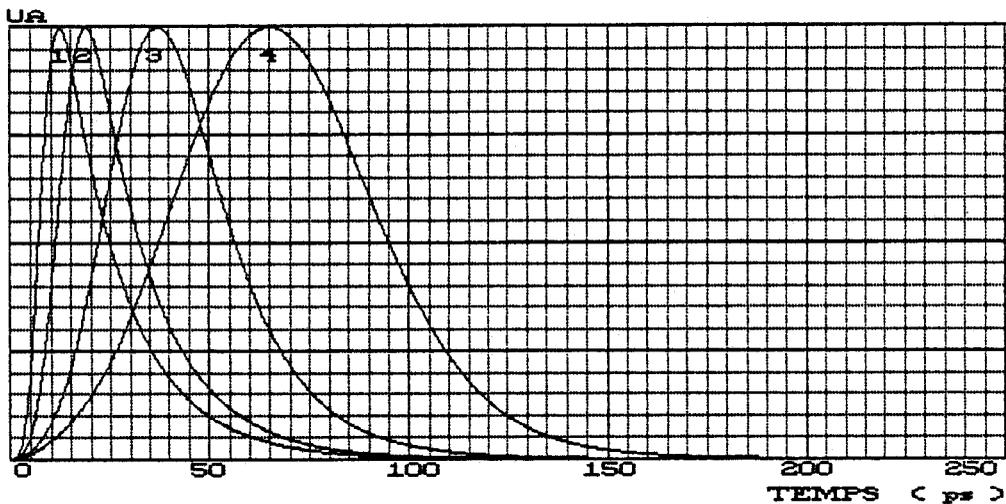


figure V<sub>5b</sub> : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 10 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur 5 ps (1), 10 ps (2), 25 ps (3) et 50 ps (4)

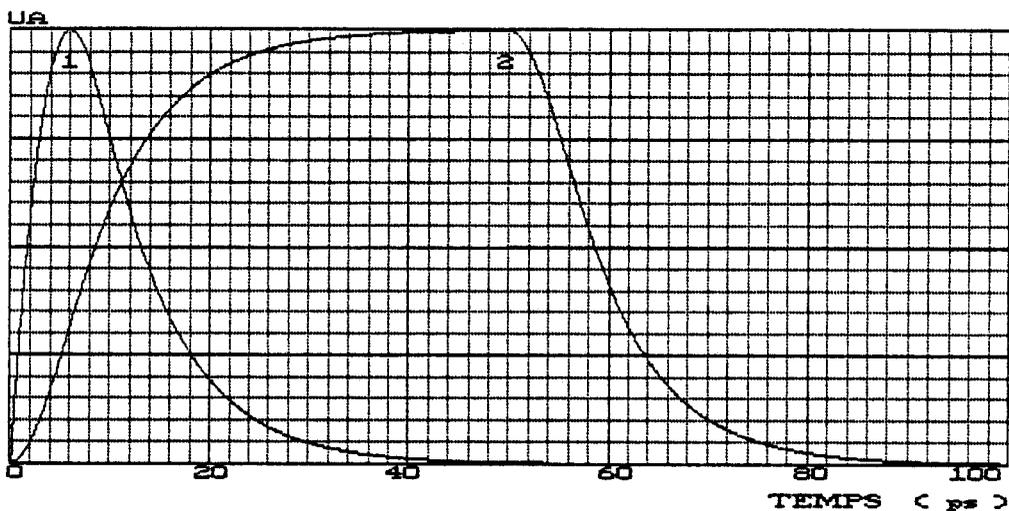


figure V6a : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 20 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est un Dirac (1) et un créneau de largeur 50 ps (2)

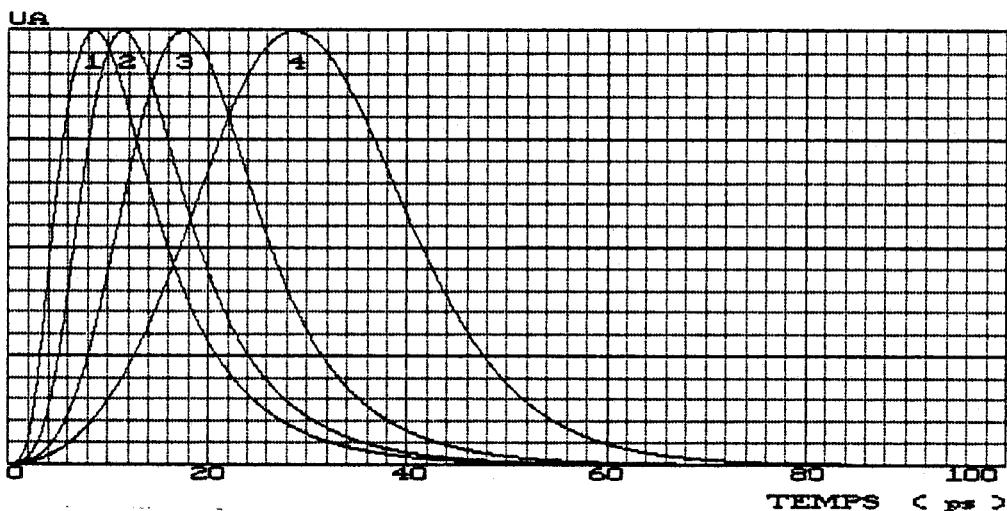


figure V6b : réponse théorique d'une photodiode de fréquence de coupure 20 Ghz à une impulsion optique théorique dont la forme est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur 2.5 ps (1), 5 ps (2), 10 ps (3) et 20 ps (4)

f <sub>c</sub> ( GHz )	f <sub>c</sub> = 1		f <sub>c</sub> = 5		f <sub>c</sub> = 10		f <sub>c</sub> = 20	
Dirac	t <sub>m</sub>	5		4		3		2
	t <sub>mh</sub>	110		28		16		11
	t <sub>d</sub>	336		70		35		17
Creneau	t <sub>m</sub>	345		69		36		17
	t <sub>mh</sub>	<u>1000</u> 1000	<u>250</u>	250	<u>125</u>	125	<u>50</u>	50
	t <sub>d</sub>	345		70		36		17
Gaussienne	t <sub>m</sub>	40		10		5		4
	t <sub>mh</sub>	<u>50</u> 160	<u>10</u>	32	<u>5</u>	18	<u>2.5</u>	12
	t <sub>d</sub>	340		70		35		17
Gaussienne	t <sub>m</sub>	90		18		9		6
	t <sub>mh</sub>	<u>100</u> 200	<u>20</u>	50	<u>10</u>	21	<u>5</u>	13
	t <sub>d</sub>	344		70		35		17
Gaussienne	t <sub>m</sub>	200		40		20		9
	t <sub>mh</sub>	<u>250</u> 340	<u>50</u>	70	<u>25</u>	35	<u>10</u>	16
	t <sub>d</sub>	380		76		38		17
Gaussienne	t <sub>m</sub>	380		75		38		16
	t <sub>mh</sub>	<u>500</u> 570	<u>100</u>	115	<u>50</u>	57	<u>20</u>	24
	t <sub>d</sub>	480		96		49		25

tableau V1 : t<sub>m</sub> temps de montée, t<sub>mh</sub> largeur à mi-hauteur et t<sub>d</sub> temps de descente (en picosecondes) des impulsions théoriques obtenues à partir d'une impulsion théorique d'entrée dont la largeur à mi-hauteur (en picosecondes) est soulignée dans le tableau.

Dans la mesure où la contribution du signal incident est négligeable, la fréquence de coupure peut donc être déterminée par :

$$f = \frac{1}{\pi \cdot \tau_{des}}$$

où τ<sub>des</sub> représente le temps de descente entre 10% et 90%

Dans la pratique, il faut également tenir compte des éléments qui perturbent le signal :

- le Té de polarisation
- l'oscilloscope à échantillonnage

Une bonne approximation du temps de descente intrinsèque au composant, est donnée par:

$$(\tau_{des}^2)_{intrinsic} = (\tau_{des}^2)_{mesuré} - 25^2 - 25^2$$

où les temps de descente sont exprimés en picosecondes

Compte tenu des meilleurs temps de descente que nous avons mesurés avec le laser 1.3  $\mu\text{m}$  ( de l'ordre de 40 à 50 ps ), la limite hautes fréquences de notre caractérisation se situe aux environs de 7 GHz.

## II b) bruit

La détermination expérimentale du bruit d'un composant s'avère souvent délicate, dans la mesure où tous les éléments qui permettent d'effectuer la caractérisation, possèdent un bruit propre que l'on peut difficilement considérer comme négligeable.

Une solution consiste à mesurer directement le bruit du composant sur un analyseur de spectre très sensible, ou encore, à comparer le bruit à son niveau de référence au moyen, par exemple, du mesureur HP8970A que nous disposons au laboratoire. Si ces techniques ont à leur avantage une bonne résolution fréquentielle, elles possèdent malheureusement une sensibilité de mesure limitée par l'impédance d'entrée qui les caractérise égale à 50  $\Omega$ .

Il semble alors difficile de mesurer directement des niveaux de bruit inférieurs au bruit thermique d'une résistance de 50  $\Omega$ , soit une puissance de bruit de 108 dBm mesurée dans une bande de 1MHz. Or, comme nous l'avons remarqué dans les chapitres précédents, les niveaux de bruit qui caractérisent les composants optoélectroniques en régime d'éclairement sont souvent inférieurs à cette limite.

Il apparait donc indispensable de mettre en oeuvre une nouvelle technique qui abaisse la limite de mesure fixée par le bruit thermique. Cette technique, déjà utilisée au Centre National d'Etudes et de Télécommunications de LANNION B, repose sur le principe suivant : moduler, en très basse fréquence, le bruit que l'on peut mesurer [2].

Or, comme on peut le constater, le bruit d'éclairement des trois types de composants étudiés est directement relié au photocourant ; en éclairant le photodétecteur avec une source lumineuse modulée en très basse fréquence, le bruit associé sera également modulé à cette même fréquence, tandis que les différents bruits thermiques ne le seront pas a priori. Il doit être alors possible d'extraire le bruit d'éclairement.

Le schéma synoptique du banc de caractérisation est donné figure V7 .

La source lumineuse est un laser Hélium-Néon, Rouge-Infrarouge, émettant simultanément deux longueurs d'onde : 0.632  $\mu\text{m}$  et 1.15  $\mu\text{m}$ . On peut, au moyen de deux filtres adéquats, éliminer l'une des deux longueurs d'onde. La

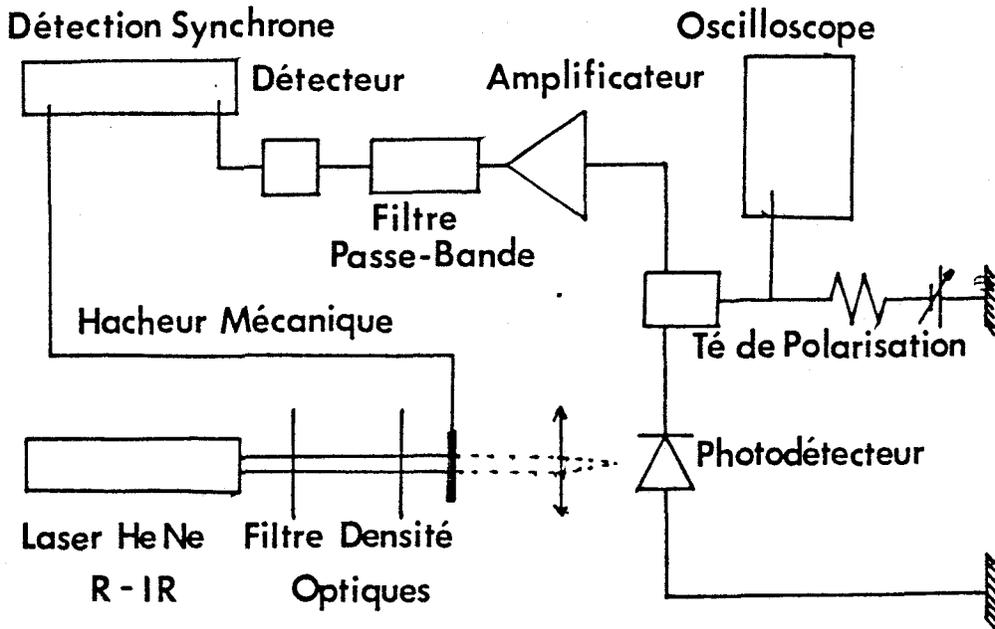


figure V7 : schéma synoptique du banc de mesure du bruit d'éclairage à 30 MHz dans une bande de 1 MHz

puissance lumineuse étant constante (typiquement 2 mW à 0.632  $\mu\text{m}$  et 0.2 mW à 1.15  $\mu\text{m}$ ) un jeu d'atténuateur optique permet de faire varier la puissance lumineuse incidente.

Enfin, un hacheur mécanique module le faisceau incident pour obtenir un signal rectangulaire à une fréquence choisie égale à 1 kHz.

Le photodétecteur est polarisé, par le biais d'une résistance de 1 k $\Omega$  et d'un Té de polarisation de bande passante 10 kHz-12GHz. Un oscilloscope permet de mesurer la tension aux bornes de la résistance de 1 k $\Omega$  qui nous donne le photocourant traversant le composant (dans la mesure où l'impédance de l'alimentation peut être négligée devant 1 k $\Omega$  tandis que celle de la photodiode et de l'oscilloscope sont très grandes devant cette résistance).

L'analyse du bruit d'éclairage se fait dans une fenêtre de 1 MHz (fixé par le filtre) centrée sur 30 MHz. Le bruit est amplifié par l'intermédiaire de deux amplificateurs dont la somme des gains de 90 dB, peut être diminuée par le biais d'un atténuateur électrique, pour ne pas saturer le détecteur quadratique qui délivre en sortie une tension proportionnelle à la puissance incidente (dans la mesure où cette puissance est inférieure à 1 mW après amplification).

Un étude théorique complète de la chaîne de mesure de bruit [3], montre que le signal délivré par le détecteur quadratique a trois composantes :

- une composante continue d'amplitude  $P_b/2 \cdot (1+m^2/2)$
- une composante à la fréquence du hacheur d'amplitude  $P_b \cdot m$
- une composante à la fréquence double du hacheur d'amplitude  $P_b \cdot m/4$

la composante modulée ayant la même forme que la modulation de la lumière incidente (ici rectangulaire) et  $m$  étant égal au taux de modulation de celle-ci. Dans le cas d'un hacheur mécanique parfaitement symétrique,  $m$  est égal à 1.

Un amplificateur à détection synchrone permet de mesurer la composante qui est synchronisée en fréquence et en phase avec le signal lumineux incident. Cette composante est la tension délivrée par le détecteur quadratique, qui est proportionnelle à la puissance de bruit d'éclairement amplifiée (le coefficient de proportionnalité étant égal à la sensibilité du détecteur quadratique).

Avant d'effectuer les premières mesures de bruit, nous avons procédé à l'étalonnage de la chaîne d'amplification. Pour cela, nous avons remplacé le photodétecteur de la figure V7 par un synthétiseur, dont la puissance de sortie a été préalablement vérifiée. Le générateur, à la fréquence de 30 MHz, est modulé en amplitude par un signal rectangulaire ajusté pour obtenir un taux de modulation égal à 1 (figure V8 ). Nous avons ainsi déterminé le

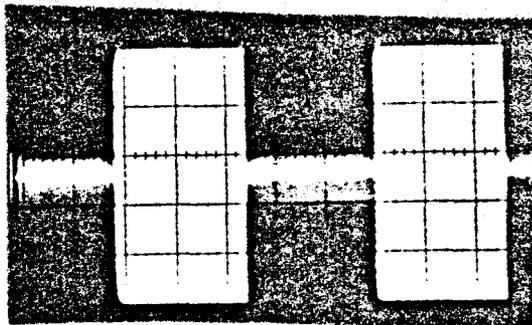
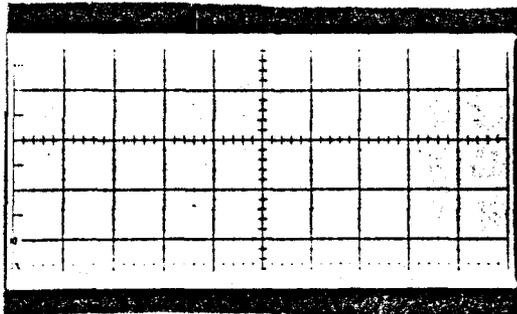


figure V8 : caractéristiques du signal à 30 MHz utilisé pour la calibration du banc de mesure de bruit pour un taux de modulation est égale à 1

signal électrique obtenu à l'entrée de la détection synchrone pour des puissances électriques incidentes de -100, -110, -120 et -130 dBm, ce qui nous a permis de relier le signal basse fréquence à la puissance lumineuse incidente par la relation :

$$N_{\text{dBm}} = -136 + 10 \cdot \log( V_{\mu\text{V}} )$$

Pour une puissance de sortie constante délivrée par le synthétiseur, nous avons fait varier la fréquence pour vérifier d'une part, que la largeur à -3dB du filtre était voisine de 1 MHz, d'autre part, que la contribution des fréquences qui se situe en dehors de la bande de mesure est bien négligeable.

Nous avons effectué une série de mesure sur des composants de tests (photodiode germanium) pour lesquelles le bruit d'éclairement a été étudié en fonction du photocourant ; nous avons pu ainsi vérifier la validité de la méthode de mesure sur deux plans (figure V9) :

- qualitativement, les variations du bruit en fonction du photocourant sont conformes à la relation bien connue  $\langle i^2 \rangle = 2qiB$
- quantitativement, les niveaux mesurés correspondent, avec une précision inférieure au dB, aux niveaux calculés à partir de cette loi

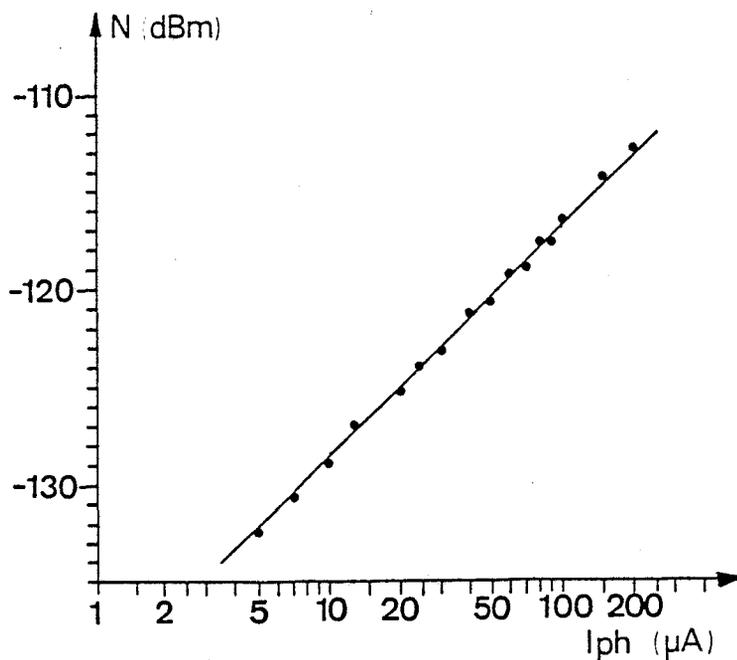


figure V9 : variation du bruit d'une photodiode Germanium en fonction de la puissance lumineuse incidente à la longueur d'onde 1.15 µm

Quelles sont les utilisations possibles du banc de caractérisation ?

Il offre la possibilité de déterminer le facteur d'excès de bruit [4] des photodiodes à avalanche, avec une génération de porteurs issus, soit d'un rayonnement à 0.632  $\mu\text{m}$ , soit d'un rayonnement à 1.15  $\mu\text{m}$ . Ces deux longueurs d'ondes doivent permettre, en fonction des matériaux étudiés et en particulier pour la filière InP/GaInAs/InP, l'injection d'un seul type de porteurs. A titre d'exemple, nous donnons figure V10 la variation du bruit d'une photodiode germanium en fonction du photocourant obtenue en faisant varier la tension de polarisation, pour différentes puissances lumineuses. Le facteur d'excès de bruit ainsi mesuré est tout à fait conforme à la théorie puisqu'il est du même ordre de grandeur que le coefficient de multiplication. Notons cependant que, dans le cas de coefficients de multiplication très élevés, la mesure du facteur d'excès de bruit nécessite l'utilisation d'une résistance de polarisation plus faible qu'un kiloOhms et/ou d'une puissance lumineuse incidente également très faible, afin que le photocourant qu'elle

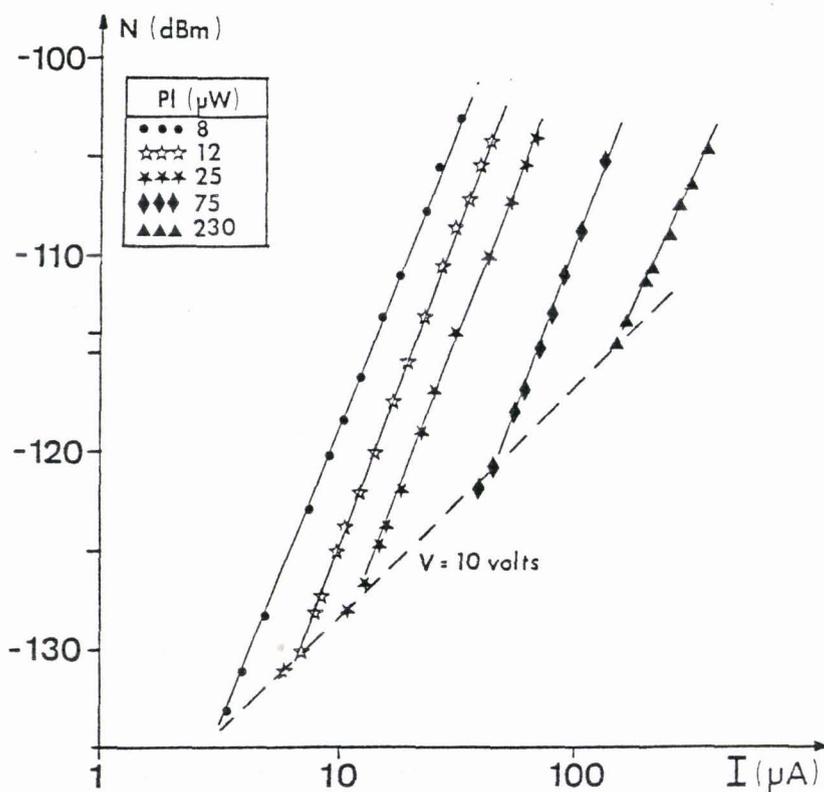


figure V10 : variation du bruit d'une photodiode Germanium en régime d'avalanche en fonction de la puissance lumineuse incidente à la longueur d'onde 1.15  $\mu\text{m}$

engendre, ne modifie pas de façon trop importante la tension de polarisation aux bornes de la photodiode, occasionnée par la chute de tension aux bornes de la résistance de polarisation. Une solution [ ] consiste dans ce cas à moduler la tension de polarisation de la photodiode à avalanche ; une autre solution, qui devrait permettre de maintenir le taux de modulation  $m$  constant, serait de moduler en phase la tension de polarisation de la photodiode ainsi que la lumière incidente

Une seconde possibilité que nous avons également exploitée, est la mesure du bruit d'éclairement de photodiodes PIN à des fréquences très supérieures à 30 MHz, en insérant entre le té de polarisation et le premier amplificateur un mélangeur large bande (1-26GHz), l'excursion en fréquence étant réalisée grâce à un oscillateur local qui est un générateur HP (2-18 GHz) ; l'ensemble des modifications apportées par rapport à la mesure de bruit à 30 MHz est présenté figure V11. Etant données les limites imposées par les différents éléments constituant la chaîne de mesure (té de polarisation, boîtier BMH60, cables et connectique) nous avons limité notre étude aux fréquences comprises entre 2 et 18 GHz.

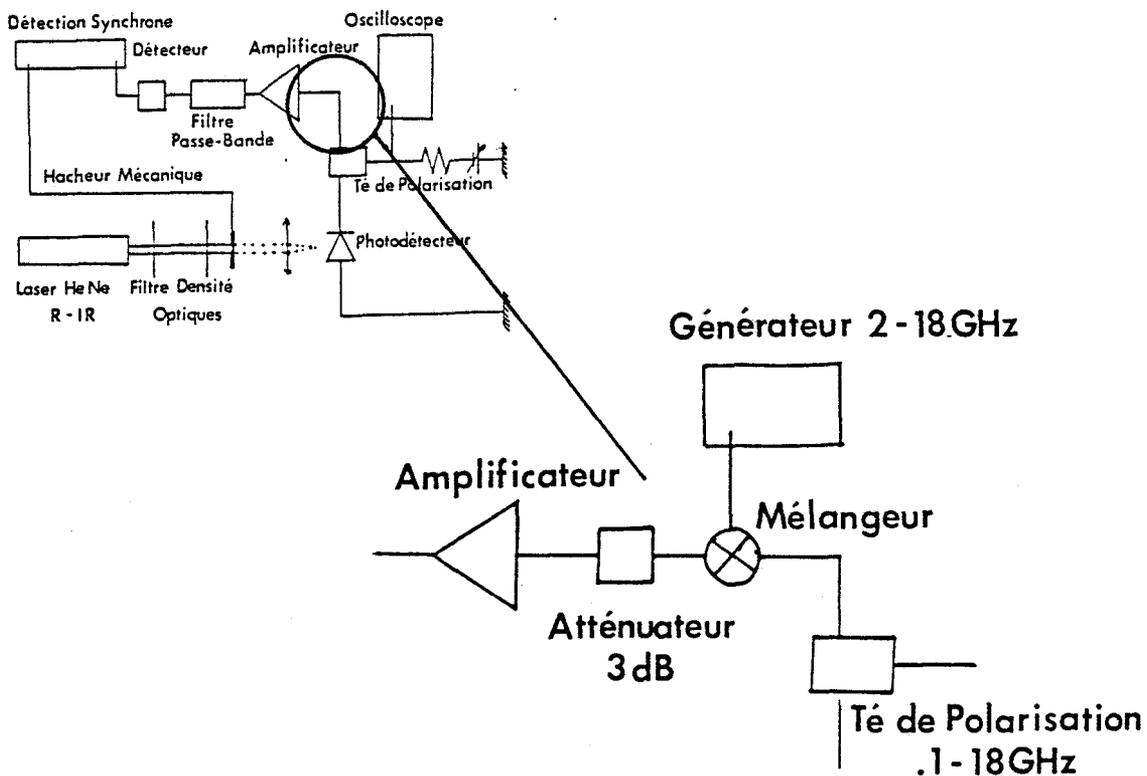


figure V11 : modification du banc de caractérisation du bruit d'éclairement à 30 MHz pour une excursion en fréquence de 2 à 18 GHz

Compte tenu de l'expression du bruit de grenaille donnée au paragraphe III du 1<sup>er</sup> chapitre, et en considérant pour le calcul que la vitesse des porteurs est constante, on obtient :

$$\langle i^2 \rangle = 2qIB \cdot \frac{\exp(-j\omega \cdot \tau)}{j\omega \cdot \tau}$$

où  $\tau = d/V$  est le temps de transit des porteurs. Si l'on compare cette expression à l'expression du photocourant en régime dynamique donnée au chapitre I paragraphe II c), on peut s'attendre à observer une évolution du bruit en fonction de la fréquence tout à fait semblable à celle du photocourant, dans la mesure où les deux expressions possèdent la même dépendance de  $\omega$ . En toute rigueur, il faut également tenir compte de l'influence de la capacité de la photodiode, chargée par 50  $\Omega$ , qui est l'impédance d'entrée du mélangeur.

Dans le cas de ces mesures dynamiques, notons que l'étalonnage de la chaîne de mesure du bruit est modifiée essentiellement pour deux raisons :

- tout d'abord, le mélangeur utilisé possède des pertes d'insertions qui lui sont propres et qui dépendent de la fréquence de travail. Pour en tenir compte, nous les avons déterminées, pour chaque fréquence, à l'aide du mesureur de bruit HP8570A dans la gamme de fréquence 2-18 GHz

- ensuite, pour une fréquence de mélange  $f_0$  donnée par l'oscillateur local, le bruit d'éclairement contient à la fois la composante à la fréquence  $f_0 + 30$  MHz et la fréquence  $f_0 - 30$  MHz. Le niveau de bruit détecté est pratiquement le double du niveau de bruit théorique obtenu pour un même photocourant.

### III CARACTERISATION DES COMPOSANTS

Nous avons été amenés, au cours de ce travail, à caractériser un grand nombre de composants, de nature très variée. Ils ont été réalisés, soit au CHS, soit dans des laboratoires de recherche extérieurs. Nous ne présenterons, ici, que les quelques résultats parmi les plus typiques. Nous distinguerons tout d'abord les photodétecteurs seuls, puis, les têtes optiques intégrées.

#### III a) photodétecteur seul

##### III a 1) photodiode PIN GaInAs/InP

Les photodiodes PIN GaInAs/InP que nous avons étudiées, ont été entièrement réalisées au Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée de Limeil-Brevannes, où la croissance a été effectuée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) et par la méthode des chlorures. Plusieurs structures ont été testées [5-7], parmi lesquelles la structure classique de type méssa, la structure semi-planar et la structure à pont air. Notons que les deux premières structures sont épitaxiées sur InP de type n<sup>+</sup>, tandis que la troisième structure est épitaxiée sur InP semi-isolant. La première photodiode de type méssa ayant été largement présentée en référence 7, nous nous proposons d'exposer les résultats obtenus sur les deux autres structures.

#### -Photodiodes PIN GaInAs/InP semi-planar

La figure V12 a) présente la structure de la photodiode semi-planar, qui consiste en une simple hétérostructure GaInAs/InP sur laquelle un méssa est pratiqué uniquement dans le ternaire. La couche P<sup>+</sup> est ensuite réalisée par diffusion de Zn en ampoule scellée à travers des fenêtres pratiquées dans un masque de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> préalablement déposé par PECVD.

L'idée de base qui a conduit à la fabrication de ce dispositif est, selon la référence 7, la diminution de la zone active (matériau de petit gap), pour diminuer le courant d'obscurité. En effet, compte tenu de l'expression du courant de génération donnée au chapitre I, on peut s'attendre à voir diminuer cette contribution qui est plus importante dans le GaInAs que dans l'InP, en limitant la surface électrique du matériau.

C'est ce qui a été observé dans la même référence, qui montre une diminution d'un facteur 3 par rapport à une structure classique de type méssa, de même surface.

En revanche, cette structure s'accompagne d'une légère dégradation de la capacité de la photodiode qui passe de 0.4 pF (méssa) à 0.5pF (semi-planar) pour une surface totale identique égale à 13500 μm<sup>2</sup>.

Pour remédier à ce problème, il convient d'utiliser une structure différente pour laquelle la capacité parasite, apportée par le plot de contact ohmique P<sup>+</sup>, n'intervient plus.

#### -Photodiode PIN InP/GaInAs/InP à pont air

La structure de ce composant est présentée figure V12 b). L'épitaxie est réalisée sur un matériau InP semi-isolant. Il s'agit cette fois, d'une double hétéroépitaxie InP/GaInAs/InP qui permet de diminuer largement la

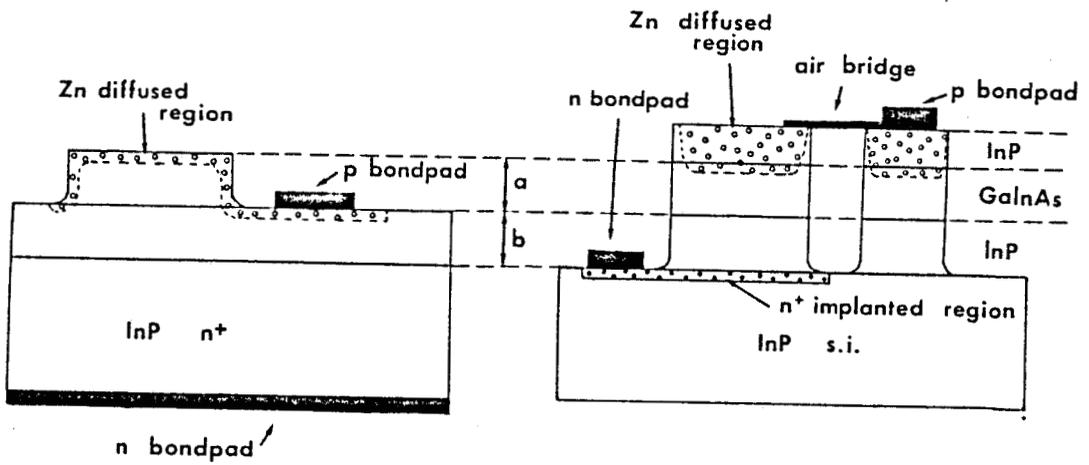
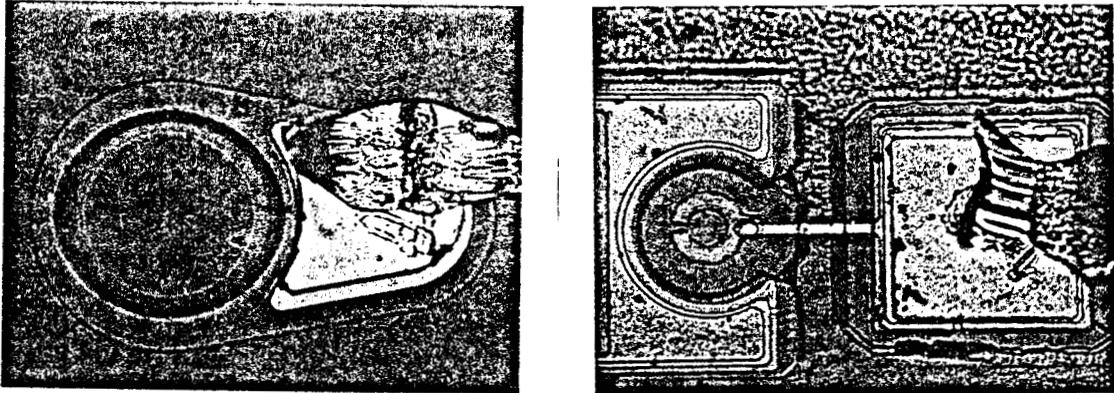


figure V12 : structures des photodiodes PIN sur substrat d'InP semi-planar (a) et à pont air (b)

contribution des électrons photocrées dans le GaInAs P<sup>+</sup> qui atteignent la zone déserte, par un mécanisme de diffusion ; les contacts ohmiques dans le substrat semi-isolant, ont été réalisés par implantation ionique. On notera par rapport à la structure précédente, une séparation totale de la zone active et de la zone de contact électrique, qui sont reliées ici par un pont air<sup>1</sup>. On observe ainsi une diminution notable de la capacité qui pour un diamètre de 20 μm, est inférieure à 100 fF, tandis que le courant d'obscurité est typiquement inférieur à 0.5 nA à -10 V.

-Caractéristiques

type	diamètre ( μm ) *	I <sub>obs</sub> <sup>1</sup> (nA)	V <sub>b</sub> (V)	R <sup>1,2</sup> (A/W)	C <sub>p</sub> <sup>1</sup> (pF)	W <sub>GaInAs</sub> <sup>3</sup> ( μm )	W <sub>InP</sub> <sup>4</sup> ( μm )
semi-planar	80 sans anneau de garde	5-10	70	0.6	0.70	1.9 (dont 0.7 P <sup>+</sup> )	2.5
semi-planar	80 avec anneau de garde	5-10			0.81		
semi-planar	80 avec anneau	5-10	40	0.9	0.48	2.5 (dont 0.7 P <sup>+</sup> )	3
semi-planar	30 sans anneau	2-8			0.22		
air bridge	80	5-10	30	0.7	0.33	1.5 (dont 0.1 P <sup>+</sup> )	0.5
air bridge	25	1-5			0.09		
air bridge	20	1-5			0.07		

tableau V2 : caractéristiques statiques des photodiodes sur substrat InP

\* : le diamètre considéré est celui de la zone photosensible

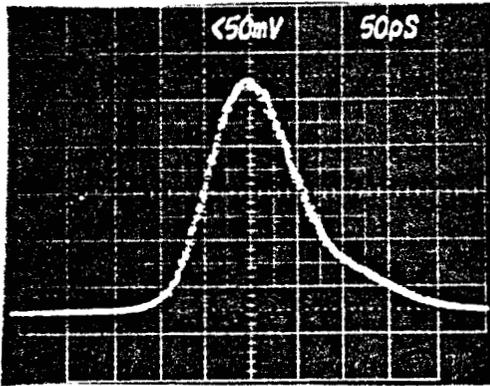
1 : tension 10 Volts ; 2 : Longueur d'onde 1.3 μm

3 : valeur déduite du coefficient de réponse statique R

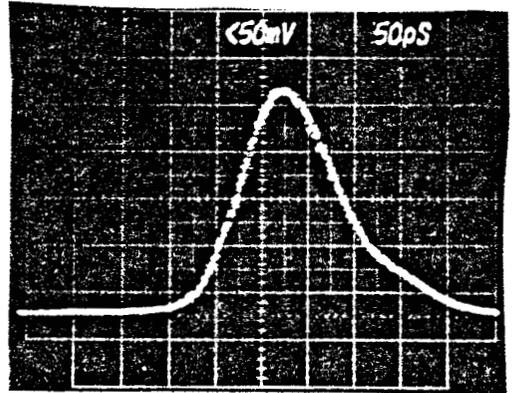
4 : valeur déduite de la capacité C<sub>p</sub>

Nous présentons tableau V2 les résultats des mesures de photocourants, de tensions de claquage et de capacité des photodiodes PIN présentées

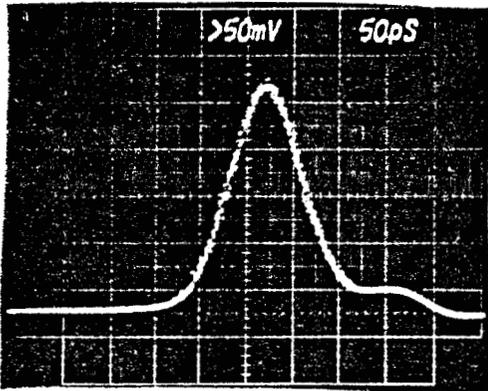
<sup>1</sup>Compte tenu de la fragilité du pont air, un pont diélectrique a été choisi pour les photodiodes suivantes .



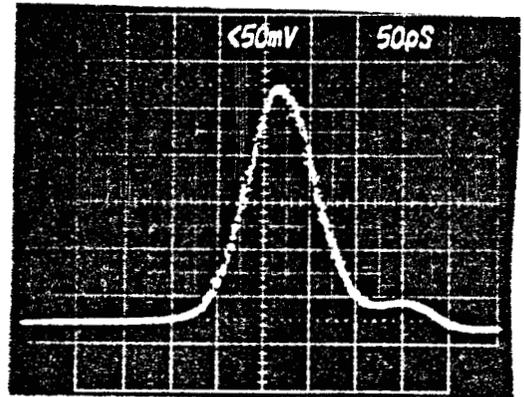
photodiode semi-planar  
80  $\mu\text{m}$  sans anneau



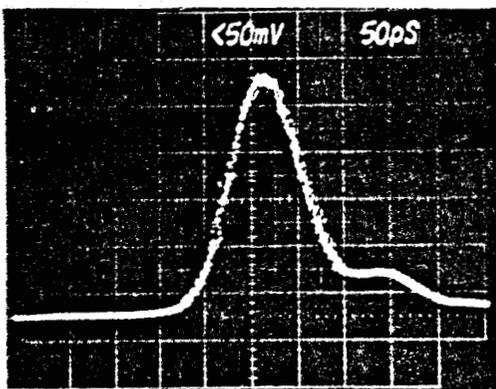
photodiode semi-planar  
80  $\mu\text{m}$  avec anneau



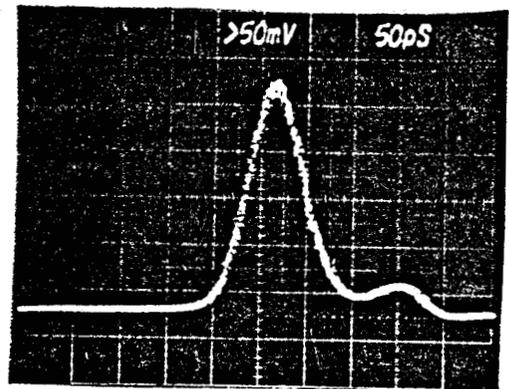
photodiode semi-planar  
80  $\mu\text{m}$  avec anneau



photodiode semi-planar  
30  $\mu\text{m}$  sans anneau



photodiode pont-air  
80  $\mu\text{m}$



photodiode pont-air  
25  $\mu\text{m}$

figure V13 : réponse impulsionnelle des photodiodes sur substrat InP  
longueur d'onde : 1.3  $\mu\text{m}$  ; tension de polarisation : 10 volts

précédemment. Partant de ces valeurs, nous avons déduit, à l'aide d'expressions classiques données au chapitre I, les épaisseurs de GaInAs et d'InP qui correspondent à ces valeurs expérimentales. Ces valeurs sont en excellent accord avec les données technologiques surtout en ce qui concerne les photodiodes à pont air dont la structure est d'une exploitation plus immédiate avec les relations simplifiées que nous avons utilisées.

Sur le plan dynamique, nous avons effectué des mesures de réponse impulsionnelles sur ces dispositifs. Nous avons observé des variations de la fréquence de coupure d'un composant à un autre, limitée soit par la capacité de la photodiode, soit par le transit des porteurs dans la zone déserte. La figure V13 présente deux réponses impulsionnelles obtenues pour une même structure de couches, mais pour un diamètre de 80  $\mu\text{m}$  avec anneau de garde et 30  $\mu\text{m}$  sans anneau de garde. Les fréquences de coupure déduites de ces mesures en utilisant la méthode présentée au paragraphe précédent ( $f_c \approx 1/(\pi\tau)$ ) sont respectivement de 5.2 GHz et 6.5 GHz. Notons, comme nous l'avons remarqué, que la limite de la caractérisation utilisée est de 6-7 GHz. Compte tenu de ces

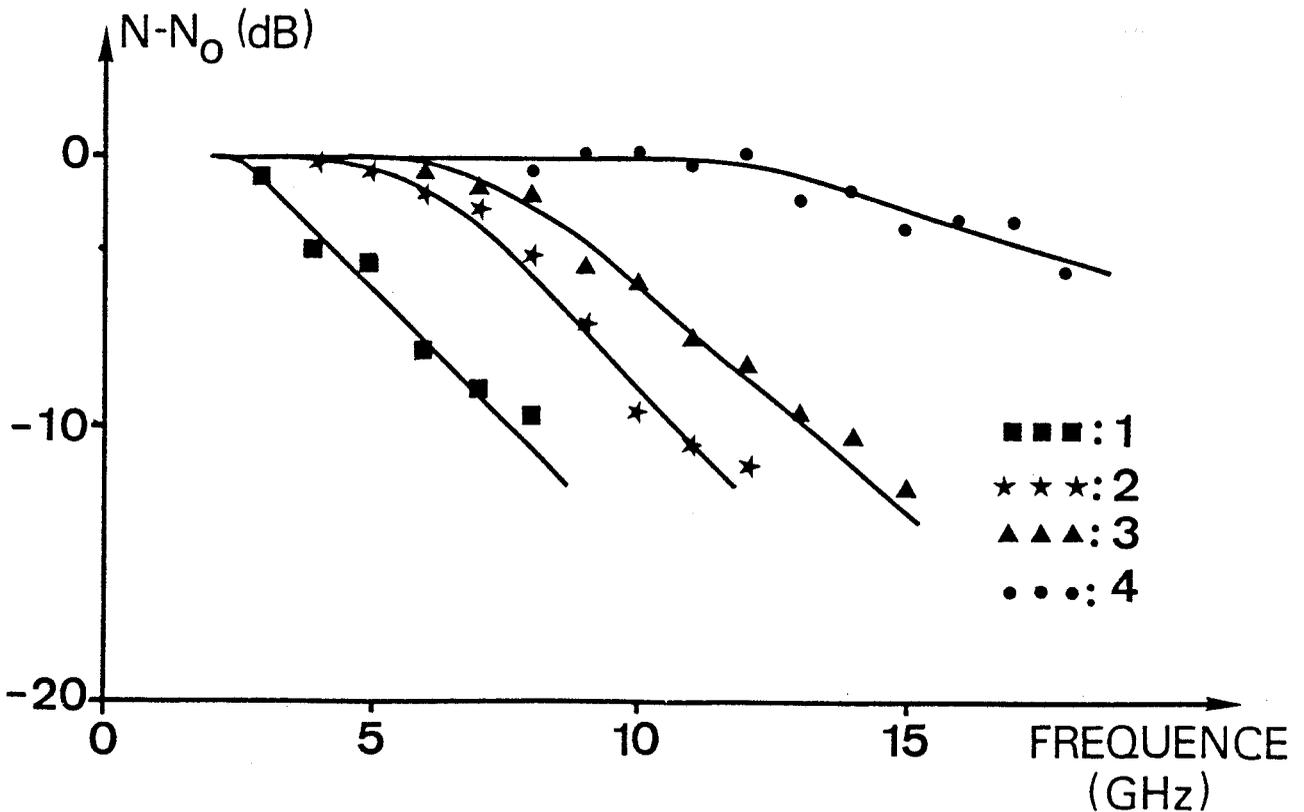


figure V14 : mesure de bruit d'éclairage des photodiodes PIN

1 et 2 : photodiode semi-planar de diamètre 80 et 30  $\mu\text{m}$  sans anneau de garde

3 et 4 : photodiode à pont air de diamètre 80 et 25  $\mu\text{m}$

limites, nous avons également déterminé les fréquences de coupure à partir de la mesure du bruit d'éclairement dans la bande 2-18 GHz, selon la technique présentée au paragraphe II b) de ce chapitre. Les résultats ainsi obtenus sont présentés figure V14.

L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau V3 où nous avons donné les fréquences de coupures déduites des réponses impulsionnelles, des mesures de bruit, et les fréquences de coupure théoriques, calculées à partir du logiciel présenté au chapitre I, en tenant compte de la diffusion des électrons dans la couches GaInAs P<sup>+</sup> et de leur transit dans la couche InP tampon.

On constate un très bon accord entre les différentes valeurs, qui permet de valider, d'une part le modèle utilisé pour la simulation, d'autre part la technique de mesure de la fréquence de coupure à partir du bruit de grenaille en régime d'éclairement.

type	diamètre ( $\mu\text{m}$ ) *	$f_c$ <sup>1</sup>	$f_c$ <sup>2</sup>	$f_c$ <sup>3</sup>
semi-planar	80 sans anneau de garde	4.1	3.9	4.0
semi-planar	80 avec anneau de garde	2.9	3.1	3.2
semi-planar	80 avec anneau	5.2	5.1	5.2
semi-planar	30 sans anneau	6.5	7.1	7.3
air bridge	80	7.1	8.6	8.8
air bridge	25	7.5	16.2	17.3
air bridge	20	7.6	16.6	17.5

tableau V3 : caractéristiques dynamiques des photodiodes PIN

- 1 : fréquence de coupure déterminée à partir de la réponse impulsionnelle
- 2 : fréquence de coupure déterminée à partir de la mesure de bruit
- 3 : fréquence de coupure théorique ( logiciel présenté au chapitre I )

Ces résultats montrent également que les photodiodes PIN à pont air sur substrat InP semi-isolant, présentent des fréquences de coupure supérieures à 16 GHz pour des surfaces actives de diamètre 20  $\mu\text{m}$ . Ce résultat laisse

prévoir des applications intéressantes dans le domaine des microondes. En outre, la capacité très faible obtenue pour ce composant ( <0.1 pF ) permet l'utilisation d'une résistance de polarisation élevée pour une fréquence de coupure donnée : par exemple une résistance supérieure à 1 kΩ est possible pour une fréquence de coupure de 1 GHz.

### III a 2) photoconducteur GaInAs/GaAs .....

Comme nous l'avons remarqué au chapitre IV, la liaison électrique entre le photodétecteur et le préamplificateur doit être la meilleure possible. Une intégration monolithique du photodétecteur avec le préamplificateur est donc souhaitable. Compte tenu de l'expérience acquise au laboratoire en matière de transistor à effet de champ sur GaAs et de photoconducteur, il nous a paru intéressant de réaliser l'association, en intégration monolithique, d'un photoconducteur GaInAs et d'un transistor à effet de champ GaAs, pour démontrer la faisabilité et l'intérêt d'une telle structure. Ce choix est justifié par l'utilisation du récepteur aux longueurs d'onde 1.3-1.55 μm et par la difficulté de réaliser un TEC sur GaInAs ou sur InP. Le récepteur a été réalisé à partir d'une hétéroépitaxie caractérisée par un fort désaccord de maille [8], effectuée d'une part au laboratoire, par épitaxie par jets moléculaires (MBE) pour les couches GaAs et d'autre part, au Laboratoire Central de Recherche de la société Thomson, par épitaxie de type LPMOCVD pour la couche de GaInAs. Nous nous proposons dans ce paragraphe de présenter les résultats qui concernent le photoconducteur [9].

La structure du composant est donnée figure V15 a) où nous avons représenté également la succession des couches GaAs. Nous pouvons d'emblée faire une remarque fondamentale quant à la structure du composant. En effet, compte tenu de la structure planaire du photoconducteur, il apparaît que les couches GaAs fortement dopées vont imposer au photoconducteur une résistance interne faible, typiquement de quelques dizaines d'Ohms, incompatible avec une bonne sensibilité de la future tête de réception. Pour remédier à ce problème, une structure différente a été proposée [10] et consiste à déposer le GaInAs directement sur la couche tampon GaAs, après avoir épitaxié les couches transistor GaAs et réalisé un caisson par usinage ionique. La structure ainsi obtenue est présentée figure V15 b) . Pour des dimensions identiques, la résistance interne du photoconducteur a été multipliée par un facteur 100.

Les mesures de bruit, effectuées en régime d'obscurité, montrent, figure V16 que pour une même tension de polarisation, le bruit en 1/f du photoconducteur sur GaAs tampon est beaucoup plus faible que celui du

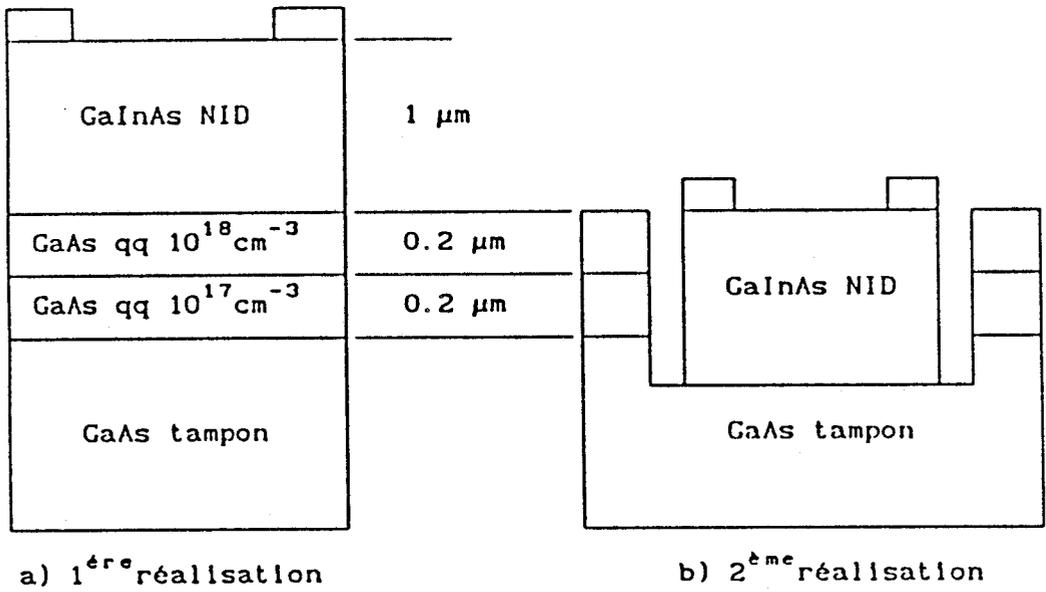


figure Vis : structure du photoconducteur de structure planaire

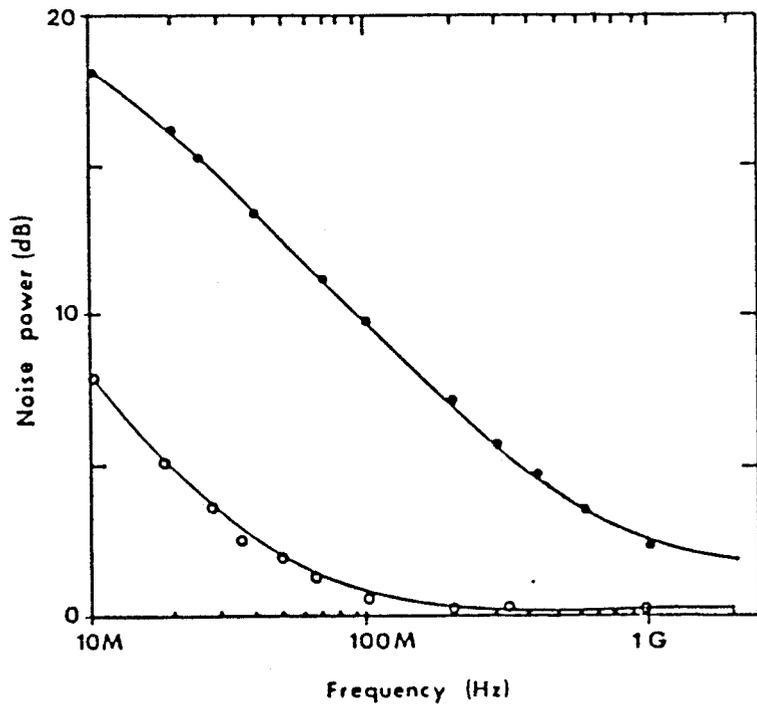


figure Vis : comparaison des niveaux de bruit d'obscurité du photoconducteur sur GaAs tampon (○○○○○○) et du photoconducteur sur GaAs N<sup>+</sup> (●●●●●●)

distance interélectrode : 20 μm ; tension de polarisation : 5 V

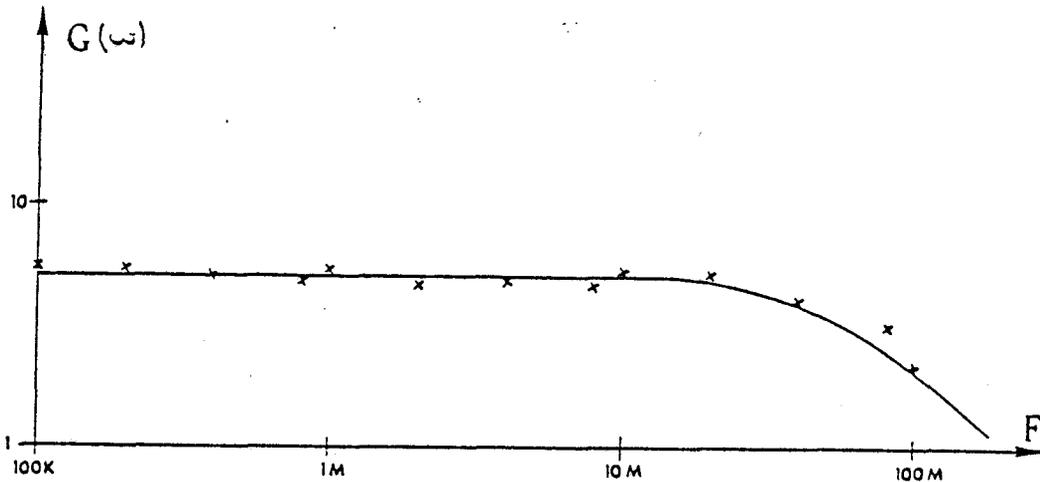
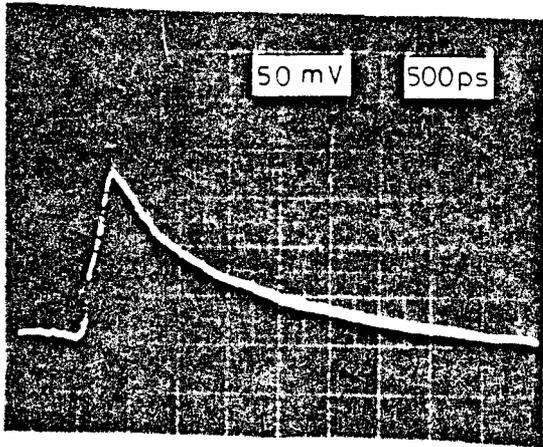


figure V17 : gain dynamique du photoconducteur sur GaAs tampon  
distance interélectrode  $20 \mu\text{m}$  ; tension de polarisation : 2 V  
puissance lumineuse incidente :  $100 \mu\text{W}$  à la longueur d'onde  $1.3 \mu\text{m}$

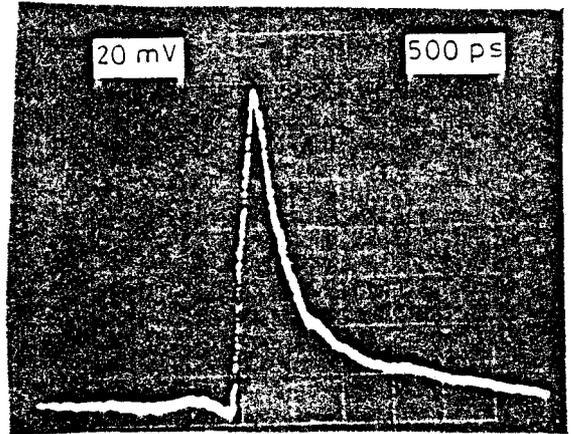
photoconducteur réalisé sur GaAs  $N^+$ .

Le gain dynamique,  $G(\nu)$ , du photoconducteur en fonction de la fréquence est représenté figure V17, pour une puissance lumineuse de  $100 \mu\text{W}$ . Il a été obtenu en modulant directement un laser semiconducteur de longueur d'onde  $1.3 \mu\text{m}$ . Le produit gain-bande, déduit de la figure V17, est égal à 300 MHz. Compte tenu de l'expression de ce produit, rappelée au chapitre IV paragraphe II, on obtient pour le photoconducteur étudié, de distance interélectrode  $20 \mu\text{m}$ , une vitesse moyenne des porteurs égale à  $4.2 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . Cette valeur montre que le désaccord de maille n'altère pas de façon trop importante les propriétés dynamiques du composant.

On peut également aboutir à cette conclusion en comparant les réponses impulsionnelles obtenues sur un photoconducteur GaInAs/GaAs et un photoconducteur GaInAs/InP. En effet, si l'on considère que l'amplitude de l'impulsion est directement liée au temps de transit des porteurs photocréés, on remarque figure V18, que pour une puissance lumineuse et une distance interélectrode identique, l'amplitude des deux impulsions électriques obtenues est sensiblement identique.



GaInAs/InP



GaInAs/GaAs

figure Vis : comparaison des réponses impulsionnelles d'un photoconducteur GaInAs/InP et du photoconducteur GaInAs/GaAs tampon

$\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ,  $P_1 = 100 \mu\text{W}$  et  $V = 10 \text{ V}$

### III b) têtes optiques intégrées

#### III b 1) association d'une photodiode et d'un FET

L'idée originale du dispositif que nous présentons ici, est d'associer en intégration monolithique, une photodiode à contact Shottky et un transistor à effet de champ, réalisés à partir d'une homoépitaxie, effectuée entièrement au laboratoire par Epitaxie par Jets Moléculaires [11-12]. Cette épitaxie est constituée d'une couche classique pour transistor à effet de champ de type "MESFET" sur laquelle on a fait croître une couche non intentionnellement dopée pour la fabrication du photodétecteur. Cette dernière couche a été prévue de manière à pouvoir optimiser séparément le photodétecteur et le transistor.

Une coupe de la tête optique est présentée figure V19 ainsi qu'une vue d'ensemble du composant. Pour la fabrication du transistor, la couche NID a été attaquée jusqu'aux couches "MESFET" sauf pour la surface correspondant à la photodiode. Le contact ohmique de la photodiode et aussi la source du transistor ; la grille est reliée par pont polyimide au contact Shottky transparent de la photodiode ; toutes les étapes technologiques ont été réalisées par photolithographie classique, les géométries ayant été choisies afin d'obtenir la structure la plus compact possible.

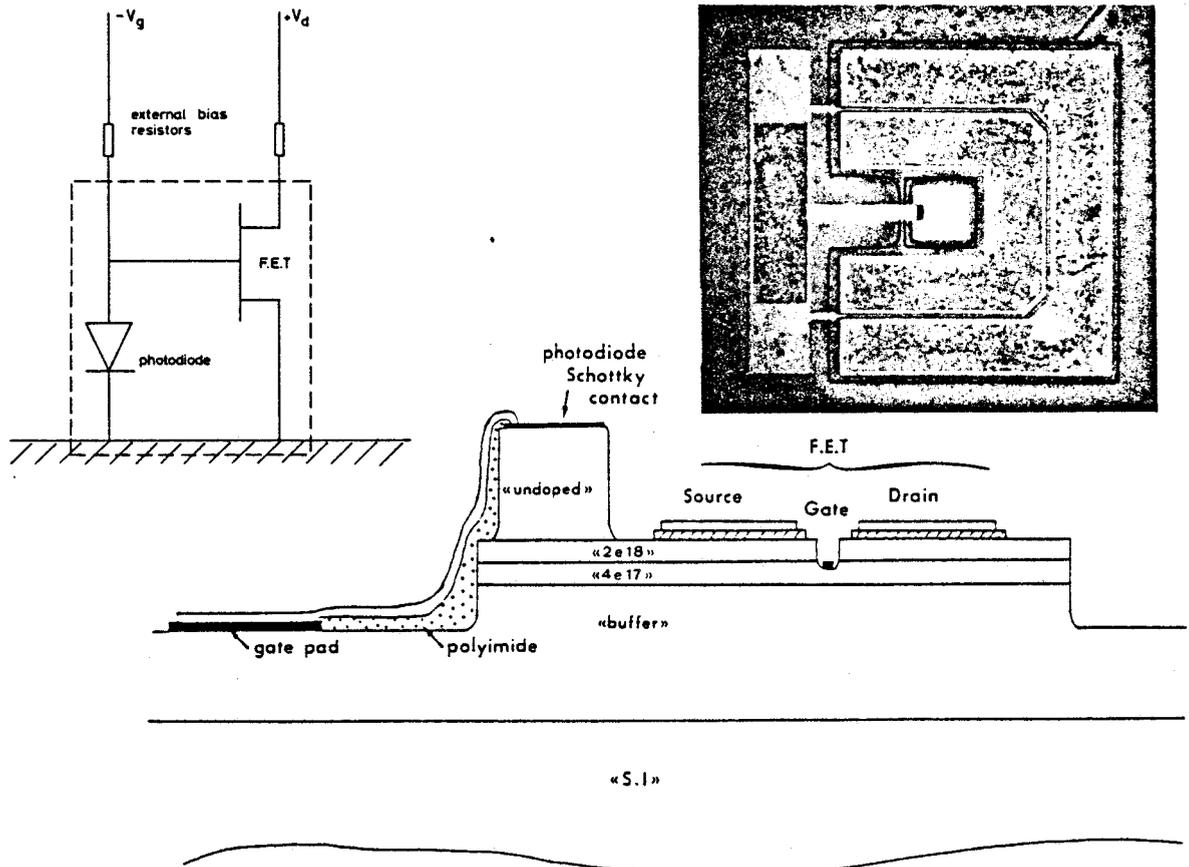


figure V19 : tête optique intégrée associant photodiode Schottky sur GaAs et transistor à effet de champ GaAs

Le schéma électrique est donné figure V19 . On reconnaît un montage de type haute impédance dont le coefficient de réponse est donné par :

$$\mathcal{R}(\nu) = \frac{g_m \cdot R_p \cdot \mathcal{R}_0(\nu)}{\left[ 1 + (R_p C_T \nu)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}$$

où  $\mathcal{R}_0(\nu)$  est le coefficient de réponse de la photodiode seule,  $R_p$  la résistance équivalente en entrée du préamplificateur (en générale, elle est égale à la résistance de polarisation) et  $C_T$  est la capacité équivalente en entrée du préamplificateur.

La figure V20 présente les variations du coefficient de réponse de la tête optique, en fonction de la fréquence du rayonnement incident, obtenu par modulation direct d'un laser semi-conducteur émettant à la longueur d'onde  $0.85 \mu\text{m}$ , pour différentes résistances de polarisation. A partir de ce résultat expérimental, on peut estimer que le produit gain-bande du photorécepteur étudié est voisin du gigahertz ; il est essentiellement limité par la capacité de la photodiode et celle de la grille du transistor de longueur  $2.5 \mu\text{m}$  et de largeur  $900 \mu\text{m}$  , qui nous donnent une capacité

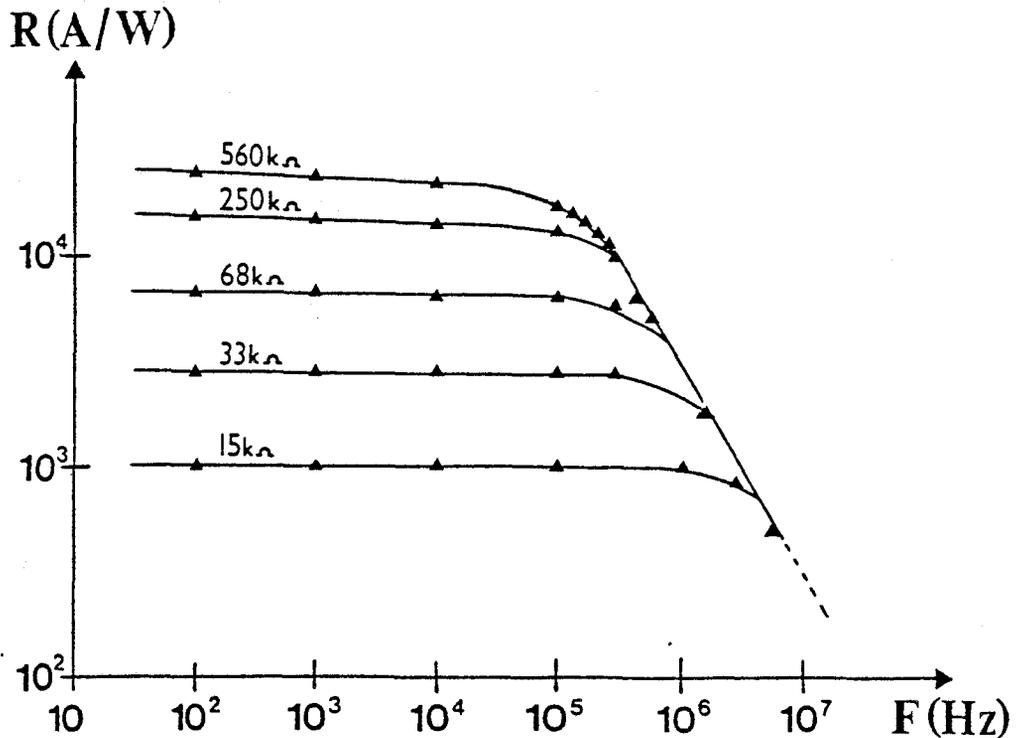


figure V20 : coefficient de réponse dynamique de la tête optique intégrée ;  $V_{DS} = 2 \text{ V}$  et  $V_{GS} = -2 \text{ V}$

équivalente de l'ordre de 2 pF. Une amélioration notable pourrait être obtenue, en augmentant d'une part l'épaisseur de la couche de GaAs NID utilisée pour la détection, et en diminuant d'autre part la longueur de la grille du transistor.

Les mesures de bruit, effectuées dans la gamme 10 MHz- 1.5 GHz à l'aide du mesureur HP8970A sont représentées figure V21 .On constate un important bruit en 1/f pour des fréquences inférieures à 200 MHz. Sur la même figure ont été représentés les niveaux de bruit de la photodiode et du FET de la tête optique. Ces résultats montrent que pour une photodiode, le bruit total est essentiellement dû au transistor à effet de champ. Comme nous l'avons remarqué au chapitre précédent, l'utilisation d'un photorécepteur qui associe une photodiode de type PIN (ou à contact Schottky) et un transistor à effet de champ nécessite l'optimisation des paramètres technologiques du transistor afin de trouver le meilleur compromis. Notons que dans cette perspective, une amélioration de quelques dB sur le niveau de bruit peut être simplement obtenue en utilisant un transistor à effet de champ à gaz bidimensionnel ( TEGFET ). Cette modification [13] est obtenue en réalisant la tête de réception à partir de l'épitaxie présentée figure V21, effectuée au laboratoire par EJM. On constate,figure V21 ,que pour des fréquences supérieures au gigahertz, l'utilisation du TEGFET permet de gagner 2 à 3 dB

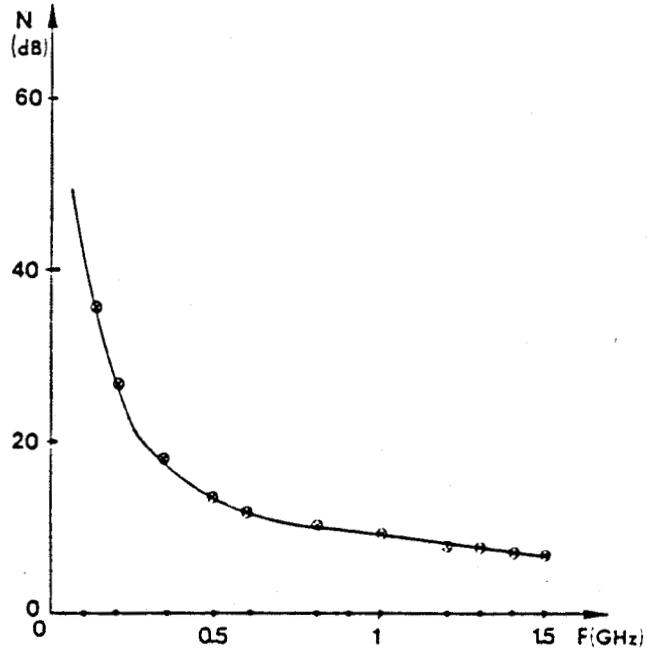


figure V21 : variation du bruit d'obscurité (mesurée au HP8570A)  
photodiode (o) :  $V = -4$  V  
Tête optique ( $\otimes$ ) :  $V_{DS} = 4$  V et  $V_{GS} = -1$  V

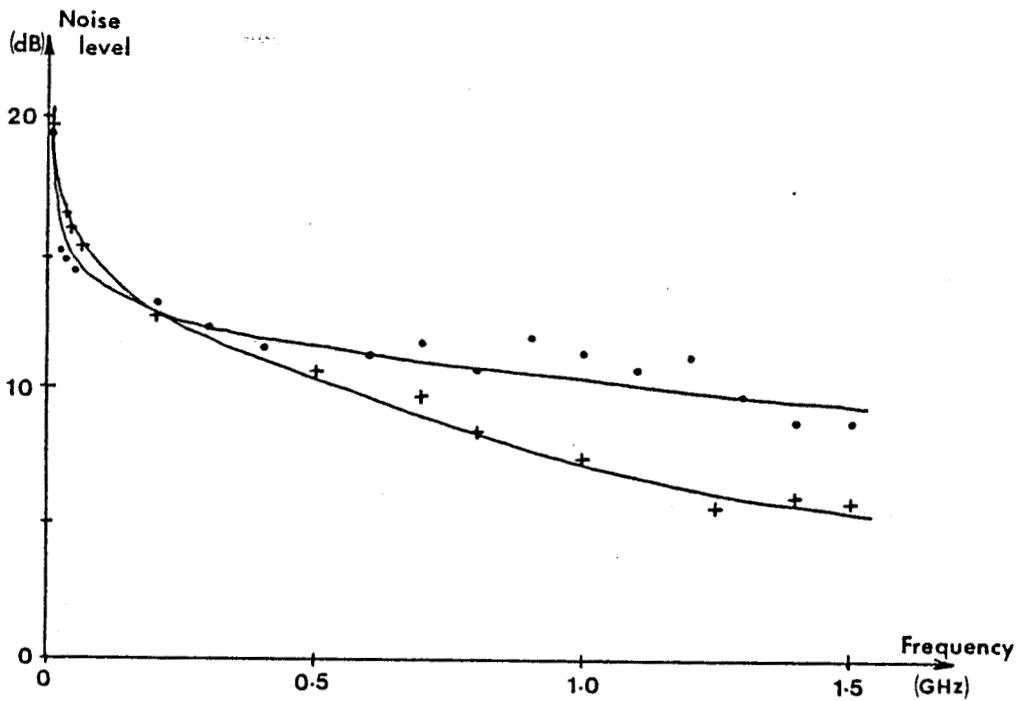


figure V22 : comparaison des niveaux de bruit de deux têtes optiques associant une photodiode à contact Shottky sur GaAs et soit un MESFET AsGa (o) soit un TEGFET AsGa (+)

sur le niveau de bruit.

Nous avons également évalué la puissance minimale détectable de la tête optique, à partir des résultats expérimentaux concernant la transconductance du transistor, la capacité équivalente, le courant de fuite, le facteur de bruit du transistor, et le coefficient de réponse de la photodiode qui valent :

$$g_m = 86 \text{ à } 57 \text{ mS (pour } f \text{ variant de } 10 \text{ MHz à } 5 \text{ GHz)}$$

$$C_T = 3 \text{ pF}$$

$$I_g = 100 \text{ nA}$$

$$F = 3 \text{ dB}$$

$$\mathcal{R}_0 = 0.3 \text{ A/W}$$

et en utilisant les relations données au chapitre IV. On obtient une sensibilité de -30 dBm à 250 MHz. La variation de cette sensibilité en fonction du débit est représentée figure V23 où nous avons également reporté à titre de comparaison, les sensibilités obtenues avec des têtes de réception fabriquées dans d'autres laboratoires [14-16]. Cette comparaison montre que les résultats sont du même ordre de grandeur. Il est bien évident,

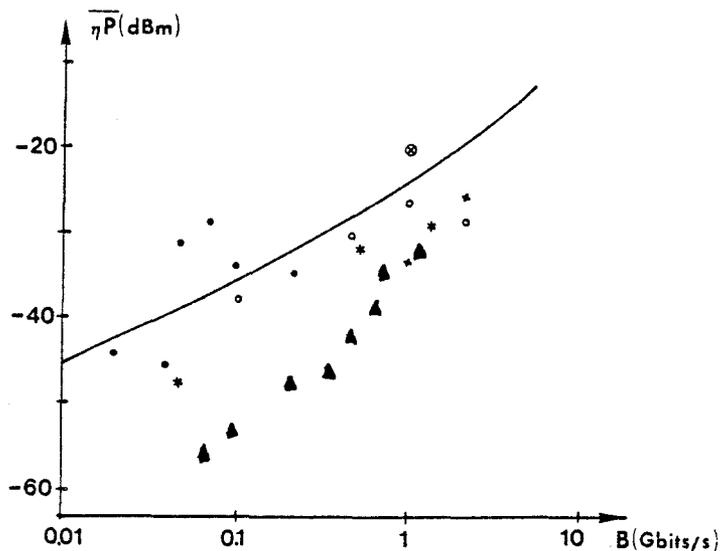


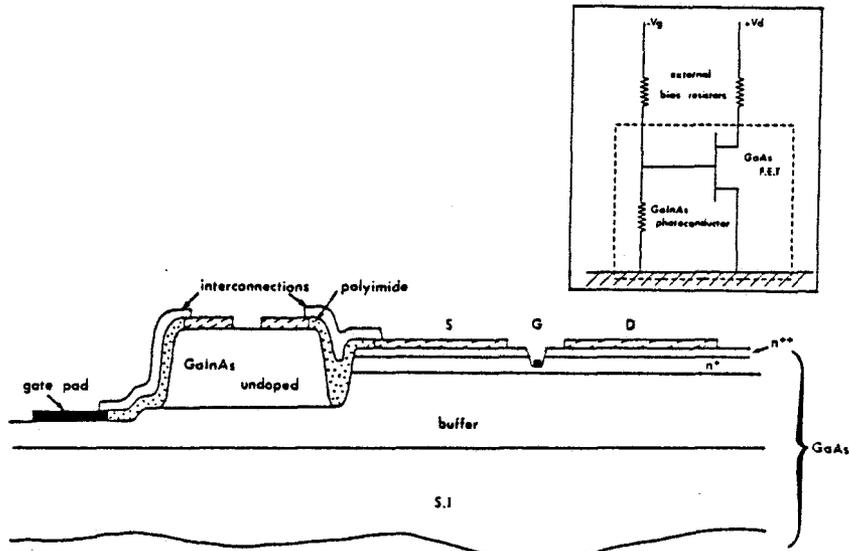
figure V23 : évaluation de la sensibilité de la tête optique et comparaison à d'autres photorécepteurs

● Si PIN / \* Si APD / o Ge APD / ▲ GaInAs PIN / + GaInAs PC / ⊙ GaAs MSM

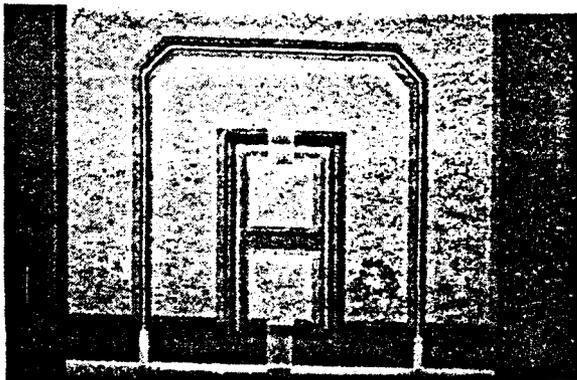
compte tenu des études présentées au chapitre précédent, qu'une amélioration supérieure à 10 dB pourrait être obtenue en utilisant une technologie plus récente, faisant appel en particulier au masquage électronique ; elle permettrait de fabriquer des grilles submicroniques et de surmonter les problèmes de lithographie, même pour une épaisseur de couche absorbante de photodiode importante ( > quelques microns )

III b 2) association d'un photoconducteur et d'un FET

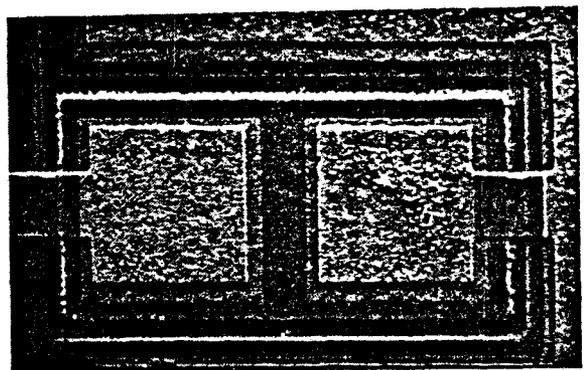
L'intégration monolithique d'un photoconducteur GaInAs et d'un transistor à effet de champ GaAs a été réalisée à partir de l'épitaxie présentée au paragraphe III a 2) de ce chapitre caractérisée par un fort désaccord de maille.



coupe et schéma électrique



vue d'ensemble de la tête optique



vue du caisson

figure V24 : tête optique intégrée associant photoconducteur GaInAs et MESFET AsGa ; le photoconducteur étant réalisé dans un caisson de GaAs

Une coupe de la tête optique ainsi qu'une photographie du composant sont présentées figure V24 . On remarque que la source du transistor est reliée à l'un des deux contacts ohmiques du photoconducteur, tandis que l'autre est relié à la grille du transistor. Comme nous l'avons déjà souligné au paragraphe III a 2) de ce chapitre, le photoconducteur est placé à l'intérieur d'un caisson de GaAs (figure V24). Pour la réalisation technologique de cette tête optique, nous avons utilisé également la photolithographie classique.

Le schéma électrique est présentée figure V24 . On constate qu'il s'agit d'un montage de type hauteimpédance dont le gain est donné par l'expression :

$$G(\nu) = \frac{g_m \cdot R_{eq} \cdot G_0(\nu)}{\left[ 1 + (R_{eq} C_T \nu)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}$$

où  $G_0(\nu)$  est le gain du photoconducteur seul,  $R_{eq}$  la résistance équivalente et  $C_T$  la capacité équivalente en entrée du préamplificateur.

La figure V25 présente les variations du gain de la tête optique en fonction de la fréquence, obtenues par modulation direct d'un laser semiconducteur de longueur d'onde 1.3  $\mu\text{m}$ . En comparant sur cette figure le gain de la tête optique et celui du photoconducteur seul, on peut constater que le gain apporté par le transistor est voisin de 5 ; compte tenu de la valeur de la résistance de polarisation égale à 50  $\Omega$  et de la

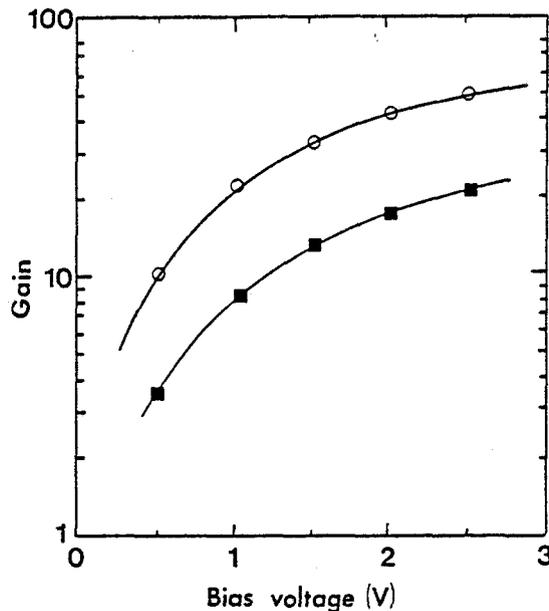


figure V25 : variation du gain dynamique du photoconducteur seul (■)  $V = 2V$  et de la tête optique intégrée (o)  $V_{DS} = 3V$   $V_{GS} = -2 V$   
 $R_p = 50 \Omega$ ,  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  et  $P_1 = 150 \mu\text{W}$

transconductance du FET de longueur 2  $\mu\text{m}$  et de largeur 900  $\mu\text{m}$ , égale à 120 ms, la valeur du gain obtenue est en accord avec l'expression précédente et permet d'obtenir un produit gain-bande supérieur à 1 GHz pour un photoconducteur de distance interélectrode égale à 20  $\mu\text{m}$ .

La sensibilité du photorécepteur a été estimée à partir des résultats expérimentaux concernant la réponse dynamique et le bruit de la tête optique. Pour une résistance de polarisation de 3 k $\Omega$  égale à la résistance interne du photoconducteur, la sensibilité vaut -28 dBm à 250 MégaBits pour un taux d'erreur inférieur à  $10^{-9}$  ; cette valeur se situe parmi celles obtenus pour des photorécepteurs fabriqués dans d'autres laboratoires (figure V26)

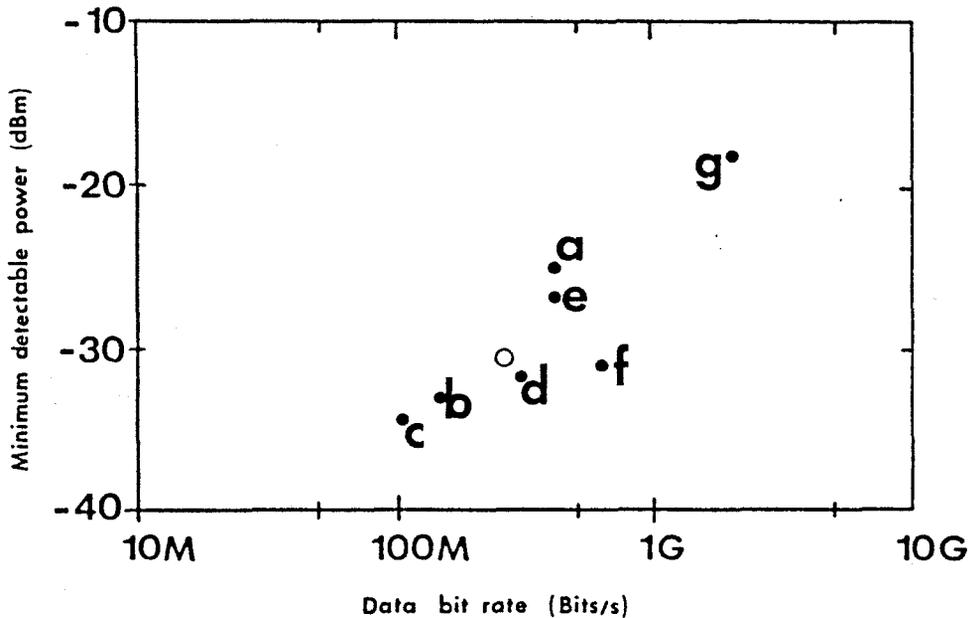


figure V26 : comparaison de la sensibilité de la tête optique avec d'autres dispositifs pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$

- o : notre dispositif InGaAs pc/GaAs FET
- a-b) : InGaAs pin/JFET [17-18]
- c-e ) : InGaAs pin/InP MISFET [19-21]
- f) : InGaAs pin/GaAs FET [22]
- g) : InGaAs pin/AlInAs-GaInAs FET [23]

Les performances du composant sont donc assez satisfaisantes, compte tenu du choix des paramètres technologiques, en particulier, de la distance interélectrode du photoconducteur et de la longueur de la grille du

transistor qui valent respectivement 20 et 2  $\mu$ m.

#### IV CONCLUSION

Nous avons tout d'abord, dans ce dernier chapitre, présenté deux techniques de caractérisation que nous avons mis au point pour la caractérisation de photodétecteurs : la mesure de la réponse impulsionnelle et du niveau de bruit d'éclairement en fonction de la fréquence.

Avec cette dernière technique, il est possible d'effectuer des mesures de niveaux de bruit inférieurs à -130 dBm jusqu'à des fréquences de 18 GHz, en utilisant du matériel assez peu onéreux compte tenu des possibilités qu'offrent cette caractérisation : non seulement il est possible d'en tirer des informations sur les niveaux de bruit dans un large domaine de fréquences, mais aussi sur les fréquences de coupure des photodétecteurs.

Nous avons ensuite présenté des résultats expérimentaux sur des dispositifs qui illustrent bien les conclusions que nous avons tirées à l'issue des modélisations présentées dans les chapitres précédents. En particulier, nos études expérimentales des photodiodes PIN fabriquées au Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée de Limeil brevannes montrent clairement que ce type de dispositif présente des fréquences de coupure élevées. Le deuxième résultat expérimental intéressant, concerne la comparaison association photodiode-FET, photoconducteur-FET. Nos mesures montrent que pour des caractéristiques de transistor à effet de champ sensiblement équivalentes, et une photodiode et un photoconducteur de performances modestes, les produits gain-bande et les sensibilités sont très voisins. Ce résultats conforte nos conclusions relatives à la comparaison théorique des trois types de photodétecteurs selon laquelle le photoconducteur présente des performances encore intéressantes pour des fréquences voisines du gigahertz.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

- [1] BOWERS et al : IEEE J.Light.Techn., 1987, LT-5(10), pp 1339-1350
- [2] Boisrobert et al : L'onde électrique, 63, n°6-7, 1983
- [3] Soulage : "contribution à l'étude des photodiodes à avalanches..", thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, 1985
- [4] Wada et al : Elect. Letters, vol 25 N° 25, pp 1574-1576, 1988
- [5] André-et-al : IOOC-ECOC'85
- [6] Gentner et al : ECOC 12, 1986
- [7]
- [8] Razeghi et al : A.P.L, vol 49 N°4, pp 215-217, 1986
- [9] Ramdani : "contribution à l'étude des phénomènes de photoconduction sur matériaux contraints...", thèse, 1987
- [10] Ramdani et al : IEE proceeding, vol 136, Pt.J,N°1, pp 83-87, 1989
- [11] Verrielle et al : IEE proceeding, vol 135, Pt.J,N°2, pp 92-95, 1988
- [12] Verrielle : "Etude et réalisation de photorécepteurs associant en intégration monolithique sur AsGa une photodiode Shottky et un TEC", thèse, 1987
- [13] Gouy et al : Thin Solid films, 172, 1989
- [14] Muoi : IEEE J.Light.Techn., 1984,LT-2, pp 243-267
- [15] Brain et al : IEEE Trans.Electron Dev., 1985, ED-32, pp 2673-2692
- [16] Hamaguchi et al : IEEE Electron Dev.Lett., 1987, EDL-8, pp 39-41
- [17] Ohnaka et al : IEEE Quantum Electron., 1985, QE-21(8), pp 1236-1239
- [18] Renauk et al : Electron.Lett., 1987, 23(20), pp 1055-1056
- [19] Kasahara et al : Electron.Lett., 1984, 20(8), pp 314-315
- [20] Tell et al : IEEE Electron Dev, 1985, ED-32(11), pp 2319-2321
- [21] Cheng et al : IEEE Electron Dev, 1988, ED-35(9), pp 1439-1443
- [22] Suzuki et al : Electron.Lett., 1987, 23(18), pp 954-955
- [23] Miura et al : Electron.Lett., 1988, 24(7), pp 394-395

CONCLUSION

Ce travail a essentiellement eu pour objectif de mettre au point un ensemble d'outils théoriques et expérimentaux, pour l'évaluation des performances de trois types de photodétecteurs : la photodiode PIN, la photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées, le photoconducteur de structure planaire.

En ce qui concerne les outils théoriques, nous avons tout d'abord développé un logiciel de simulation de photodiode PIN qui permet, dans une hypothèse de comportement unidimensionnel, de calculer le comportement statique et dynamique du photodétecteur en fonction de ses paramètres technologiques et physiques. Si l'on a confirmé l'importance du temps de transit et de la capacité dans la valeur de la fréquence de coupure de la photodiode, nous avons montré que d'autres phénomènes tels que la vitesse des porteurs (en particulier des trous), le choix de la nature de la couche P<sup>+</sup>, ou encore le choix de la face éclairée peuvent intervenir de manière non négligeable sur cette valeur de fréquence de coupure.

Le deuxième outil théorique que nous avons mis au point dans le cadre de ce travail concerne la simulation de la photodiode à avalanche à absorption et multiplication séparées sur substrat d'InP. Celui-ci permet de calculer également les propriétés statiques, dynamiques et de bruit du composant en fonction de ces paramètres technologiques et physiques. Par l'introduction des phénomènes qui régissent le courant d'obscurité, et en particulier le mécanisme d'effet tunnel, nous avons étudié non seulement les performances potentielles de ce dispositif mais aussi les limites technologiques dues aux phénomènes de claquage par effet tunnel. Il apparaît surtout à l'issue de cette étude, que l'obtention de performances élevées pour ce type de composant suppose une maîtrise parfaite des conditions de croissance épitaxiale, les tolérances technologiques étant d'autant plus étroites que les performances recherchées sont plus élevées.

En ce qui concerne les outils expérimentaux, nous avons mis au point une technique de mesure de la réponse impulsionnelle d'un photodétecteur, qui permet la caractérisation dynamique jusqu'à des fréquences de l'ordre de 7 GHz. Nous avons également mis au point un banc de mesure de bruit d'éclairement du photodétecteur jusqu'à des fréquences de l'ordre de 18 GHz. Nous avons montré par la comparaison des résultats expérimentaux issus des deux techniques de mesure et de résultats théoriques, que cette mesure de bruit permet la détermination directe de la fréquence de coupure d'un photodétecteur.

L'ensemble de ces outils a été utilisé pour comparer les trois types de photodétecteurs. Il apparaît que :

- la photodiode PIN est, parmi ces composants, celui qui est le mieux adapté à un fonctionnement hautes fréquences. Ainsi, sans vouloir rappeler les résultats de simulation, nous avons mesuré des fréquences de coupure supérieures à 17 GHz, pour des photodiodes PIN fabriquées au Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée de Limeil-Brevannes, sur substrats InP semi-isolant, et munies d'un pont air pour diminuer les capacités parasites.

- la photodiode à avalanche possède, quant à elle, des potentialités élevées, qui pourraient se caractériser, dans un fonctionnement numérique, par des sensibilités très élevées, les meilleures d'un point de vue théorique, pour des débits supérieurs au gigabit. Les simples considérations théoriques que nous avons développées dans ce travail, montrent que sa réalisation technologique reste délicate pour la filière InP.

Par contre, le photoconducteur, caractérisé par une technologie simple, est très accessible et par conséquent synonyme de bas coût. Ses performances, analysées dans ce travail aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental, montrent que pour des fréquences inférieures au gigahertz, les résultats ne sont pas si modestes, et que dans certains cas ils sont comparables voire supérieurs aux deux autres dispositifs.

Il est indéniable, qu'avec l'apparition de nouveaux dispositifs de plus en plus sophistiqués (composants, circuits intégrés optoélectroniques), répondant à de nouveaux besoins, la mise au point de tels outils de prévision des performances et d'aide à la conception, se développe.

Dans cette perspective, si l'on ne s'intéresse qu'à l'aspect photodétection et à la poursuite du travail que l'on a développé, il n'est peut-être pas inintéressant de poursuivre par l'étude des conséquences, en terme de performances, de l'éclairement du photodétecteur par un guide optique. On peut déjà citer les premiers travaux effectués dans l'équipe dans cet axe, qui concernent la modélisation de la propagation optique et du couplage de la lumière avec le détecteur [a].

Un deuxième prolongement à ce travail consiste à développer un ensemble de logiciels qui permet cette fois une simulation bidimensionnelle des phénomènes électriques. De ce point de vue, les applications possibles sont nombreuses et concernent les photodétecteurs de structure planaire, comme la

structure métal/semiconducteur/métal (MSM) ou encore la photodiode à avalanche à anneau de garde.

### BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION

- [a] J.F.Vinchant : Optics Communications, 67(4), 1988, pp 266-270
- J.F.Vinchant : Annales des Télécommunication, 44(3-4), 1989, pp 149-154
- J.F.Vinchant : IEE Proc.Part.J, 136(1), 1989, pp 72-75

ANNEXES

## ANNEXE I

Nous nous proposons de déterminer la densité de photocourant traversant une photodiode PIN en régime dynamique.

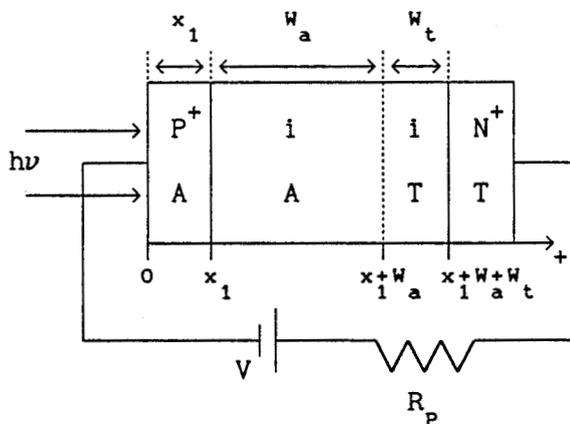
Cette étude s'applique à un composant de structure méssa, dans laquelle le substrat (qui est constitué dans notre cas de la couche N<sup>+</sup>) est supposé être transparent à la lumière incidente. D'autre part, la couche absorbante, constituée de matériau intrinsèque (noté i), est supposée être totalement désertée

Les hypothèses simplificatrices sont données et justifiées au chapitre I paragraphe . Pour mémoire, rappelons que le transport des porteurs photocréés se fait uniquement par conduction dans la zone déserte, et que leur vitesse est supposée être constante dans toute cette zone. Cependant, nous tenons compte de la différence de vitesse entre les électrons et les trous. Enfin, Les phénomènes de diffusion envisagés, correspondent au déplacement des électrons dans la couche P<sup>+</sup>

Le composant est éclairé successivement par le côté P<sup>+</sup>, puis par le substrat.

### I ECLAIREMENT COTE P<sup>+</sup>

La structure étudiée est la suivante :



avec :

-  $x_1$  épaisseur de la couche P<sup>+</sup> absorbante (dans le cas d'une couche P<sup>+</sup> transparente, il suffira de prendre  $x_1 = 0$  dans tout le calcul),

-  $W_a$  épaisseur de la couche d'absorption,

-  $W_t$  épaisseur de la couche tampon qui est désertée et qui est supposée être transparent au rayonnement incident (si cette couche est très

dopée  $> 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  on pourra, dans un premier temps, choisir  $W_t = 0$  dans tout le calcul).

l'épaisseur de la zone déserte est, d'après ces hypothèses:

$$W = W_a + W_t$$

Compte tenu de l'orientation choisie, le système d'équations différentielles à résoudre est le suivant :

$$\frac{1}{v_n} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial t} = - \frac{\partial J_n}{\partial x} + g(x,t) \quad (1)$$

$$\frac{1}{v_p} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial t} = \frac{\partial J_p}{\partial x} + g(x,t) \quad (2)$$

$$J = J_n + J_p + \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\frac{1}{W} \int_0^W \epsilon \cdot \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} dx = -R_p C \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad (4)$$

$$g(x,t) = K \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot g(t) \quad \text{où} \quad K = \frac{q \cdot P_1}{h \cdot v}$$

Pour résoudre le système précédent, on choisit  $g(t) = \exp(j\omega t)$ , ce qui revient à effectuer une transformée de Fourier de toutes les équations

On obtient, à partir des équations (3) et (4), l'équation de la densité de courant en régime dynamique traversant la zone déserte d'un composant quelconque :

$$J(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega \cdot R_p C} \cdot \frac{1}{W} \cdot \int_0^W \left[ J_n(x,\omega) + J_p(x,\omega) \right] \cdot dx \quad (5)$$

Il nous faut maintenant, déterminer les expressions de  $J_n(x,\omega)$  et  $J_p(x,\omega)$ , à partir de la résolution des équations (1) et (2) qui sont modifiées par rapport à leurs expressions données ci-dessus, en tenant compte de la génération de paires électron-trou. La détermination de la densité de courant d'électrons s'effectue pour  $x_1 < x < x_1 + W_a$ , à l'aide de l'expression :

$$\frac{dJ_n}{dx} + \frac{j\omega}{V_n} \cdot J_n = \alpha \cdot K \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

dont la solution est :

$$J_n(x, \omega) = C \cdot \exp\left(-\frac{j\omega}{V_n} \cdot x\right) + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_n}{j\omega - \alpha V_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où C est la constante d'intégration, déterminée par la condition limite :

$J_n(x_1, \omega) = J_{\text{dif}}(\omega)$  où  $J_{\text{dif}}$  est le courant de diffusion ( $J_{\text{dif}} = 0$  si la couche  $P^+$  est transparente). Il vient alors :

$$J_n(x, \omega) = J_{\text{dif}}(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot (x-x_1)\right] + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_n}{j\omega - \alpha V_n} \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot x) - \exp(-\alpha \cdot x_1) \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot (x-x_1)\right] \right]$$

Pour  $x_1 + W_a < x < W$ , on a

$$\frac{dJ_n}{dx} + \frac{j\omega}{V_n} \cdot J_n = 0$$

De la même façon, la solution a pour expression :

$$J_n(x, \omega) = C \cdot \exp\left(-\frac{j\omega}{V_n} \cdot x\right)$$

C est déterminée par la condition limite en  $x = x_1 + W_a$  et permet d'obtenir :

$$J_n(x, \omega) = \left[ J_{\text{dif}}(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot W_a\right] + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_n}{j\omega - \alpha V_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot x_1) \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot W_a) - \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot W_a\right] \right] \right] \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot \left(x - (x_1 + W_a)\right)\right]$$

De même, on détermine la densité de courant de trous pour  $x_1 < x < x_1 + W_a$  à l'aide de l'équation :

-AI<sub>4</sub>-

$$\frac{dJ_p}{dx} - \frac{j\omega}{V_p} \cdot J_p = -\alpha \cdot K \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

dont la solution équation est :

$$J_p(x, \omega) = C \cdot \exp\left(\frac{j\omega}{V_p} \cdot x\right) + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_p}{j\omega + \alpha V_p} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où C est la constante d'intégration, déterminée par la condition limite :  $J_p(x_1 + W_a, \omega) = 0$ . Il vient :

$$J_p(x, \omega) = \frac{\alpha \cdot K \cdot V_p}{j\omega + \alpha V_p} \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot x) - \exp(-\alpha \cdot (x_1 + W_a)) \right] \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_p} \cdot [x - (x_1 + W_a)]\right]$$

pour  $x_1 + W_a < x < W$ , on a  $J_p(x, \omega) = 0$

Il nous reste à intégrer l'équation (5) et à déterminer l'expression du courant de diffusion. L'intégration de l'équation nous donne :

$$J(\omega) = \frac{q \cdot P_1 / (h\nu)}{1 + j\omega \cdot R_p C} \cdot \left[ T_{dif}(\omega) \cdot T_{1n}(\omega) + T_n(\omega) + T_p(\omega) \right]$$

avec :

$$T_{dif}(\omega) = J_{dif}(\omega) / K$$

$$T_{1n}(\omega) = \frac{V_n}{W} \cdot \left[ \frac{1 - \exp\left[-\frac{j\omega \cdot W}{V_n}\right]}{j\omega} \right]$$

$$T_n(\omega) = \frac{V_n}{W} \cdot \exp(-\alpha \cdot x_1) \cdot \left[ \frac{1}{j\omega} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] + \left[ \frac{1}{j\omega} - \frac{1}{j\omega - \alpha V_n} \right] \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot W_a) - \exp\left[-\frac{j\omega \cdot W_a}{V_n}\right] \right] \cdot \exp\left[-\frac{j\omega \cdot W_t}{V_n}\right] \right]$$

$$T_p(\omega) = \frac{V_p}{W} \cdot \exp(-\alpha \cdot x_1) \cdot \left[ \frac{1}{j\omega} \cdot \left( 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right) + \left[ \frac{1}{j\omega + \alpha V_p} - \frac{1}{j\omega} \right] \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \exp\left(-\frac{j\omega \cdot W_a}{V_n}\right) \right] \right]$$

L'expression du courant de diffusion est obtenue à partir de la résolution du système suivant :

$$J_n = -q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{g(x, \omega)}{q} - \frac{n}{\tau_n} \quad (7)$$

En dérivant l'équation (6) et en l'introduisant dans l'équation (7), on obtient une équation du second degré dont l'inconnu est la concentration de porteurs libres :

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \left[ \frac{1 + j\omega \cdot \tau_n}{\tau_n \cdot D_n} \right] \cdot n = -\frac{\alpha \cdot K}{q \cdot D_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

En posant :

$$L_n^2 = \tau_n \cdot D_n \quad \text{et} \quad h^2 = \frac{L_n^2}{1 + j\omega \cdot \tau_n}$$

on obtient la solution de l'équation différentielle précédente :

$$n(x, \omega) = C_1 \cdot \exp\left(\frac{x}{h}\right) + C_2 \cdot \exp\left(-\frac{x}{h}\right) - \frac{\alpha \cdot K}{q \cdot D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$$

où les constantes d'intégration  $C_1$  et  $C_2$  sont déterminées par les conditions limites suivantes :

-en  $x = 0$ , position qui correspond à la surface du composant, si on suppose que la vitesse de recombinaison des porteurs est infinie, on a  $n(0, \omega) = 0$

-en  $x = x_1$ , position qui correspond au début de la zone

déserte, on peut supposer également que  $n(x_1, \omega) = 0$  dans la mesure où les porteurs qui arrivent dans la zone déserte, sont immédiatement en régime de mobilité et non plus en régime de diffusion sans accumulation de porteurs à l'interface

On obtient, à partir de ces deux conditions, un système homogène de deux équations à deux inconnues  $C_1$  et  $C_2$ . La résolution de ce système nous donne :

$$C_1 = \frac{\alpha.K}{q.D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \frac{\exp(-\alpha.x_1) - \exp(-x_1/h)}{2.\text{sh}(x_1/h)}$$

$$C_2 = \frac{\alpha.K}{q.D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \frac{\exp(x_1/h) - \exp(-\alpha.x_1)}{2.\text{sh}(x_1/h)}$$

Le courant de diffusion que nous cherchons est  $J_n(x = x_1)$ , qui s'obtient en dérivant l'expression de  $n$  :

$$J_{\text{dif}} = -q.D_n \cdot \left[ \frac{\partial n}{\partial x} \right]_{x=x_1}$$

il vient par conséquent :

$$J_{\text{dif}} = - \frac{q.D_n.C_1}{h} \cdot \exp\left(\frac{x_1}{h}\right) + \frac{q.D_n.C_2}{h} \cdot \exp\left[-\frac{x_1}{h}\right] - \alpha^2 K \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \exp(-\alpha.x_1)$$

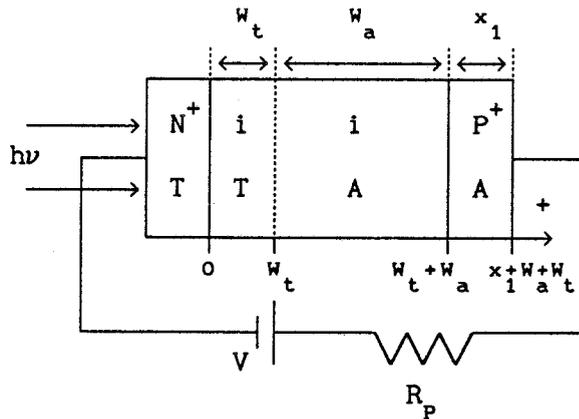
en remplaçant  $C_1$  et  $C_2$  par leur expressions on obtient finalement :

$$J_{\text{dif}}(\omega) = \frac{\alpha.K.h}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \frac{1}{\text{sh}(x_1/h)} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha.x_1) \cdot \left[ \text{ch}\left(\frac{x_1}{h}\right) + \alpha.h.\text{sh}\left(\frac{x_1}{h}\right) \right] \right]$$

Remarquons que l'expression du courant de diffusion, en régime statique, s'obtient simplement à partir de l'égalité précédente, en prenant  $h = L_n$ .

## II ECLAIREMENT COTE N

la structure étudiée est la suivante :



Si les conventions d'écriture sont identiques à l'éclairement côté P<sup>+</sup>, en revanche la convention de signe est inversée par rapport au premier cas, ce qui a pour effet de modifier les équations (1) et (2) qui deviennent :

$$\frac{1}{v_n} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + g(x, t)$$

$$\frac{1}{v_p} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial t} = - \frac{\partial J_p}{\partial x} + g(x, t)$$

$$g(x, t) = K \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha(x - W_t)] \cdot \exp(j\omega t)$$

L'expression du photocourant est identique du point de vue de la forme, mais les expressions de  $T_n(\omega)$ ,  $T_p(\omega)$  et  $T_{in}(\omega)$  sont modifiées ainsi que  $J_{dif}$ . Il est nécessaire d'intégrer chaque équation dans les différents domaines :

$$\underline{W_t < x < W}$$

$$\frac{dJ_n}{dx} - \frac{j\omega}{v_n} \cdot J_n = \alpha \cdot K \cdot \exp(-\alpha \cdot (x - W_t))$$

La solution de cette équation est :

$$J_n(x, \omega) = C \cdot \exp\left(\frac{j\omega}{v_n} \cdot x\right) + \frac{\alpha \cdot K \cdot v_n}{j\omega + \alpha v_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot (x - W_t))$$

où C est la constante d'intégration, déterminée par la condition limite :  $J_n(W_t, \omega) = J_{dif}(\omega)$  courant de diffusion ( $J_{dif} = 0$  si la couche P<sup>+</sup> est transparente). Il vient alors :

$$J_n(x, \omega) = J_{dif}(\omega) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_n} \cdot (x-W)\right] + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_n}{j\omega + \alpha V_n} \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot (x-W_t)) - \exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_n} \cdot (x-W)\right] \right]$$

$$\underline{0 < x < W_t}$$

$$\frac{dJ_n}{dx} - \frac{j\omega}{V_n} \cdot J_n = 0$$

de la même façon, la solution a pour expression :

$$J_n(x, \omega) = C \cdot \exp\left(\frac{j\omega}{V_n} \cdot x\right)$$

C est déterminée par la condition limite en  $x = W_t$  et permet d'obtenir :

$$J_n(x, \omega) = \left[ J_{dif}(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot W_a\right] + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_n}{j\omega + \alpha V_n} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot W_a\right] \right] \right] \cdot \exp\left[\frac{j\omega}{V_n} \cdot (x - W_t)\right]$$

De même , on détermine la densité de courant de trous :

$$\underline{W_t < x < W}$$

$$\frac{dJ_p}{dx} + \frac{j\omega}{V_p} \cdot J_p = -\alpha \cdot K \cdot \exp(-\alpha \cdot (x-W_t))$$

La solution de cette équation est :

$$J_p(x, \omega) = C \cdot \exp\left(-\frac{j\omega}{V_p} \cdot x\right) + \frac{\alpha \cdot K \cdot V_p}{j\omega - \alpha V_p} \cdot \exp(-\alpha \cdot (x-W_t))$$

où C est la constante d'intégration, déterminée par la condition limite :

$J_p(W_t, \omega) = 0$ . Il vient :

$$J_p(x, \omega) = \frac{\alpha \cdot K \cdot V_p}{j\omega - \alpha V_p} \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot (x - W_t)) - \exp\left[-\frac{j\omega}{V_p} \cdot (x - W_t)\right] \right]$$

pour  $0 < x < W_t$ , on a  $J_p(x, \omega) = 0$

On peut, à présent, déterminer les expressions des temps de transit :

$$T_{1n}(\omega) = \frac{V_n}{W} \cdot \left[ \frac{1 - \exp\left[-\frac{j\omega \cdot W}{V_n}\right]}{j\omega} \right]$$

$$T_n(\omega) = \frac{V_n}{W} \cdot \left[ \frac{1}{j\omega} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] + \left[ \frac{1}{j\omega + \alpha V_n} - \frac{1}{j\omega} \right] \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \exp\left[-\frac{j\omega \cdot W_a}{V_n}\right] \right] \cdot \exp\left[-\frac{j\omega}{V_n} \cdot W_t\right] \right]$$

$$T_p(\omega) = \frac{V_p}{W} \cdot \left[ \frac{1}{j\omega} \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] + \left[ \frac{1}{j\omega} - \frac{1}{j\omega - \alpha V_p} \right] \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot W_a) - \exp\left[-\frac{j\omega \cdot W_a}{V_p}\right] \right] \right]$$

Il nous reste à déterminer l'expression du courant de diffusion, qui est régi par le système d'équations :

$$J_n = q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{g(x, \omega)}{q} - \frac{n}{\tau_n} \quad (9)$$

La démarche est identique à l'éclairement côté  $P^+$  : en dérivant l'équation (8) et en l'introduisant dans l'équation (9), on obtient une équation du second degré dont l'inconnu est la concentration de porteurs

libres :

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{h^2} = - \frac{\alpha \cdot K}{q \cdot D_n} \cdot \exp(-\alpha \cdot (x - W_t))$$

On obtient la solution de l'équation différentielle précédente :

$$n(x, \omega) = C_1 \cdot \exp\left(\frac{x}{h}\right) + C_2 \cdot \exp\left(-\frac{x}{h}\right) - \frac{\alpha \cdot K}{q \cdot D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \exp(-\alpha \cdot (x - W_t))$$

où les constantes d'intégration  $C_1$  et  $C_2$  sont déterminées par les conditions aux limites suivantes :

-en  $x = W + x_1$ , position qui correspond à la surface du composant, si on suppose que la vitesse de recombinaison des porteurs est infinie, on a  $n(0, \omega) = 0$

-en  $x = W$ , position qui correspond au début de la zone déserte, on peut supposer également que  $n(x_1, \omega) = 0$  dans la mesure où les porteurs qui arrivent dans la zone déserte, sont immédiatement en régime de mobilité et non plus en régime de diffusion sans accumulation de porteurs à l'interface

on obtient, à partir de ces deux conditions, un système homogène de deux équations à deux inconnues  $C_1$  et  $C_2$ . La résolution de ce système nous donne :

$$C_1 = \frac{\alpha \cdot K}{q \cdot D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \frac{\exp(-\alpha \cdot x_1) - \exp(-x_1/h)}{2 \cdot \text{sh}(x_1/h)} \cdot \exp\left[-\alpha \cdot W - \frac{W}{h}\right]$$

$$C_2 = \frac{\alpha \cdot K}{q \cdot D_n} \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \frac{\exp(x_1/h) - \exp(-\alpha \cdot x_1)}{2 \cdot \text{sh}(x_1/h)} \cdot \exp\left[-\alpha \cdot W - \frac{W}{h}\right]$$

Le courant de diffusion que nous cherchons est  $J_n(x = W)$ , qui s'obtient en dérivant l'expression de  $n$  :

$$J_{\text{dif}} = q \cdot D_n \cdot \left[ \frac{\partial n}{\partial x} \right]_{x=W}$$

il vient par conséquent :

$$J_{\text{dif}} = \frac{q \cdot D_n \cdot C_1}{h} \cdot \exp\left(\frac{W}{h}\right) - \frac{q \cdot D_n \cdot C_2}{h} \cdot \exp\left[-\frac{W}{h}\right] - \alpha^2 K \cdot \frac{h^2}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \exp(-\alpha \cdot W_a)$$

en remplaçant  $C_1$  et  $C_2$  par leur expressions on obtient finalement :

$$J_{\text{dif}}(\omega) = \frac{\alpha \cdot K \cdot h}{\alpha^2 h^2 - 1} \cdot \frac{1}{\text{sh}(x_1/h)} \cdot \exp(-\alpha \cdot W_a) \cdot \left[ \exp(-\alpha \cdot x_1) - \text{ch}\left(\frac{x_1}{h}\right) + \alpha \cdot h \cdot \text{sh}\left(\frac{x_1}{h}\right) \right]$$

De même, l'expression du courant de diffusion, en régime statique, s'obtient simplement à partir de l'égalité précédente, en prenant  $h = L_n$ .

### III DETERMINATION DE LA FREQUENCE DE COUPURE

Cette détermination s'effectue en mode opératoire de type complexe. On calcule le module de  $J(\omega)$  qui, comme nous l'avons vu, est un nombre complexe. On détermine simplement la fréquence de coupure de la photodiode à -3 dB en comparant ce module à la valeur du photocourant en régime statique, dont l'expression est :

$$J_0 = J_{\text{dif}} + K \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] \cdot \exp(-\alpha \cdot x_1) \quad \begin{array}{l} \text{éclairage} \\ \text{côté } P^+ \end{array}$$

$$J_0 = J_{\text{dif}} + K \cdot \left[ 1 - \exp(-\alpha \cdot W_a) \right] \quad \begin{array}{l} \text{éclairage} \\ \text{côté } N^+ \end{array}$$

où  $J_{\text{dif}}$ , différent dans chacun des deux cas, est déterminé en régime statique, c'est à dire, en prenant  $h = L_n$

La fréquence de coupure à -3 dB est, par définition, la fréquence pour laquelle :

$$|J(\omega)| = J_0 / \sqrt{2}$$

## ANNEXE II

Nous nous proposons de déterminer la densité de courant multiplié, traversant un photodiode à avalanche dont la structure est représentée fig 1.

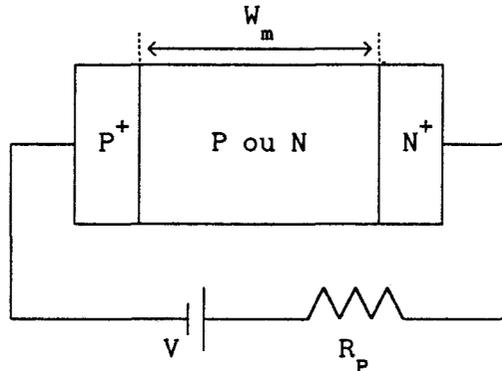


figure 1

Cette étude est effectuée à partir de la résolution du système d'équations suivant, qui correspond au transport des porteurs libres en régime de mobilité dans la zone déserte, dans laquelle, les phénomènes de diffusion et de recombinaison sont négligés

les équations de continuité : 
$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p + g(x) = - \frac{dJ_p}{dx}$$

les équation de conservation : 
$$J = J_n + J_p$$

où  $g(x)$  est la génération de porteurs libres par éclaircissement lumineux à la longueur d'onde  $\lambda$  ( $\lambda = c/\nu$ ).

Son expression est : 
$$g(x) = \frac{q \cdot P_1}{h \cdot \nu} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot x]$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde  $\lambda$  et  $P_1$  est la puissance lumineuse incidente par unité de temps.

On envisagera également dans cette étude, le cas où la zone d'absorption est différente de la zone de multiplication. La génération sera alors nulle dans la zone d'avalanche et sera remplacée par une injection de trous ou d'électrons. Trois cas sont donc considérés :

- l'absorption d'un rayonnement lumineux
- l'injection d'un courant d'électrons

- l'injection d'un courant de trous

I ABSORPTION D'UN RAYONNEMENT LUMINEUX COTE P<sup>+</sup> OU N<sup>+</sup>

Pour cette étude, les couches P<sup>+</sup> et N<sup>+</sup> (figure 2) sont supposées être transparentes au rayonnement lumineux. Dans le cas contraire, il faudrait déterminer le courant de diffusion correspondant à l'absorption de ce rayonnement dans chacune des deux couches, puis, considérer l'injection des porteurs issus de ce phénomène dans la zone d'avalanche en se reportant aux paragraphes suivant.

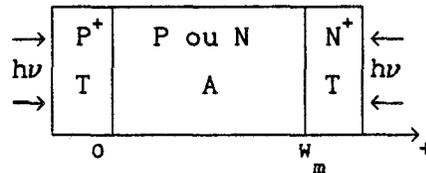


figure 2

Compte tenu de l'orientation choisie, le système à résoudre est le suivant :

$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p + g(x) \quad (1)$$

$$- \frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p + g(x) \quad (2)$$

$$J = J_n + J_p \quad (3)$$

où g(x) à pour expression :

$$g(x) = \frac{q \cdot P_1}{h \cdot \nu} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot x] \quad \text{éclairage côté P}^+$$

$$g(x) = \frac{q \cdot P_1}{h \cdot \nu} \cdot \alpha \cdot \exp[-\alpha \cdot (W_m - x)] \quad \text{éclairage côté N}^+$$

Le système d'équation à résoudre est constitué de trois équations, pour

deux inconnues  $J_n$  et  $J_p$ , dans la mesure où les coefficients d'ionisation  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont déterminés à partir de la résolution de l'équation de Poisson. On peut donc obtenir la solution en choisissant indifféremment, les couples d'équations (1),(3) ou (2),(3), qui correspondent, dans le premier cas au électrons, et dans l'autre cas aux trous. En ce qui nous concerne, nous allons déterminer la solution à partir de chacun des deux couples d'équations.

I a) courant d'électrons

L'équation (3) permet d'éliminer, dans l'équation (1), le courant de trous ( $J_p = J - J_n$ ), pour obtenir l'équation :

$$\frac{dJ_n}{dx} + (\alpha_p - \alpha_n) \cdot J_n = \alpha_p \cdot J + g(x)$$

La solution est :

$$J_n(x) = \frac{\int_0^x \left[ \alpha_p \cdot J + g(x') \right] \cdot \exp \int_0^{x'} (\alpha_p - \alpha_n) dx'' dx' + C}{\exp \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'}$$

La constante d'intégration C est déterminée par la condition limite  $J_n(0) = 0$  et le courant total J est obtenu en posant  $J = J_n(W_m)$ . Il vient donc  $C = 0$  et :

$$J = \frac{\int_0^{W_m} g(x) \cdot \exp \int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp \int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx}$$

Le coefficient de multiplication  $M_0$  est par définition égal à

$$M_0 = J / J_0$$

où  $J_0$  est donné par :

$$J_0 = \int_0^{W_m} g(x) dx$$

on obtient ainsi :

$$M_0 = \frac{\int_0^{W_m} g(x) \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}{\int_0^{W_m} g(x) dx \cdot \left[ 1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx \right]}$$

I b) courant de trous

Cette fois, l'équation (3) permet d'éliminer, dans l'équation (1), le courant d'électrons ( $J_n = J - J_p$ ), pour obtenir l'équation :

$$\frac{dJ_p}{dx} + (\alpha_p - \alpha_n) \cdot J_p = -\alpha_n \cdot J - g(x)$$

La solution est :

$$J_p(x) = \frac{C - \int_0^x \left[ \alpha_n \cdot J + g(x') \right] \cdot \exp\left(\int_0^{x'} (\alpha_p - \alpha_n) dx''\right) dx'}{\exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right)}$$

La constante d'intégration C est déterminée par la condition limite  $J_n(W_m) = 0$  et le courant total J est obtenu en posant  $J = J_p(0)$ . Il vient donc :

$$C = J = \frac{\int_0^{W_m} g(x) \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

On obtient le coefficient de multiplication de la même façon :

$$M_0 = \frac{\int_0^{W_m} g(x) \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}{\int_0^{W_m} g(x) dx \cdot \left[ 1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx \right]}$$

## II INJECTION D'UN COURANT D'ELECTRONS

Compte tenu de l'orientation choisie, les électrons primaires sont injectés en  $x = 0$  (figure 3). D'autre part, la couche de multiplication, d'épaisseur  $W_m$  est dopée de type P ; en effet, pour bénéficier au maximum du phénomène de multiplication, en minimisant les phénomènes d'espace noir, il est souhaitable que la zone d'avalanche (d'épaisseur souvent inférieure à  $W_m$ ) se situe plutôt du côté opposé à l'injection (ici en  $x = W_m$ ) ; une telle situation permet ainsi aux électrons injectés, de pénétrer dans la zone d'avalanche avec une énergie plus élevée, gagnée au cours de leur transit.

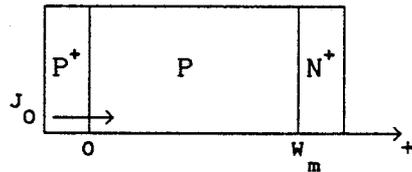


figure 3

La résolution est identique au paragraphe précédent ; seules les conditions aux limites sont modifiées et bien sûr la génération de porteurs par éclaircissement est nulle ( $g(x) = 0$ )

### II a) courant d'électrons

Le système à résoudre est le suivant :

$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p \quad (4)$$

$$J = J_n + J_p \quad (3)$$

On procède de la même façon pour éliminer le courant de trous. Il vient alors :

$$\frac{dJ_n}{dx} + (\alpha_p - \alpha_n) \cdot J_n = \alpha_p \cdot J$$

dont la solution est :

$$J_n(x) = \frac{\int_0^x \alpha_p \cdot J \cdot \exp\left(\int_0^{x'} (\alpha_p - \alpha_n) dx''\right) dx' + C}{\exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right)}$$

La constante d'intégration C est déterminée par la condition limite  $J_n(0) = J_0$  et le courant total J est obtenu en posant  $J = J_n(W_m)$ . Il vient donc  $C = J_0$  et :

$$J = \frac{J_0 \cdot \exp\left(\int_0^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx\right)}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx\right)}$$

Le coefficient de multiplication, noté dans ce cas  $M_n$  a pour expression :

$$M_n = \frac{\exp\left(\int_0^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx\right)}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx\right)}$$

## II b) courant de trous

Le système à résoudre est le suivant :

$$- \frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n \cdot J_n + \alpha_p \cdot J_p \quad (5)$$

$$J = J_n + J_p \quad (3)$$

On élimine le courant d'électrons à l'aide de l'équation (3). L'équation

(5) devient

$$\frac{dJ_p}{dx} + (\alpha_p - \alpha_n) \cdot J_n = -\alpha_n \cdot J$$

dont la solution est :

$$J_p(x) = \frac{C - \int_0^x \alpha_n \cdot J \cdot \exp\left(\int_0^{x'} (\alpha_p - \alpha_n) dx''\right) dx'}{\exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right)}$$

La constante d'intégration C est déterminée par la condition limite  $J_p(W_m) = 0$  et le courant total J est obtenu en posant que  $J - J_0 = J_p(0)$ . Il vient donc  $C = J - J_0$  et :

$$J = \frac{J_0}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

Le coefficient de multiplication, est toujours noté  $M_n$  mais a pour expression :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

### III INJECTION D'UN COURANT DE TROUS

Pour les mêmes raisons qu'au paragraphe II, les trous sont injectés en  $x = W_m$  et la couche de multiplication est dopée de type N (figure 4).

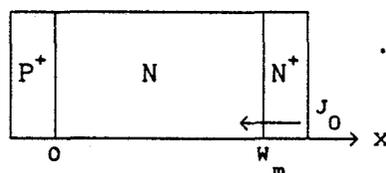


figure 4

Pour chacune des deux résolutions (à partir des électrons ou à partir des trous) les systèmes et leur solutions générales sont strictement identiques au paragraphe II. Seules les conditions aux limites sont changées

III a) courant d'électrons

La constante d'intégration C est cette fois, déterminée par la condition limite  $J_n(0) = 0$  et le courant total J est obtenu en posant que  $J - J_0 = J_n(W_m)$ . Il vient donc  $C = 0$  et :

$$J = \frac{J_0}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

Le coefficient de multiplication, noté cette fois  $M_p$ , a pour expression :

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp\left(\int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx}$$

III b) courant de trous

La constante d'intégration C est déterminée par la condition limite  $J_p(W_m) = J_0$  et le courant total J est obtenu en posant  $J = J_p(0)$ . Il vient donc  $C = J - J_0$  et :

$$J = \frac{J_0 \cdot \exp\left(\int_0^{W_m} (\alpha_p - \alpha_n) dx\right)}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp\left(\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'\right) dx}$$

Le coefficient de multiplication, est toujours noté  $M_p$  mais a pour expression :

$$M_p = \frac{\exp \int_0^{W_m} (\alpha_p - \alpha_n) dx}{1 - \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' dx}$$

#### IV CONCLUSION

Nous avons, dans cette annexe, déterminé les expressions du courant total issu d'un processus de multiplication, en régime statique. Les calculs effectués mettent en évidence deux expressions bien connues, constituant la condition d'avalanche ( les deux expressions étant équivalentes ) :

$$\int_0^{W_m} \alpha_p \cdot \exp \int_x^{W_m} (\alpha_n - \alpha_p) dx' dx = 1 \quad \text{ou} \quad \int_0^{W_m} \alpha_n \cdot \exp \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' dx = 1$$

D'autre part, les expressions des courants d'électrons et de trous,  $J_n(x)$  et  $J_p(x)$ , déterminées de façon générale, permettent de calculer :

- les distributions  $M_n(x)$  et  $M_p(x)$  définies par :

$$M_n(x) = \frac{J_n(x)}{J_0} \quad \text{et} \quad M_p(x) = \frac{J_p(x)}{J_0}$$

Ces distributions sont utilisées pour les calculs du facteurs d'excès de bruit correspondant à l'injection d'électrons ou à l'injection de trous

- les distributions  $X_n(x)$  et  $X_p(x)$  définies par :

$$X_n(x) = \frac{J_n(x)}{J} \quad \text{et} \quad X_p(x) = \frac{J_p(x)}{J}$$

Ces deux distributions sont utilisées pour le calcul du temps de montée de l'avalanche dans chacun des deux cas.

RESUME

L'objet de cette thèse est de présenter un certain nombre d'outils théoriques et expérimentaux pour l'évaluation des performances de photodétecteurs, et de les appliquer à l'étude comparative de la photodiode PIN, de la photodiode à avalanche et du photoconducteur, fabriqués sur matériaux III-V. Dans ce but, des logiciels de simulation de photodiodes PIN et de photodiodes à avalanche ont été développés, et permettent de calculer les propriétés statiques, dynamiques et de bruit de ces photodétecteurs en fonction de leurs paramètres technologiques et physiques. Deux méthodes de mesure ont également été mises au point, l'une concernant les réponses impulsionnelles de photodétecteurs, l'autre la mesure du niveau de bruit d'éclairement dans un large domaine de fréquence. A titre d'illustration, des photodiodes PIN, des photoconducteurs de structures planaires et des photorécepteurs, associant en intégration monolithique, une photodiode Shottky ou un photoconducteur à un MESFET AsGa, ont été caractérisés.

A l'issue de nos études théoriques et expérimentales, il apparaît que la photodiode PIN est très bien adaptée à une utilisation très haute fréquence, que la photodiode à avalanche possèdent les performances théoriques les meilleures, mais que sa réalisation technologique pour la filière InP reste délicate, et que le photoconducteur peut être caractérisé par des performances honnêtes pour des fréquences inférieures à 1 GHz.

Mots clefs:- photorecepteur

- photoconducteur
- photodiode PIN
- photodiode à avalanche
- simulation
- bruit

