

50376  
1990  
53

70003 50376  
1990  
53

N° d'ordre : 492

# 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-François VINCHANT**

**Ingénieur ISEN**

## **INTEGRATION MONOLITHIQUE DE PHOTODETECTEURS ET DE GUIDES OPTIQUES SUR MATERIAUX III-V**



Soutenu le 28 Février 1990 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM.

E. CONSTANT  
D. DECOSTER  
M. ERMAN  
G. SALMER  
H. MARTINOT  
H. SCHUMACHER  
V. BRUNEEL

Président USTL Flandres Artois  
Directeur de Thèse USTL Flandres Artois  
Rapporteur LEP Limeil-Brevannes  
Rapporteur USTL Flandres Artois  
Examineur LAAS Toulouse  
Examineur Bellcore Red Bank USA  
Examineur UVHC Valenciennes

A Celui qui Est,

qui Était

et qui Viendra...

A ma femme,

A Marie et Claire,

A mes Parents et

Grands-Parents,

A mes Beaux-Parents...

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs (CHS), U.A. CNRS 287, de l'Université des Sciences et Techniques de Lille-Flandres-Artois, dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être un des rapporteurs.

Monsieur le Professeur D. Decoster m'a accueilli au sein de l'équipe "Composants et Circuits Optoélectroniques" qu'il dirige. Il m'a proposé le sujet de ce travail et en a assuré la direction. Pour m'avoir fait bénéficier de ses qualités humaines et scientifiques, pour m'avoir fait confiance et laissé une grande liberté, tant au niveau des orientations de ce travail qu'au niveau de la publication des résultats, je tiens particulièrement à lui exprimer ici ma profonde et amicale reconnaissance.

Monsieur le Professeur E. Constant m'a permis d'obtenir une bourse pour ce travail et me fait l'honneur de présider la commission d'examen. Qu'il me soit permis de le remercier et de lui présenter tous mes vœux de réussite pour l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN).

Monsieur M. Erman, Ingénieur et Responsable de la Division "Recherche Exploratoire" du Laboratoire d'Electronique Philips (LEP) de Limeil-Brevannes, me fait l'honneur de juger ce travail. Sa participation à ce jury de thèse en tant que rapporteur me touche particulièrement.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur H. Martinot, Directeur de recherches au CNRS et Directeur du Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes (LAAS) de Toulouse, pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à Monsieur H. Schumacher, Ingénieur à Bellcore, Red-Bank (Etats-Unis), pour sa présence à ce jury de thèse. Je le remercie de l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail et des échanges fructueux que nous avons eus.

Monsieur le Professeur V. Bruneel, Directeur du laboratoire d'Opto-Acousto-Electronique (OAE) de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, me fait l'honneur de participer à ce jury de thèse et je lui en suis vivement reconnaissant.

Pour l'aide financière qu'ils m'ont accordée, je remercie le Centre National de la Recherche Scientifique et le Conseil Régional du Nord-Pas de Calais.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur G. Vandecandelaere, Directeur de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord (ISEN) jusqu'en 1989 et vice-président de la Fédération Universitaire et Polytechnique de Lille (FUPL), pour son soutien constant, conscient de la nécessité d'introduire un enseignement d'optoélectronique à l'ISEN.

Je voudrais remercier particulièrement Monsieur J.P. Vilcot, Chargé de recherches au CNRS. Je tiens à l'associer totalement à ce travail car sa disponibilité, ses compétences scientifiques et technologiques, ainsi que les échanges fructueux que nous avons eus, ont permis la réussite de ce travail. Je lui exprime toute mon amitié.

Je tiens à remercier vivement Monsieur A. Vandermoere pour les prouesses technologiques qu'il a dû réaliser, avec disponibilité et gentillesse, tant au niveau du clivage des composants qu'au niveau de leur montage sur des supports inhabituels.

J'exprime également ma reconnaissance à Monsieur J.L. Lorriaux qui a accepté, malgré la nouveauté, de faire une reprise d'épitaxie par MBE et a contribué ainsi au succès de ce travail.

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 F. Mallecot qui m'a fait bénéficier de son apport expérimental dans l'équipe, Monsieur J.P. Gouy qui m'a initié aux techniques de mesure de la réponse impulsionnelle et du bruit, et Messieurs S. Aboulhoda et A. Aboudou pour leur aide.

Je remercie l'ensemble du personnel du CHS :

Mmes A. Fattorini, J. Lechien, M. Miens, D. Vanbremeersch, Mlle P. Legry, Mrs P. Armant, M. François, B. Grimbert, A. Leroy, J. Vanbremeersch, de la centrale de technologie.

Mmes E. Deloos, S. Lepilliet, Mr E. Playez de la centrale de caractérisation.

Mr J.P. Dehorter qui a assuré, avec beaucoup de soins, la reproduction de ce manuscrit.

Mrs J.C. Andries, J.C. Jennequin, P. Michon de l'atelier de mécanique.

Enfin, que tous les membres du laboratoire, que j'ai cotoyés et qui m'ont permis de travailler dans une ambiance agréable, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de ma sympathie.

## Table des matières

### INTRODUCTION

### CHAPITRE I : PHOTODETECTION ET OPTIQUE INTEGREE : ELEMENTS DE BASE

Introduction	I.1
I.1. Les matériaux de l'optoélectronique	I.1
I.1.1) Propriétés électroniques	I.2
a) Structure de bandes et gap des semiconducteurs	I.2
b) Absorption dans un semiconducteur	I.2
I.1.2) Propriétés optiques	I.4
a) Indice de réfraction	I.4
b) Indices de réfraction de quelques matériaux semiconducteurs	I.7
- Le GaAs et le $Ga_{1-x}Al_xAs$	I.7
- L'InP, la $Ga_xIn_{1-x}As$ et le $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$	I.8
c) Influence des porteurs libres sur l'indice de réfraction	I.9
d) Variation de l'indice de réfraction par effet électrooptique	I.10
I.2. Les différents types de photodétecteurs	I.11
I.2.1) Les photoconducteurs	I.11
I.2.2) Les photodiodes	I.13
a) La photodiode p-n	I.13
b) La photodiode PIN	I.14
c) La photodiode à avalanche	I.14
d) La photodiode Schottky	I.15
e) Les paramètres caractéristiques des photodiodes	I.16
I.2.3) Les photodétecteurs de type métal-semiconducteur-métal (MSM)	I.18
I.3. L'optique intégrée	I.22
I.3.1) Le guide optique	I.22
a) Le guide optique plan asymétrique	I.22
b) Le guide optique tridimensionnel	I.24
c) Le guide optique semiconducteur	I.25
I.3.2) Le modulateur électrooptique	I.26
I.4. Intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique	I.28
I.4.1) Matériaux et structures	I.29

I.4.2) Etat de l'Art	I.30
Conclusion	I.31
Bibliographie	I.32

## **CHAPITRE II : MODELISATION OPTIQUE D'UN PHOTODETECTEUR INTEGRE A UN GUIDE OPTIQUE**

Introduction	II.1
II.1. Structure étudiée	II.1
II.2. Expressions du champ et équation transcendante	II.2
II.2.1) Cas des ondes TE	II.2
II.2.2) Cas des ondes TM	II.5
II.2.3) Confinement latéral	II.5
II.3. Le logiciel SYMPHONIE	II.5
II.3.1) Simulations possibles	II.6
II.3.2) Organigramme de la simulation optique	II.7
II.4. Résultats et discussions	II.7
II.4.1) Etude du guide optique	II.7
a) Le guide optique à homojonction	II.8
b) Le guide optique à hétérojonction	II.9
II.4.2) Etude des pertes optiques dues aux porteurs libres	II.9
II.4.3) Etude des pertes optiques dues aux électrodes métalliques	II.9
II.4.4) Etude de l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique	II.10
a) Confrontation théorie-expérience	II.10
b) Comportement oscillatoire du coefficient d'absorption	II.12
c) Phase et surface d'onde	II.14
d) Perturbations du comportement oscillatoire	II.16
- Effet des électrodes métalliques	II.16
- Effet de l'incertitude sur la valeur des indices de réfraction	II.16
- Effet d'une variation de la longueur d'onde	II.17
e) Optimisation d'une structure photodétecteur-guide	II.18
f) Précisions de notre modèle	II.19
- Précision théorique	II.19
- Précision physique	II.19
- Précision informatique	II.20
Conclusion	II.20
Bibliographie	II.21

### **CHAPITRE III : MODELISATION ELECTRONIQUE D'UN PHOTODETECTEUR INTEGRE A UN GUIDE OPTIQUE : APPROCHE ET APPLICATION AU PIN-GUIDE**

Introduction	III.1
III.1. Taux de génération des paires électron-trou	III.1
III.2. Application au PIN-guide	III.3
III.2.1) Equations de base	III.4
III.2.2) Rendement quantique statique	III.4
III.2.3) Rendement quantique dynamique	III.6
III.2.4) Le logiciel SYMPHONIE	III.7
a) Simulations possibles	III.7
b) Organigramme de la simulation électronique	III.8
III.2.5) Résultats et discussion	III.8
a) Contribution de la couche absorbante	III.8
b) Contribution du transit supplémentaire	III.9
c) Contribution de la diffusion dans la couche p+	III.9
d) PIN-guide chargé sur $50 \Omega$	III.10
Conclusion	III.10
Bibliographie	III.12

### **CHAPITRE IV : INTEGRATION MONOLITHIQUE DE PHOTOCONDUCTEURS OU DE PHOTODETECTEURS MSM ET D'UN GUIDE OPTIQUE**

Introduction	IV.1
IV.1. Techniques de caractérisation	IV.1
IV.1.1) Caractérisation optique	IV.1
a) Type de propagation	IV.2
b) Pertes de propagation et pertes de couplage	IV.3
c) Coefficient d'absorption d'une structure photodétecteur-guide	IV.3
IV.1.2) Caractérisation électronique	IV.4
a) Réponse impulsionnelle	IV.4
b) Bruit	IV.5
- Bruit à 30 MHz	IV.6
- Bruit dans la gamme 2-18 GHz	IV.7
IV.2. Intégration monolithique d'un photoconducteur et d'un guide optique	IV.8
IV.2.1) Conception de la structure	IV.8

IV.2.2) Etapes technologiques	IV.9
IV.2.3) Résultats et discussion	IV.10
a) Guides passifs	IV.10
b) Coefficient d'absorption	IV.11
- Efficacité de couplage	IV.11
- Interprétation	IV.11
c) Caractérisation statique	IV.12
d) Réponse impulsionnelle	IV.12
e) Mesures de bruit	IV.12
IV.3. Intégration monolithique d'un photodétecteur MSM et d'un guide optique	IV.13
IV.3.1) Conception de la structure	IV.13
IV.3.2) Etapes technologiques	IV.15
IV.3.3) Résultats et discussion	IV.15
a) Pertes de propagation et de couplage	IV.16
b) Coefficient d'absorption	IV.16
c) Caractérisation statique	IV.17
- Contrôle sous pointes	IV.17
- Mesure de I-V	IV.17
- Coefficient de réponse statique	IV.18
d) Caractérisation dynamique	IV.18
- Détermination de la capacité du MSM	IV.18
- Réponse impulsionnelle	IV.19
e) Mesures de bruit	IV.19
- Bruit à 30 MHz	IV.20
- Bruit dans la gamme 2-18 GHz	IV.20
Conclusion	IV.21
Bibliographie	IV.22

## CONCLUSION GENERALE

ANNEXE 1 : Expressions du champ et équation transcendante

ANNEXE 2 : Méthode de Newton-Raphson

ANNEXE 3 : Le logiciel SYMPHONIE

ANNEXE 4 : Calcul des densités de courant en statique et en dynamique pour un PIN-guide

**LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS EFFECTUEES LORS DE CE  
TRAVAIL**

**RESUME**

## INTRODUCTION

L'apparition du laser, au début des années 60, a suscité un intérêt nouveau pour le domaine des communications par voie optique. L'utilisation d'une onde porteuse optique, permettait d'envisager une augmentation, de plusieurs ordres de grandeur, de la capacité de transmission de l'information. Cependant, les résultats, obtenus à l'époque, ne répondaient pas aux espérances, en raison, d'une part, des difficultés à réaliser des ensembles suffisamment fiables et compacts et, d'autre part, de l'absence de support permettant une propagation correcte des signaux optiques.

Le domaine des communications par voie optique connut un nouvel essor, au début des années 70, lorsque deux faits majeurs se sont produits :

- la réalisation de fibres optiques à faibles pertes,
- la réalisation de lasers semiconducteurs, en GaAs, fonctionnant en continu.

Le principe de guidage par diélectriques, mis en oeuvre dans les fibres optiques, et la technologie planaire, mise au point pour la fabrication des circuits électroniques intégrés, ont été exploités pour la réalisation d'éléments optiques planaires, formés de couches minces, comme le guide optique tridimensionnel. Cette nouvelle génération de composants fut suggérée par des chercheurs de Bell Telephone (*Miller 1969*), qui baptisèrent, ce nouveau domaine de recherche, Optique Intégrée.

Etant donnés les domaines d'application qui se sont alors développés, l'association de lasers semiconducteurs, de composants optiques intégrés (guides optiques, modulateurs,...), de photodétecteurs et de composants électroniques intégrés (transistors,...) s'est avérée indispensable. Cette nécessité a donné naissance, plus récemment, à l'Optoélectronique Intégrée et de nombreux circuits optoélectroniques intégrés (OEIC's) ont été développés (*Forrest 1987, Wada 1988, Shibata et al. 1988, Decoster et al. 1989*).

Cependant, l'association de ces différents composants peut se faire grâce à deux types d'intégration :

- l'intégration hybride, où les meilleurs composants peuvent être choisis, pour chaque fonction, avant d'être connectés entre eux,
- l'intégration monolithique, où tous les composants sont réalisés sur le même substrat.

Dans une perspective à long terme de réalisation de circuits complexes, l'intégration monolithique semble être la meilleure solution, puisqu'elle permet de s'affranchir des contraintes de connectique et d'alignement. Dans ce but, les matériaux III-V, notamment les deux filières technologiques GaAs/GaAlAs et GaInAsP/InP, offrent le meilleur compromis puisqu'ils possèdent toutes les propriétés requises à la fabrication des circuits optoélectroniques intégrés. Néanmoins, l'intégration monolithique deviendra l'approche la plus utilisée dès que les technologies, sur matériaux III-V, auront atteint leur maturité et permettront une excellente compatibilité entre les composants optoélectroniques. Quoi qu'il en soit, les récents progrès, dans les

domaines de la croissance épitaxiale et des processus technologiques (*Razeghi 1989, Erman 1989*), permettent d'envisager l'intégration monolithique de composants optiques et optoélectroniques.

L'objet de ce travail a été d'étudier, compte tenu de l'expérience acquise, au sein de l'équipe optoélectronique du CHS, dans les domaines de la photodétection et plus récemment de l'optique intégrée (*Decoster et al. 1989*), l'intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V. Cette association a déjà fait l'objet de quelques réalisations expérimentales que nous présenterons dans un Etat de l'Art qui leur est consacré. Aussi, nous nous sommes intéressés, plus particulièrement, à l'étude théorique des phénomènes de couplage de la lumière dans ce type de structure, afin de pouvoir les optimiser et obtenir ainsi des dispositifs compacts, dont nous présenterons la conception, la fabrication et la caractérisation.

Dans le premier chapitre, nous rappelons les propriétés électroniques et optiques des matériaux, utilisés en optoélectronique, les différents types de photodétecteurs ainsi que les éléments de base de l'Optique Intégrée. Nous terminons ce chapitre en présentant l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique, au travers des matériaux et des structures utilisés, ainsi qu'un Etat de l'Art de ce type de composant.

Le second chapitre est consacré à la modélisation du comportement optique d'un photodétecteur intégré à un guide optique. Nous étudions le couplage de la lumière, par ondes évanescentes, du guide optique à une couche absorbante déposée sur ce dernier. Nous présentons les résultats théoriques obtenus et nous les comparons aux résultats expérimentaux, issus de dispositifs fabriqués au CHS ou dans d'autres laboratoires. Nous discutons des phénomènes nouveaux que nous avons mis en évidence. Enfin nous proposons la démarche requise à l'optimisation d'une telle structure.

Le troisième chapitre consiste en une approche de la modélisation du comportement électronique d'un photodétecteur intégré à un guide optique. Nous déterminons, à partir du modèle optique du second chapitre, le taux de génération de paires électron-trou pour ce type de photodétecteur, et nous appliquons ce résultat à la photodiode PIN intégrée à un guide optique. Nous présentons les résultats concernant le comportement dynamique d'un tel composant et nous discutons des phénomènes qui en limitent la bande passante.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons la conception, la réalisation et la caractérisation de deux structures photodétecteur-guide compactes. La première consiste en l'intégration monolithique d'un photoconducteur GaInAs et d'un guide optique GaAs/GaAlAs sur substrat GaAs semi-isolant, pour des applications à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ . La seconde structure consiste en l'intégration monolithique d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM) GaAs et d'un guide optique

GaAlAs sur substrat GaAs semi-isolant, pour des applications à la longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ .

## BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

Decoster D. & Vilcot J.P., Proc. 19th European Solid State Device Research Conf., Berlin : Springer, invited paper, pp. 329-342 (1989)

Erman M., Proc. European Conf. on Optical Integrated Systems at Amsterdam, The Netherlands, invited paper, T1 (1989)

Forrest S.R., Proc. IEEE, 75(11), pp. 1488-1497 (1987)

Miller S.E., Bell Syst. Techn., J 48, p. 2059 (1969)

Razeghi M., *The MOCVD challenge Vol.1 : a survey of GaInAsP-InP for photonic and electronic applications*, Bristol : Adam Hilger (1989)

Shibata J. & Kajiwara T., Opt. and Quantum Electron., 20, pp. 363-371 (1988)

Wada O., Opt. and Quantum Electron., 20, pp. 441-474 (1988)

**CHAPITRE I**  
**PHOTODETECTION ET OPTIQUE INTEGREE :**  
**ELEMENTS DE BASE.**

## INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, après avoir rappelé les différentes caractéristiques des matériaux semiconducteurs entrant dans la fabrication des composants optoélectroniques et optiques intégrés, nous présenterons les différents types de photodétecteurs (éléments de base de la réception optoélectronique) puis les différents types de composants optiques intégrés (éléments de base du transport ou traitement du signal en optique intégrée). Enfin, nous présenterons les différentes structures qui permettent d'envisager l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique.

### I.1. LES MATERIAUX DE L'OPTOELECTRONIQUE

Le choix des matériaux de base pour la réalisation de circuits intégrés optiques et optoélectroniques dépend fortement de la fonction que doit remplir le circuit. Dans la plupart des cas, les circuits intégrés optoélectroniques (OEIC's) doivent ou plutôt devraient rassembler un bon nombre de composants différents : sources, modulateurs, composants optiques, détecteurs, ainsi que l'électronique de commande ou d'amplification (*Forrest 1987, Wada 1988, Shibata et al. 1988*). La difficulté majeure d'une telle association est qu'aucun matériau ne permet d'obtenir un fonctionnement optimum simultanément pour ces différents composants. Par conséquent, un compromis doit être envisagé entre les performances des composants et le degré d'intégration du circuit. Nous reviendrons sur cette analyse à la fin de ce chapitre.

Les matériaux de base des composants optoélectroniques sont de deux types : les matériaux passifs, c'est à dire incapables de générer de la lumière, et par opposition les matériaux actifs. Les matériaux passifs, dont les plus connus sont le verre, les dérivés du silicium et les matériaux ferroélectriques comme le niobate de lithium, sont des matériaux très utiles, notamment dans la fabrication des modulateurs en ce qui concerne le dernier (*Papuchon 1988*). Cependant, ces matériaux nécessitent l'utilisation de sources de lumière externes qui doivent être couplées optiquement et mécaniquement au circuit réalisé.

Les matériaux actifs, tels la plupart des semiconducteurs III-V, permettent de réaliser des sources laser semiconductrices (*Lozes-Dupuy et al. 1989*) et constituent de facto la meilleure potentialité pour obtenir une véritable intégration monolithique.

Quoi qu'il en soit, les comportements optiques et optoélectroniques des composants sont gouvernés par les propriétés et les caractéristiques optiques et

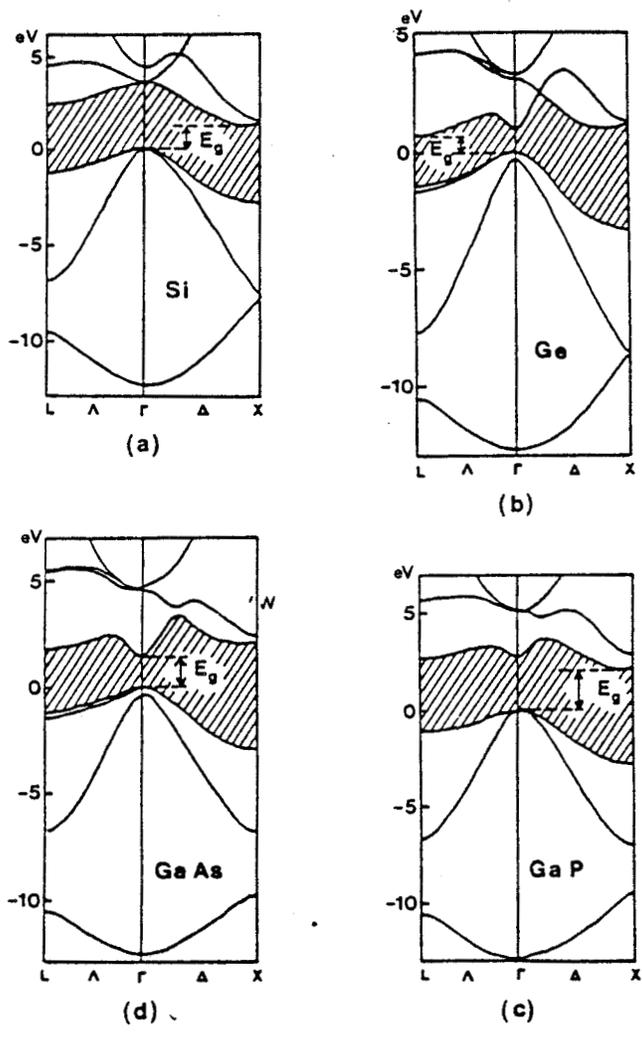


Fig. 1.1 : Structures de bandes de Si, Ge, GaP et GaAs (Mathieu 1984).

électroniques de ces matériaux. Nous allons donc présenter maintenant leurs principales propriétés.

### **I.1.1) Propriétés électroniques**

Les propriétés électroniques concernent essentiellement les matériaux semiconducteurs.

#### **a) Structure de bandes et gap des semiconducteurs**

Dans un semiconducteur, en raison de la périodicité du réseau cristallin, les fonctions d'onde des électrons ne sont pas planes mais sont des ondes de Bloch, périodiques dans l'espace. L'énergie des électrons ne varie pas de manière continue mais présente une structure de bandes permises séparées par des bandes interdites. Les courbes de dispersion typiques sont représentées Fig. 1.1.

La caractéristique essentielle de cette structure de bande, qui va conditionner l'interaction électron-photon, est la nature du gap du semiconducteur. Le gap est, par définition, la largeur de la bande interdite, c'est à dire la différence d'énergie entre le minimum absolu de la bande de conduction et le maximum absolu de la bande de valence. Les structures de bandes, représentées Fig. 1.1, font apparaître deux types fondamentaux de semiconducteurs :

- les semiconducteurs à gap indirect dans lesquels le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés en des points différents de l'espace des vecteurs d'onde  $k$  (vecteur de l'onde associée à l'électron),
- les semiconducteurs à gap direct dans lesquels ces extrema sont situés au même point de l'espace des  $k$ .

La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semiconducteur avec un rayonnement électromagnétique et, par suite, dans le fonctionnement des composants optoélectroniques. En effet, les semiconducteurs à gap direct sont adaptés à la réalisation de sources lumineuses et lasers. Les natures et valeurs, à la température de 300 K, des gaps des principaux semiconducteurs et alliages binaires, ternaires ou quaternaires, sont données dans le tableau 1 (*Pearsall 1982, Broberg 1984, Mathieu 1984*).

#### **b) Absorption dans un semiconducteur**

L'absorption dans un semiconducteur est le phénomène par lequel un photon d'énergie supérieure ou égale à la bande interdite du matériau donne naissance à une paire électron-trou. La relation alors vérifiée s'écrit :

	Gap indirect						Gap direct						
SC	Si	Ge	AlP	AlAs	AlSb	GaP	GaAs	InP	InAs	GaSb	InSb	ZnS	CdTe
$E_g$ (eV)	1.12	0.66	2.45	2.16	1.60	2.25	1.43	1.27	0.36	0.68	0.17	3.58	1.44
$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	1.11	1.88	0.51	0.57	0.77	0.55	0.70	0.98	3.44	1.82	7.29	0.35	0.86

SC	$\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ( $x < 0.35$ )	$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ( $y = 2.197x$ )
$E_g$ (eV)	$1.439 + 1.042x + 0.468x^2$	$1.35 - 0.72y + 0.12y^2$
$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$1.24/E_g$	$1.24/E_g$

Tableau 1 : Gaps et longueurs d'onde de coupure des principaux semiconducteurs. (T=300 K)

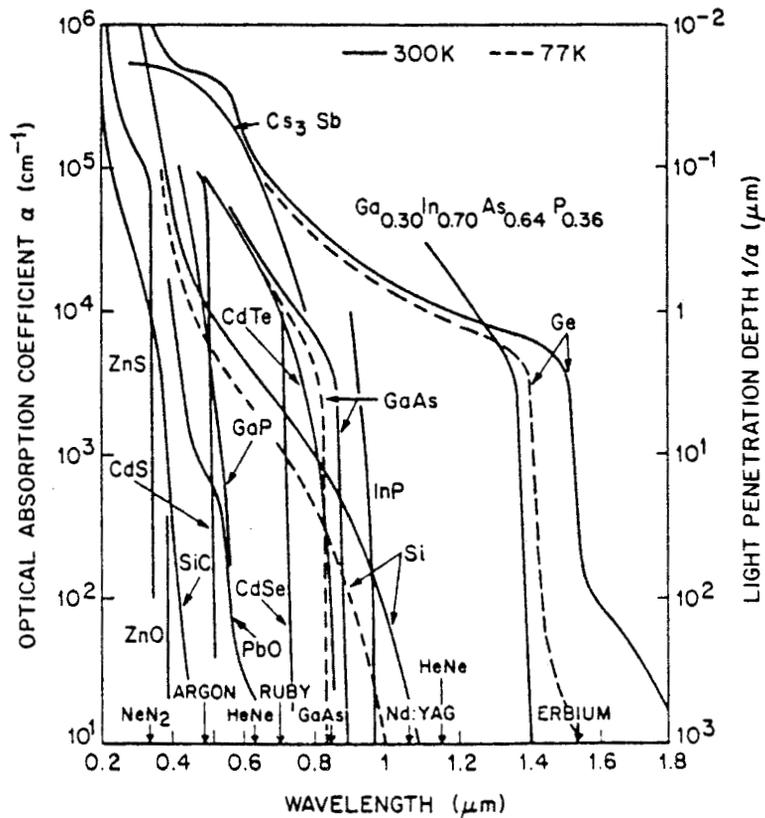


Fig. 1.2 : Coefficient d'absorption et profondeur de pénétration de quelques matériaux semiconducteurs.

(Sze 1981)

$$h\nu \geq E_g \quad (1)$$

ou

$$hc/\lambda \geq E_g \quad (2)$$

avec

$E_g$  : énergie de bande interdite ou gap du semiconducteur,

$h$  : constante de Planck,

$\nu$  : fréquence du photon,

$\lambda$  : longueur d'onde du photon dans le vide,

$c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

A partir de la relation (2), une longueur d'onde de coupure peut être définie : un rayonnement monochromatique doit avoir une longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde de coupure du semiconducteur considéré pour que celui-ci absorbe ce rayonnement. Au delà de cette valeur, le matériau semiconducteur est transparent au rayonnement. Cette longueur d'onde de coupure,  $\lambda_c$ , est définie par :

$$\lambda_c = hc/E_g \quad (3)$$

ou

$$\lambda_c = 1.24/E_g \quad (4)$$

Dans cette dernière expression (4),  $E_g$  s'exprime en eV et  $\lambda_c$  est donné en  $\mu\text{m}$ . Les longueurs d'onde de coupure des principaux semiconducteurs sont données dans le tableau 1.

Le phénomène d'absorption est caractérisé macroscopiquement par le coefficient d'absorption  $\alpha$ , ou taux relatif de décroissance de l'intensité lumineuse le long de son chemin de propagation, d'où :

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (5)$$

avec  $I_0$ , l'intensité lumineuse incidente à l'entrée du matériau semiconducteur et  $I$ , l'intensité lumineuse en fonction de l'épaisseur  $x$  du matériau.

Un paramètre couramment utilisé est la profondeur de pénétration,  $1/\alpha$ , qui représente l'épaisseur nécessaire de matériau pour absorber 63 % de l'intensité lumineuse incidente. Le coefficient d'absorption ainsi que la profondeur de pénétration

de plusieurs matériaux semiconducteurs en fonction de l'énergie du rayonnement sont donnés Fig. 1.2.

### I.1.2) Propriétés optiques

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu et des propriétés électroniques de ces matériaux.

#### a) Indice de réfraction

L'analyse de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu se fait à l'aide des équations de Maxwell :

$$\vec{\text{rot}} \bar{\mathbf{E}}(\mathbf{r},t) = - \delta \bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r},t) / \delta t \quad (6)$$

$$\vec{\text{rot}} \bar{\mathbf{H}}(\mathbf{r},t) = \delta \bar{\mathbf{D}}(\mathbf{r},t) / \delta t + \bar{\mathbf{J}}(\mathbf{r},t) \quad (7)$$

$$\text{div} \bar{\mathbf{D}}(\mathbf{r},t) = \rho(\mathbf{r},t) \quad (8)$$

$$\text{div} \bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r},t) = 0 \quad (9)$$

Dans ces équations,  $\bar{\mathbf{E}}$  et  $\bar{\mathbf{H}}$  représentent respectivement les champs électrique et magnétique,  $\bar{\mathbf{D}}$  et  $\bar{\mathbf{B}}$  les inductions électrique et magnétique, et  $\bar{\mathbf{J}}$  et  $\rho$  les densités de courant et de charge du milieu.  $\mathbf{r}(x,y,z)$  est la position dans l'espace et  $t$  le temps.

La perméabilité magnétique  $\mu$  du milieu et la permittivité  $\epsilon$  du milieu définissent les relations suivantes :

$$\bar{\mathbf{B}} = \mu \bar{\mathbf{H}} \quad (10)$$

$$\bar{\mathbf{D}} = \epsilon \bar{\mathbf{E}} \quad (11)$$

Dans notre étude, nous considérons un milieu non magnétique ( $\mu = \mu_0$ , perméabilité du vide), électriquement neutre ( $\rho = 0$ ), homogène et isotrope ( $\epsilon = \text{constante}$ ).

La forme des équations de Maxwell n'est pas commode car elle inclut à la fois la dépendance temporelle et spatiale. Aussi, afin de simplifier la résolution de ces équations, le formalisme complexe est adopté. Nous décomposons les champs en harmonique et considérons alors une onde électromagnétique de pulsation  $\omega$  qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en  $\exp(i\omega t)$  et les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{\text{rot}} \bar{\mathbf{E}} = -i\omega\mu_0\bar{\mathbf{H}} \quad (12)$$

$$\vec{\text{rot}} \bar{\mathbf{H}} = i\omega\epsilon^*\bar{\mathbf{E}} \quad (13)$$

$$\text{div} \bar{\mathbf{E}} = \text{div} \bar{\mathbf{H}} = 0 \quad (14)$$

où  $\epsilon^*$  est une constante complexe vérifiant la relation :

$$\bar{\mathbf{J}} + i\omega\epsilon\bar{\mathbf{E}} = i\omega\epsilon^*\bar{\mathbf{E}} \quad (15)$$

Soit  $\sigma$  la conductivité du milieu, la densité de courant s'écrit :

$$\bar{\mathbf{J}} = \sigma\bar{\mathbf{E}} \quad (16)$$

et

$$\epsilon^* = \epsilon - i\sigma/\omega \quad (17)$$

$\epsilon^*$  est la constante diélectrique complexe du matériau qui peut encore s'écrire :

$$\epsilon^* = \epsilon_0\epsilon_r^* \quad (18)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\epsilon_r^* = \epsilon_r' - i\epsilon_r''$  est la constante diélectrique relative complexe du matériau dont la partie réelle  $\epsilon_r' = \epsilon/\epsilon_0$  est la constante relative du matériau et la partie imaginaire  $\epsilon_r'' = \sigma/\omega\epsilon_0$  caractérise les pertes dans le matériau.

Les équations (12), (13) et (14) nous permettent d'obtenir l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla}^2 \cdot \bar{\mathbf{E}} + \omega^2\epsilon_r^*/c^2 \bar{\mathbf{E}} = \bar{\mathbf{0}} \quad (19)$$

sachant que :

$$c^2 \mu_0 \epsilon_0 = 1 \quad (20)$$

Les solutions de cette équation sont des ondes planes progressives de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \beta \cdot r)] \quad (21)$$

où  $\beta$ , le vecteur d'onde, doit vérifier la relation de dispersion :

$$\beta^2 = \omega^2 \epsilon_r^* / c^2 \quad (22)$$

La vitesse de phase  $v$  de l'onde plane progressive est définie par :

$$v = \omega / \beta \quad (23)$$

Cette vitesse de phase est complexe puisque la constante diélectrique relative du matériau l'est.

L'indice de réfraction étant défini comme le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide à la vitesse de la lumière dans le milieu considéré, un indice de réfraction complexe doit être introduit :

$$N = c/v = n - ik \quad (24)$$

A l'aide des relations (22), (23) et (24), nous obtenons :

$$N^2 = \epsilon_r^* \quad (25)$$

d'où

$$\epsilon_r' = n^2 + k^2 \quad (26)$$

$$\epsilon_r'' = 2nk \quad (27)$$

$n$  est l'indice de réfraction réel du milieu et  $k$  le coefficient d'extinction du milieu qui définit, suivant sa valeur, le caractère absorbant de ce milieu au rayonnement lumineux considéré. Dans le cas d'un milieu transparent,  $k$  est nul.

Etant donné que l'intensité lumineuse est proportionnelle au carré du module du champ électrique, nous obtenons à l'aide de l'équation (5), définissant le coefficient d'absorption d'un matériau, et de l'équation (21) :

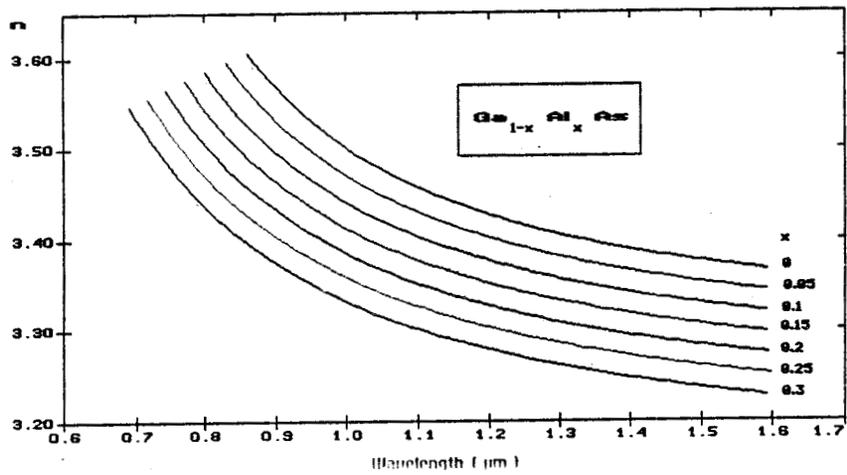


Fig. 1.3 : Indice de réfraction de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  en fonction de la longueur d'onde, calculé à partir de (30)

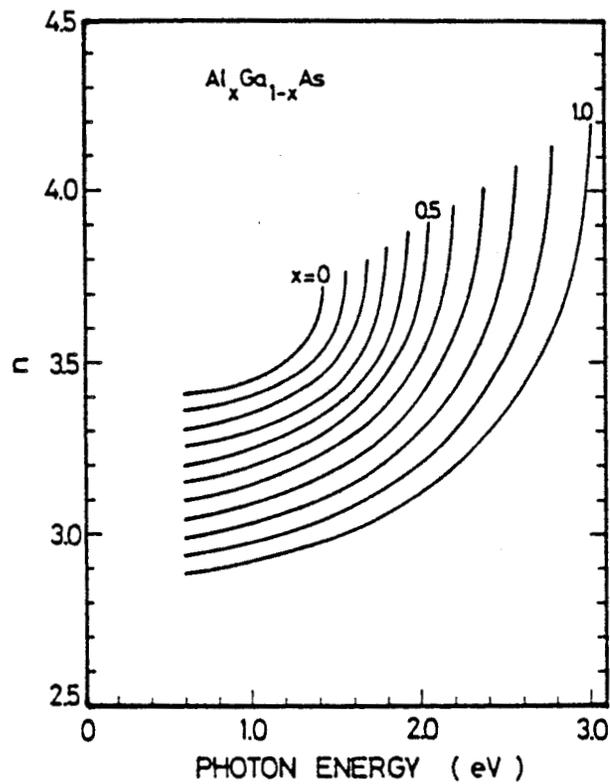


Fig. 1.4 : Indice de réfraction de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  en fonction de l'énergie.  
(Adachi 1985)

$$\alpha = 2\omega k/c = 4\pi k/\lambda \quad (28)$$

Les indices de réfraction peuvent être déterminés théoriquement par les relations de Kramers-Kronig (*Ward 1988*) et expérimentalement par ellipsométrie (*Erman 1986*).

### b) Indices de réfraction de quelques matériaux semiconducteurs

L'indice de réfraction dépend de l'énergie des photons incidents et donc de leur longueur d'onde. De plus, dans le cas de matériaux semiconducteurs composés, cet indice dépend des différentes compositions du matériau. Aussi la valeur précise d'un indice de réfraction peut parfois se révéler délicate à trouver. Or l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption vont gouverner les comportements des dispositifs que nous allons étudier. C'est pourquoi il s'avère indispensable de présenter ces différentes valeurs pour les principaux matériaux semiconducteurs.

#### - Le GaAs et le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

L'indice de réfraction de ces composés binaires et ternaires a été étudié depuis longtemps et il est intéressant de disposer de formules empiriques.

Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe 1.1 a) de ce chapitre, le gap  $E_g$  du composé ternaire  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  est donné par la formule empirique (*Hunsperger 1985*):

$$E_g(x) = 1.439 + 1.042x + 0.468x^2 \quad (29)$$

Il est à noter que, pour des concentrations  $x$  supérieures à 35%, cette formule n'est pas souvent utilisée car, au dessus de ce taux d'aluminium, le gap devient indirect.

L'indice de réfraction de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  est donné par la formule empirique de Sellmeier (*Hunsperger 1985*), pour des longueurs d'onde  $\lambda$  où le composé est transparent:

$$n^2 = A(x) + [B(x)/(\lambda^2 - C(x))] - D(x)\lambda^2 \quad (30)$$

La longueur d'onde  $\lambda$  est reliée au gap par l'équation (4) et les coefficients de l'équation précédente sont définis de la façon suivante :

$$A(x) = 10.906 - 2.92x \quad (31a)$$

$$B(x) = 0.97501 \quad (31b)$$

$$C(x) = (0.52886 - 0.735x)^2 \text{ pour } x < 0.36 \quad (31c)$$

$$= (0.30386 - 0.105x)^2 \text{ pour } x > 0.36 \quad (31c)$$

$$D(x) = (0.002467)(1.41x + 1) \quad (31d)$$

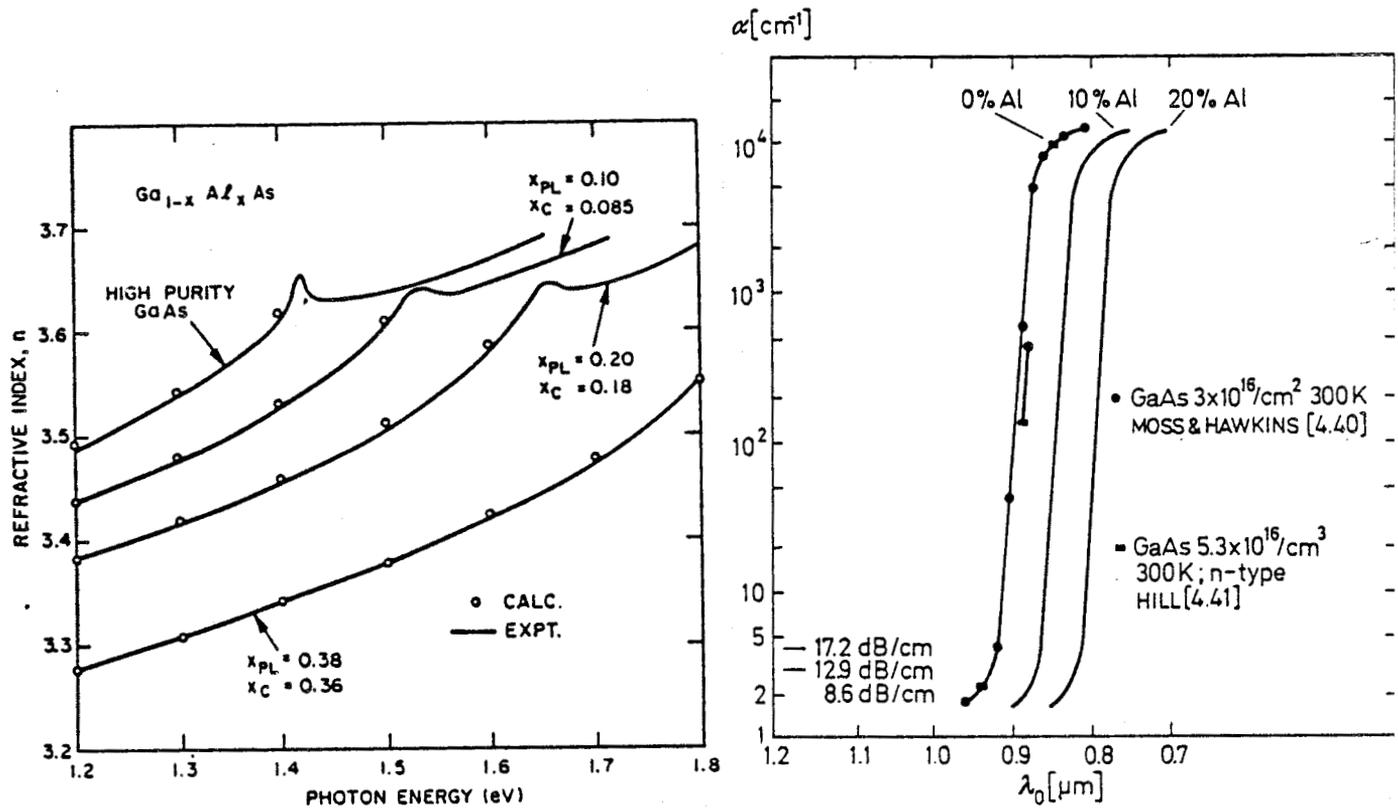


Fig. 1.5 : Indice de réfraction et coefficient d'absorption de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ . (Hunsperger 1985)

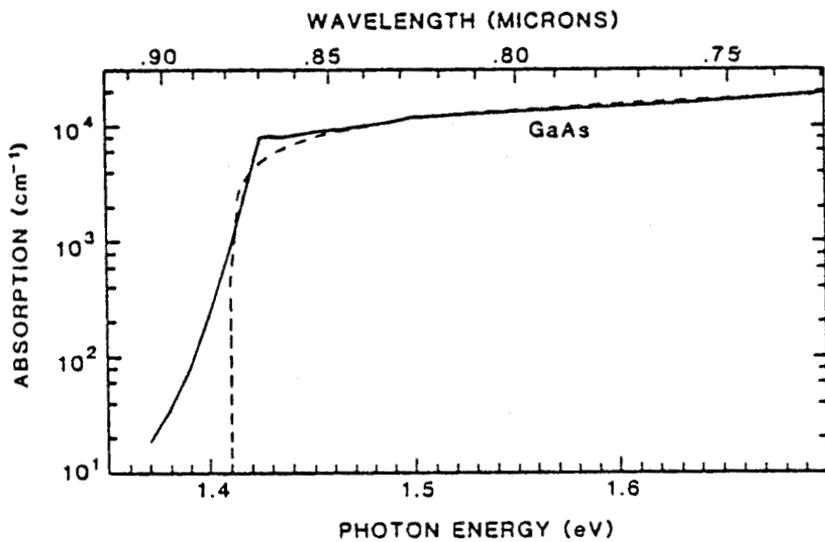


Fig. 1.6 : Coefficient d'absorption de GaAs. (Bennett et al. 1987)

Les figures 1.3 et 1.4 montrent l'indice de réfraction de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  en fonction de l'énergie (*Adachi 1985*). Pour les longueurs d'onde où le composé est absorbant, l'indice de réfraction est donné par l'expérience, Fig. 1.5 (*Hunsperger 1985*).

Le coefficient d'absorption de GaAs et  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  est donné, Fig. 1.5, à partir des résultats expérimentaux sur GaAs (*Hill 1963, Afromowitz 1974*) et de la formule empirique (29). Le coefficient d'absorption de GaAs est donné, Fig. 1.6, à partir de résultats expérimentaux (*Bennett et al. 1987*) et d'une estimation (*Dow et al. 1972*).

- L'InP, le  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  et le  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

Les indices de réfraction de ces composés binaires, ternaires et quaternaires peuvent également être évalués à l'aide de résultats expérimentaux (*Adachi 1982*). En effet, l'indice de réfraction du  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  est donné par une formule empirique déduite, par une méthode d'interpolation, à l'aide des résultats expérimentaux des composés GaInP et GaInAs, pour des longueurs d'onde où les composés sont transparents (*Broberg et al. 1984*) :

$$n = [1 + (E_d/E_0) + (E_d E^2/E_0^3) + (\tau E^4/\pi) \ln((2E_0^2 - E_g^2 - E^2)/(E_g^2 - E^2))] \quad (32)$$

où

$$\tau = \pi E_d / (2E_0^3 (E_0^2 - E_g^2)) \quad (33)$$

et  $E = 1.24/\lambda$ , avec  $\lambda$  longueur d'onde en  $\mu\text{m}$ .

Les paramètres  $E_0$  et  $E_d$ , ainsi que le gap  $E_g$ , sont donnés en fonction des concentrations  $x$  et  $y$  (*Broberg et al. 1984*). Nous allons nous intéresser uniquement au composé GaInAsP en accord de maille sur InP, ce qui impose la condition (*Pearsall 1982*) :

$$y = 2.197x \quad (34)$$

Dans ce cas, les différents paramètres peuvent s'exprimer en fonction de  $y$  (*Pearsall 1982*) :

$$E_g = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2 \quad (35a)$$

$$E_0 = 3.391 - 1.652y + 0.863y^2 - 0.123y^3 \quad (35b)$$

$$E_d = 28.91 - 9.278y + 5.626y^2 \quad (35c)$$

L'indice de réfraction de GaInAsP, en accord de maille sur InP, est donné Fig. 1.7 (*Pearsall 1982*) : nous pouvons remarquer que nous obtenons l'indice de réfraction de l'InP pour  $y = 0$  et celui de composé ternaire  $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{As}$  pour  $y = 1$ .

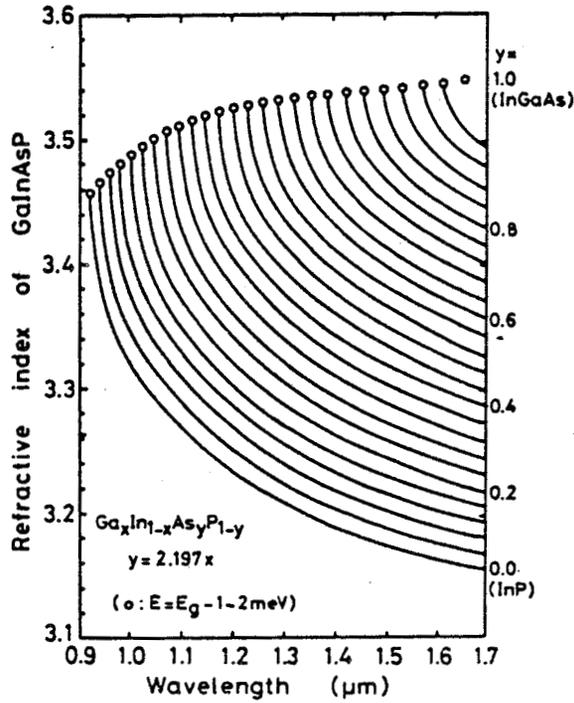


Fig. 1.7 : Indice de réfraction de GaInAsP en accord de maille sur InP. (Pearsall 1982)

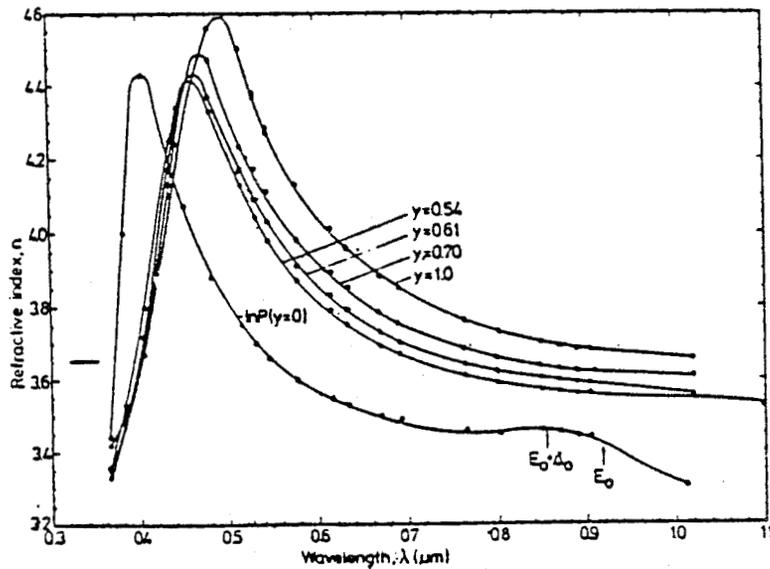


Fig. 1.8 : Indice de réfraction de GaInAsP, en accord de maille sur InP, déterminé par ellipsométrie. (Burkhard et al. 1982)

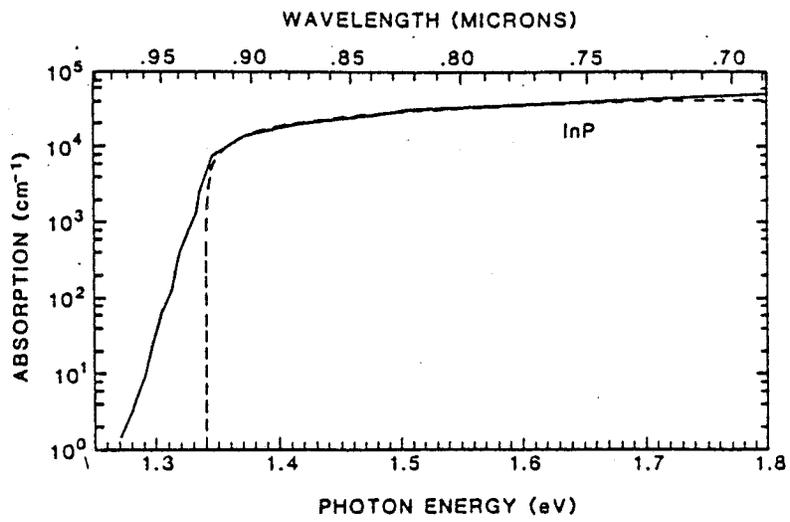


Fig. 1.9 : Coefficient d'absorption de InP.  
(Bennett et al. 1987)

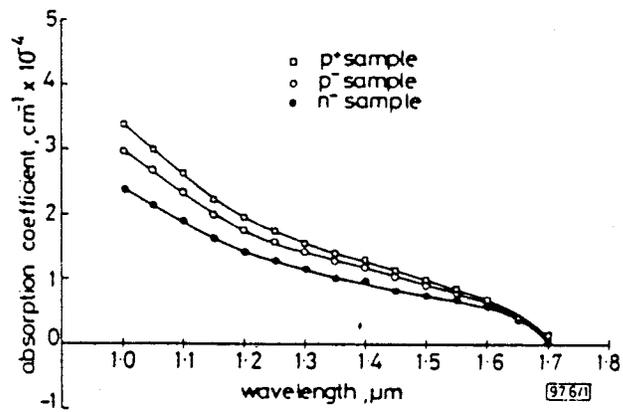


Fig. 1.10 : Coefficient d'absorption de  $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{As}$ .  
(Humphreys et al. 1985)

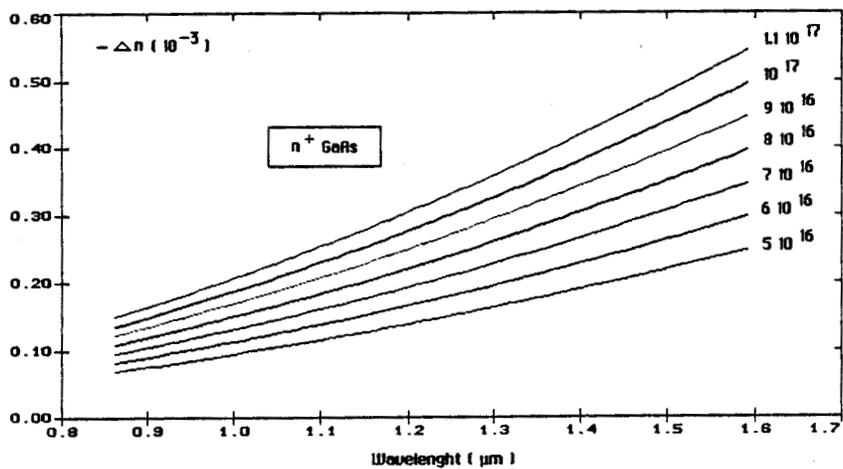
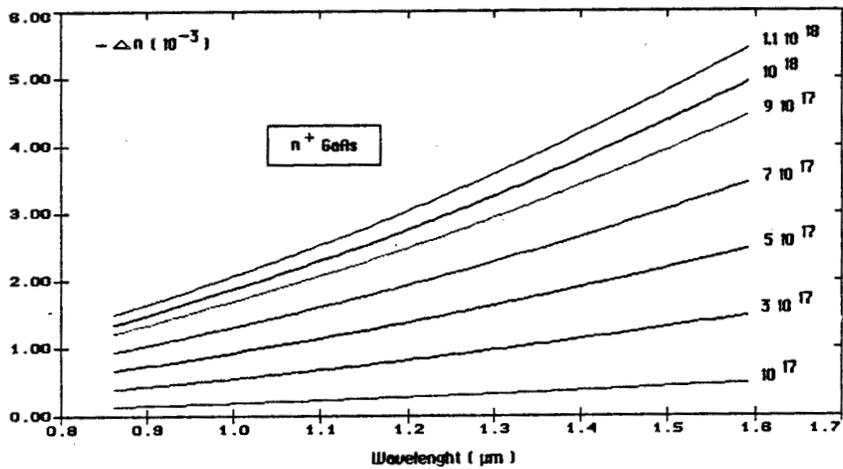
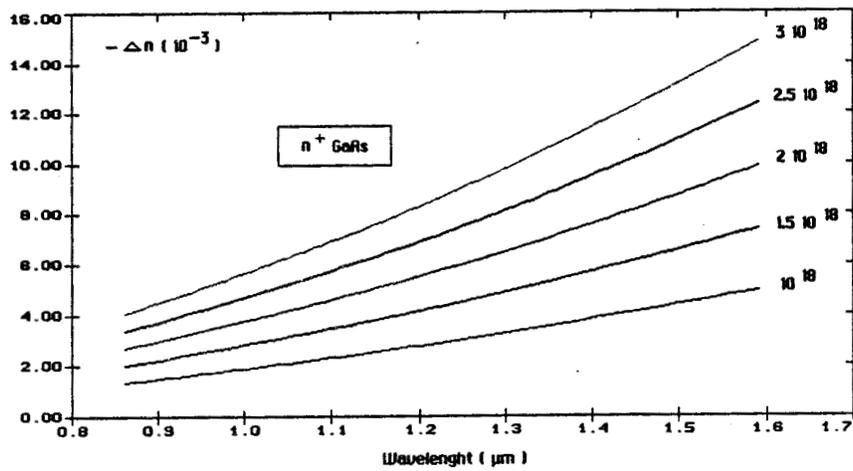


Fig. 1.11 : Variation de l'indice de réfraction de GaAs de type  $n^+$ , due au porteurs libres, calculée selon (39).  $n = (n - n_0)$  où  $n_0$  représente l'indice de réfraction du semiconducteur intrinsèque.

Pour les longueurs d'onde où les composés sont absorbants, les indices de réfraction sont également déterminés expérimentalement, notamment par ellipsométrie Fig. 1.8 (*Burkhard et al. 1982*). Quant au coefficient d'absorption, il est donné Fig. 1.9 et 1.10, respectivement pour l'InP (*Bennett et al. 1987*) et pour le  $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{As}$  (*Humphreys et al. 1985*).

### c) Influence des porteurs libres sur l'indice de réfraction des semiconducteurs

Dans le domaine de transparence du semiconducteur, la présence de porteurs libres (électrons dans la bande de conduction ou trous dans la bande de valence) réduit l'indice de réfraction du semiconducteur et génère des pertes optiques dues à l'absorption de la lumière par ces porteurs libres.

Une expression quantitative de cette réduction d'indice de réfraction, produite par une concentration  $N$  de porteurs par  $\text{cm}^3$  (dopage), a été développée par analogie au changement d'indice produit dans un diélectrique par un plasma de particules chargées en appliquant le modèle de Drüde (*Hunsperger 1985*) :

$$(n-n_0) = -1/2[(Ne^2)/(n_0 m^* \epsilon_0 \omega^2)] \quad (36)$$

où  $\omega$  est la pulsation de la lumière monochromatique incidente,  $n_0$  l'indice de réfraction du semiconducteur intrinsèque pour le rayonnement incident et  $m^*$  la masse effective des porteurs.

L'expression (36) s'écrit encore :

$$(n-n_0) = -1/2[(Ne^2 \lambda^2)/(n_0 m^* \epsilon_0 \pi^2 c^2)] \quad (37)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide du rayonnement et  $c$ , la vitesse de la lumière dans le vide.

L'absorption due aux porteurs libres est déterminée par la même méthode (*Hunsperger 1985*) :

$$\alpha_{fc} (\text{cm}^{-1}) = (Ne^3 \lambda^2)/(4\pi^2 n_0 m^{*2} \mu_0 \epsilon_0 c^3) \quad (38)$$

Nous pouvons noter une variation de l'écart d'indice de réfraction et du coefficient d'absorption proportionnelle à la concentration  $N$  de porteurs et au carré de la longueur d'onde  $\lambda$ . Cet effet sur l'indice est utilisé en optique intégrée pour réaliser des guides optiques à homojonction  $n^-/n^+$ .

Dans le cas du GaAs dopé  $n^+$ , la variation d'indice de réfraction et le coefficient d'absorption sont donnés par (*Erman et al. 1986*) :

$$(n-n_0) = -1.973 \cdot 10^{-21} N \lambda^2 \quad (39)$$

et

$$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)} = 1.17 \cdot 10^{-18} N \lambda^2 \quad (40)$$

où  $N$  s'exprime en  $\text{cm}^{-3}$  et  $\lambda$  en  $\mu\text{m}$ .

La Fig. 1.11 montre les valeurs de  $(n-n_0)$  en fonction de la longueur d'onde pour GaAs fortement dopé  $n^+$ , calculées selon (39).

Dans le cas de l'InP dopé  $n^+$ , nous obtenons (*Erman et al. 1988*) :

$$(n-n_0) = -5.587 \cdot 10^{-21} N \lambda^2 / n_0 \quad (41)$$

et

$$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)} = 1.8 \cdot 10^{-18} N, \text{ pour } \lambda = 1.06 \mu\text{m} \quad (42a)$$

$$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)} = 0.9 \cdot 10^{-18} N, \text{ pour } \lambda = 1.55 \mu\text{m} \quad (42b)$$

Ces expressions sont valables dans la région où la longueur d'onde est suffisamment loin de la longueur d'onde de coupure, correspondant au gap, et inférieure à la longueur d'onde de  $3 \mu\text{m}$ , car au delà d'autres mécanismes entrent en jeu (*Erman et al. 1988*).

#### d) variation de l'indice de réfraction par effet électrooptique

L'effet électrooptique est la variation de la constante diélectrique ou permittivité d'un matériau, donc de son indice de réfraction, produite par un champ électrique appliqué. Dans la plupart des cas, cet effet est anisotrope et donne lieu à une contribution linéaire, appelée effet Pockels, et à une contribution non linéaire, appelée effet Kerr. La variation de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique appliqué  $E$  est déduite d'une équation de la forme :

$$\delta(1/n^2) = rE + PE^2 \quad (43)$$

où  $r$  et  $P$  sont respectivement les coefficients linéaire et quadratique (*Wilson et al. 1983*).

L'effet électrooptique est le phénomène fondamental utilisé dans les modulateurs et coupleurs directs, comme nous le verrons dans la 3<sup>ème</sup> partie de ce chapitre. Pour

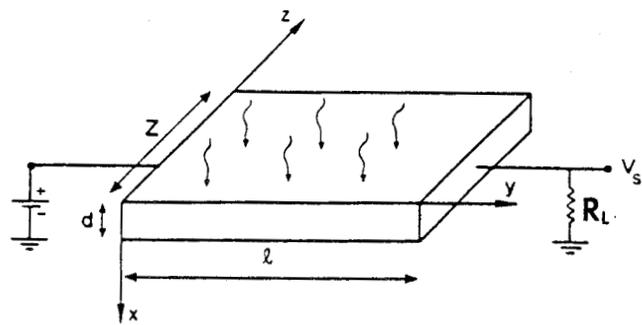


Fig. 1.12 : Principe de la cellule photoconductrice.

ces composants, il est indispensable de disposer de matériaux dont le coefficient électrooptique linéaire soit important, ce qui est le cas du Niobate de Lithium avec  $r_{33} = 3 \cdot 10^{-11}$  m/V (Yariv 1985). Les matériaux semiconducteurs classiques, tel le GaAs et l'InP, disposent d'un coefficient électrooptique linéaire relativement faible,  $r_{41} = 1.2 \cdot 10^{-12}$  m/V (Erman et al. 1986), ce qui rend délicat la réalisation de composants performants à base de ce type de matériaux. Cependant, des études récentes ont démontré les potentialités des matériaux semiconducteurs III-V (Wang et al. 1987, Chen et al. 1987, Walker 1989).

## I.2. LES DIFFERENTS TYPES DE PHOTODETECTEURS

Après avoir rappelé le principe de la photodétection dans le paragraphe précédent, nous allons maintenant nous intéresser aux différents types de photodétecteurs à base de matériaux semiconducteurs. L'approche classique des photodétecteurs consiste à les classer en deux groupes : les photoconducteurs et les photodiodes. Cependant, le regain d'intérêt porté au photodétecteur à base de jonction métal-semiconducteur-métal (MSM), nous amènera à considérer un troisième groupe, puisque ce type de photodétecteur possède à la fois des propriétés des photodiodes et des photoconducteurs.

### I.2.1) Les photoconducteurs

Comme nous l'avons vu au premier paragraphe de ce chapitre, un électron peut passer de la bande de valence à la bande de conduction, dans un semiconducteur de gap  $E_g$ , par absorption d'un photon à la fréquence  $\nu$  vérifiant la relation (1). Tant que l'électron reste dans la bande de conduction, il entraînera une augmentation de la conductivité électrique du semiconducteur. C'est ce phénomène de photoconductivité qui est le mécanisme de base des photoconducteurs. Le circuit de polarisation classique d'un photoconducteur est donné Fig. 1.12 (Mathieu 1984). Une source de tension débite un courant  $I$  dans le semiconducteur par l'intermédiaire de deux contacts ohmiques. Toute augmentation de la conductivité du matériau, donc de la conductance du barreau photoconducteur, entraîne une augmentation du courant  $I$  dans le circuit et, par conséquent, une augmentation de la tension aux bornes de la résistance de charge  $R_L$ .

L'épaisseur du barreau photoconducteur est choisie en fonction du coefficient d'absorption ou de la profondeur de pénétration de la lumière monochromatique utilisée pour ce matériau semiconducteur (voir & I.1.1 b).

Le paramètre caractéristique d'un photoconducteur est son gain, défini comme le rapport du nombre de charges débitées par seconde dans le circuit extérieur au nombre de photons incidents. Le gain du photoconducteur est généralement nettement supérieur à l'unité. Ce résultat provient des mécanismes de piégeages intrinsèques du matériau (*Vilcot 2 et al. 1984*). En effet, lorsqu'un électron est collecté par l'un des contacts ohmiques, un autre est réémis par le second contact ohmique, tant qu'il n'y a pas eu recombinaison. Par suite, la durée de vie de la paire électron-trou n'est plus donnée par le transit mais est régie par ces mécanismes de piégeages. Aussi, ce gain peut encore s'écrire, si  $\eta$  est le rendement quantique (*Mathieu 1984*) :

$$G_o = \eta T_v/T_t \quad (44)$$

c'est à dire en fonction du rapport de la durée de vie  $T_v$  des paires électron-trous au temps de transit  $T_t$  des électrons à travers le barreau semiconducteur. Le gain dépend aussi du matériau semiconducteur utilisé puisque la mobilité des porteurs détermine le temps de transit et la nature des pièges, leur durée de vie.

Les performances dynamiques d'un photoconducteur sont données par son gain dynamique qui, si le photoconducteur est soumis à une modulation optique sinusoïdale, s'exprime en fonction de la fréquence  $f$  par (*Sze 1981*) :

$$G(f) = G_o/(1+4\pi^2f^2T_v^2)^{1/2} \quad (45)$$

dans l'hypothèse d'un mécanisme de recombinaison obéissant à une loi de Poisson dont la constante de temps est la durée de vie  $T_v$  des paires électron-trou.

La fréquence de coupure à - 3dB du photoconducteur est :

$$f_c = 1/2\pi T_v \quad (46)$$

Nous constatons qu'une augmentation de la bande passante du photoconducteur, obtenue en diminuant la durée de vie des paires électron-trou, se fera au détriment du gain  $G_o$  du photoconducteur. Par conséquent, le paramètre qui caractérise un photoconducteur, pour un matériau et une structure donnés ( $\eta$  étant le rendement quantique), est son produit gain-bande :

$$G_o B = \eta/2\pi T_t \quad (47)$$

Ce produit gain-bande dépend donc directement du temps de transit des électrons dans le matériau semiconducteur utilisé, c'est à dire, lorsque le champ électrique est suffisamment élevé, de leur vitesse de saturation et surtout de la distance

inter-électrodes. Une amélioration des performances de ce type de composant se fera donc en diminuant la distance inter-électrodes, d'autant plus que, dans le cas d'une tête de réception optique associant un photoconducteur et un transistor à effet de champ, cette diminution améliore la sensibilité. Nous verrons les potentialités de ce composant en intégration monolithique sur guide optique au chapitre IV.

Deux sources de bruit coexistent dans les photoconducteurs :

- le bruit thermique de Nyquist dû à l'agitation thermique dans un milieu conducteur :

$$\langle i_t^2 \rangle = 4k_b TB/R \quad (48)$$

où  $k_b$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue,  $R$  la résistance d'obscurité du photoconducteur et  $B$  la bande passante du système de mesure,

- le bruit de génération-recombinaison dû à l'aspect aléatoire du phénomène de recombinaison et qui, dans le cas d'une statistique de Poisson, est donné par la relation (Wilson et al. 1983) :

$$\langle i_g^2 \rangle = (4qI_{ph}G_oB)/(1+4\pi^2f^2T_v^2)^{1/2} \quad (49)$$

où  $f$  est la fréquence du signal optique.

Les photoconducteurs III-V ont été largement étudiés au laboratoire (Vilcot 1 et al. 1984, Vilcot 2 et al. 1984), ainsi que les possibilités d'intégration monolithique de ces dispositifs avec des transistors à effet de champ (Decoster et al. 1986, Ramdani et al. 1986, Ramdani et al. 1989). Nous montrerons au chapitre IV leur intégration monolithique avec un guide optique.

Des performances intéressantes ont été obtenues avec des photoconducteurs, notamment des produits gain-bande supérieurs à 10 GHz (Decoster et al. 1986, Andersson et al. 1987), et avec des possibilités d'intégration de photoconducteur GaAs sur substrat silicium (Morse et al. 1989).

### I.2.2) Les photodiodes

Nous allons maintenant présenter les différents types de photodiodes et nous en donnerons les principaux paramètres caractéristiques à la fin de ce paragraphe.

#### a) La photodiode p-n

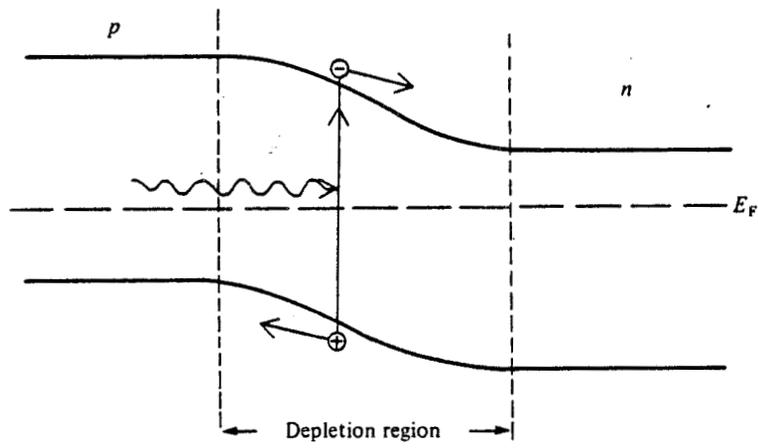


Fig. 1.13 : Diagramme de bandes de la jonction p-n.

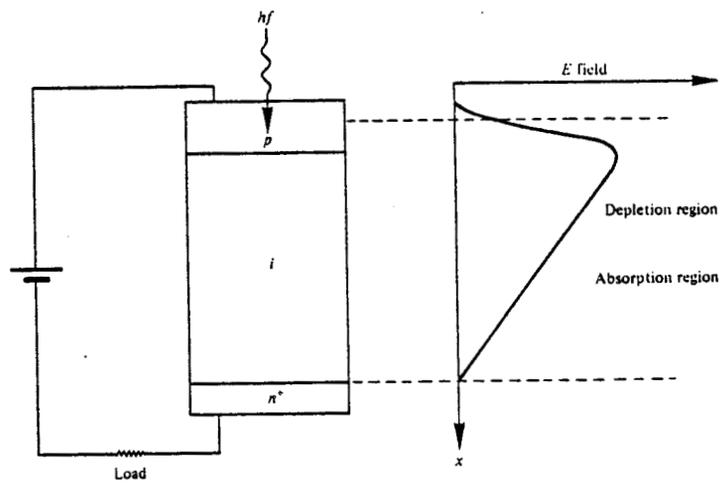


Fig. 1.14 : Photodiode PIN et distribution du champ électrique.

La plus simple des photodiodes est une diode à jonction p-n. Le diagramme de bandes d'énergie d'une telle jonction, soumise à une tension de polarisation inverse, est donné Fig. 1.13. Lorsqu'une paire électron-trou est générée par l'absorption d'un photon dans la jonction :

- soit celle-ci se trouve dans la zone déplétée et le champ électrique interne, élevé dans cette région, sépare l'électron et le trou qui transitent respectivement vers les régions dopées n et p,

- soit celle-ci se trouve dans une région dopée n ou p et le porteur minoritaire pourra, s'il n'est pas trop loin, diffuser vers la zone déplétée avant de transiter au travers de cette zone.

Le courant total de la photodiode comprend donc deux composantes, l'une provenant du transit des porteurs générés dans la zone déplétée et l'autre de la diffusion des porteurs minoritaires générés dans les régions p et n.

Les limitations de la photodiode p-n proviennent de l'épaisseur de la zone déplétée qui peut être obtenue à l'aide d'une telle jonction et du dopage des semiconducteurs qui la constituent. En effet, si l'on veut absorber la quasi-totalité de la lumière incidente, l'épaisseur de la zone déplétée doit être du même ordre de grandeur que la profondeur de pénétration de la lumière dans le matériau utilisé. De plus, les phénomènes de diffusion sont lents comparés aux phénomènes de transit. Aussi ces limitations ont donné naissance à la photodiode PIN.

### **b) La photodiode PIN**

Afin de pouvoir réaliser des photodiodes fonctionnant aux grandes longueurs d'onde, pour lesquelles la lumière pénètre plus profondément dans le matériau semiconducteur, une couche très faiblement dopée est insérée entre les couches n et p (voir Fig. 1.14). Nous obtenons ainsi une structure p-i-n ou PIN, dans laquelle l'absorption de la lumière se fait dans la zone déplétée. Etant donné que le phénomène de diffusion est lent, il convient d'utiliser une couche dopée p non absorbante, si l'éclairement se fait de ce côté, ou d'éclairer le composant par le substrat dopé n transparent pour avoir très peu de lumière dans la région p (*Gouy 1989*). Nous montrerons le comportement dynamique d'une photodiode PIN intégrée à un guide optique au chapitre III.

### **c) La photodiode à avalanche**

Les signaux optiques, après propagation dans une fibre optique, sont généralement très faibles; par conséquent, le signal électrique délivré par les photodiodes requiert souvent une amplification. Le but de la photodiode à avalanche est

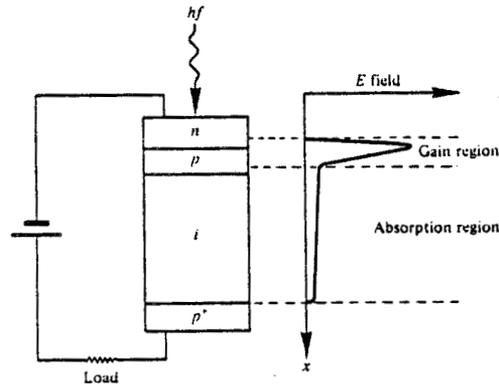


Fig. 1.15 : Photodiode à avalanche et distribution du champ électrique montrant la région de gain.

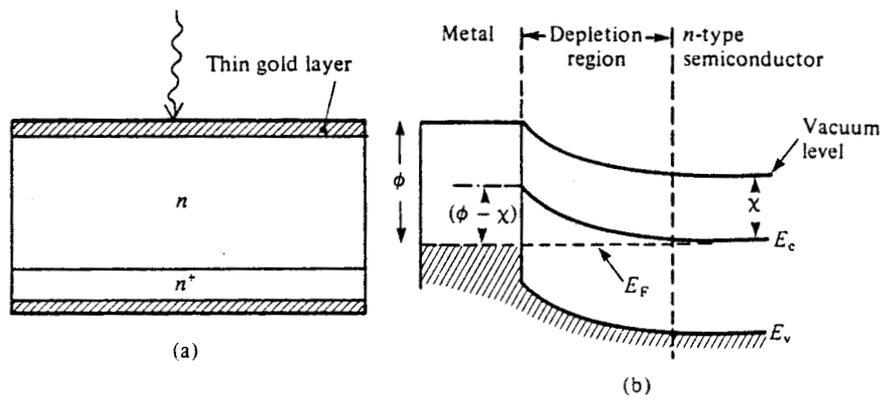


Fig. 1.16 : Photodiode Schottky et son diagramme de bandes.

d'obtenir une amplification interne du photocourant. Comme nous le montre la Fig. 1.15, une région supplémentaire est créée, par rapport à la photodiode PIN, pour obtenir la structure de base d'une photodiode à avalanche. Cette région supplémentaire est une région de gain dans laquelle règne un champ électrique intense (supérieur à  $10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ ). Aussi les porteurs générés dans la zone déplétée ou zone d'absorption, et qui atteignent cette région de gain, peuvent acquérir une énergie suffisante pour créer une nouvelle paire électron-trou, et ainsi de suite. Ce processus est connu sous le nom d'ionisation par choc ou phénomène d'avalanche qui se produit, pour la photodiode polarisée en inverse, lorsque la tension dite d'avalanche est atteinte. Le paramètre caractéristique particulier à la photodiode à avalanche est son coefficient de multiplication :

$$M = I/I_{\text{ph}} \quad (47)$$

où  $I$  est le courant total en régime d'avalanche et  $I_{\text{ph}}$ , le photocourant avant avalanche. Ce coefficient de multiplication peut atteindre  $10^4$  et permet à la photodiode à avalanche d'être très utile pour la détection de faibles niveaux, notamment en sortie de fibre optique. Les inconvénients de ce composant sont les difficultés de réalisation, la tension élevée nécessaire à la condition d'avalanche et la nature aléatoire du mécanisme de gain qui est, comme nous le verrons plus loin, un phénomène bruyant.

#### d) La photodiode Schottky

La structure de base de la photodiode Schottky n'est pas une jonction p-n mais une jonction métal-semiconducteur. Une fine couche métallique, à base généralement, pour les III-V, de Titane, Platine et Or, est déposée sur un semiconducteur de type n. La structure de bande, au niveau de la jonction, est donnée Fig. 1.16. Une barrière de potentiel est formée, entre le métal et le semiconducteur, et il apparaît une zone déserte qui peut être contrôlée par la tension inverse appliquée. Lorsqu'une paire électron-trou est générée dans la zone déserte, l'électron et le trou sont séparés sous l'action du champ électrique interne, comme pour une photodiode p-n. Le principal avantage de la photodiode Schottky est de ne pas avoir de phénomène de diffusion dans une région p comme pour les photodiodes PIN, ce qui augmente la rapidité du composant. Mais, ce qui fait incontestablement sa force, est la compatibilité de sa technologie avec celle des transistors à effet de champ, ainsi que l'ont montré des études récentes effectuées au laboratoire sur l'intégration monolithique de ces photodiodes avec les transistors (*Verriale et al. 1985, Verriale et al. 1988, Hosseini Therani et al. 1988*).

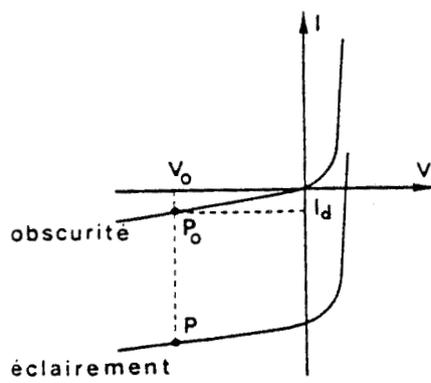


Fig. 1.17 : Caractéristique I-V d'une photodiode.

### e) Les paramètres caractéristiques des photodiodes

Les paramètres caractéristiques des photodiodes (*Senior 1985*) définissent les performances de ces photodétecteurs. Les performances statiques sont caractérisées par le rendement quantique et le coefficient de réponse.

Le rendement quantique est défini comme étant le rapport du nombre d'électrons générés collectés dans le circuit extérieur au nombre de photons incidents :

$$\eta = (I_{\text{ph}}/q)(h\nu/P_o) \quad (48)$$

où  $I_{\text{ph}}$  est le photocourant et  $P_o$ , la puissance lumineuse incidente. La jonction, polarisée en inverse, empêchant l'injection de porteurs, ce rendement est toujours inférieur à l'unité. Une expression approchée du rendement quantique est :

$$\eta = (1-R)(1-\exp(-\alpha W)) \quad (49)$$

où  $R$  est le coefficient de réflexion de Fresnel, voisin de 0.3 pour les semiconducteurs III-V, et  $W$  l'épaisseur de la zone déserte. L'optimisation de  $n$  nécessite donc de prendre une épaisseur de zone déserte supérieure à la profondeur de pénétration du flux lumineux considéré. Il est à noter que cette optimisation se fait au détriment du temps de transit mais entraîne la diminution de la capacité de la photodiode, comme nous le verrons plus loin.

Le coefficient de réponse donne la caractéristique de transfert du détecteur :

$$R(A/W) = I_{\text{ph}}/P_o \quad (50)$$

Enfin, le courant d'obscurité  $I_d$  qui est le courant de fuite du détecteur en l'absence de toute puissance lumineuse, doit être le plus faible possible (voir Fig. 1.17).

Les performances dynamiques sont caractérisées par le coefficient de réponse dynamique qui, dans le cas d'un processus poissonnien, s'écrit en fonction de la fréquence  $f$  (*Wilson et al. 1983*) :

$$R(f) = R/(1+4\pi^2 f^2 T^2)^{1/2} \quad (51)$$

où  $T$  est le temps de réponse du photodétecteur.

La fréquence de coupure à -3dB du photodétecteur est donnée par :

$$f_c = 1/2\pi T \quad (52)$$

En ce qui concerne les photodiodes, le temps de réponse est donné :

- par le temps de transit qui s'exprime, si nous considérons que le champ électrique est suffisamment élevé pour que les porteurs aient atteint leur vitesse de saturation (*Wilson et al. 1983*):

$$T_t = W/v_{n,p} \quad (53)$$

où  $W$  est la largeur de la zone déplétée et  $v_{n,p}$  la vitesse de saturation des électrons ou des trous,

- par le temps de diffusion (*Wilson et al. 1983*):

$$T_d = d^2/(2D_c) \quad (54)$$

où  $d$  est la distance de diffusion et  $D_c$  le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires.

Cependant, lorsque la fréquence de coupure d'une photodiode est limitée par le circuit de charge, nous obtenons :

$$f_c = 1/(2\pi R_1 C_j) \quad (55)$$

où  $R_1$  est la résistance de charge (50 Ohms dans le domaine des hyperfréquences) et  $C_j$  la capacité de jonction de la photodiode. De plus, si la jonction est assimilée à un condensateur plan, la capacité de la diode s'écrit :

$$C_j = (\epsilon_0 \epsilon_r S)/W \quad (56)$$

où  $\epsilon_r$  est la permittivité relative du matériau et  $S$  la surface de la jonction. L'amélioration des performances dynamiques des photodiodes réside dans la diminution de leur capacité en diminuant l'aire de la diode, mais des problèmes de focalisation se posent alors.

Deux types de bruit interviennent dans le fonctionnement des photodiodes :

- le bruit de grenaille dû au caractère aléatoire de la génération des porteurs :

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q(I_d + I_{ph})B \quad (57)$$

où  $B$  est la bande passante du système.

Dans le cas de la photodiode à avalanche, le bruit de grenaille devient :

$$\langle i_s^2 \rangle = 2q(I_d + I_{ph})M^2F(M)B \quad (58)$$

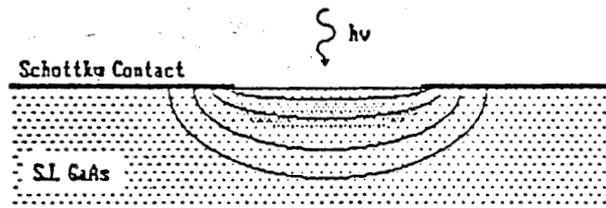


Fig. 1.18 : Structure métal-semiconducteur-métal (MSM).

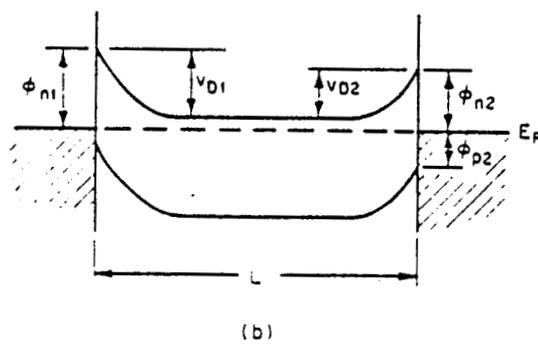
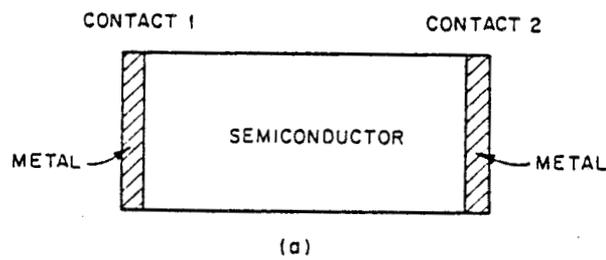


Fig. 1.19 : Structure MSM schématisée et son diagramme de bandes.

où  $M$  est le facteur de multiplication et  $F(M)$  un facteur d'excès de bruit lié au phénomène d'avalanche qui provoque des fluctuations du gain instantané. Ce facteur d'excès de bruit est souvent approximé par (*Gowar 1984*) :

$$F(M) = M^x \quad (59)$$

où l'exposant  $x$  prend typiquement des valeurs comprises entre 0.3 et 1, suivant le matériau utilisé et le type de porteurs initialisant l'avalanche.

- le bruit thermique dû à la résistance équivalente  $R_{eq}$  de la photodiode :

$$\langle i_t^2 \rangle = (4k_bTB)/R_{eq} \quad (60)$$

Des résultats très prometteurs ont été obtenus avec les photodiodes (*Walke et al. 1989*). Ainsi des publications ont annoncé une fréquence de coupure de 58 GHz pour une photodiode PIN (*Bowers 1986*) et même de 100 GHz pour une photodiode Schottky (*Wang et al. 1983*). Cependant ces résultats ont été obtenus au détriment du rendement quantique et il en résulte des produits rendement quantique-bande passante respectivement de 27 GHz et 5 GHz.

### I.2.3) Les photodétecteurs de type métal-semiconducteur-métal (MSM)

Nous avons classé ce type de photodétecteur dans une catégorie à part de celle des photodiodes. Bien que connu depuis longtemps, il existe peu d'ouvrages qui lui consacrent quelques pages. Cependant ce composant connaît actuellement un regain d'intérêt et de nombreuses publications lui sont consacrées (*Wei et al. 1981, Ito et al. 1984-1985-1986, Roth et al. 1985, Schumacher et al. 1986-1988, Chung et al. 1988, Kikuchi et al. 1988, Rogers et al. 1988, Wada et al. 1988-1989, Soole et al. 1988-1989, Koscielniak et al. 1989, Yang et al. 1989, Hong et al. 1989, Vinchant et al. 1989*).

Bien que le photodétecteur MSM soit souvent considéré, à juste titre, comme étant une photodiode, il apparaît, tant au niveau structure qu'au niveau de certaines propriétés, que le MSM possède des comportements assez proches du photoconducteur. C'est pourquoi, nous lui réservons une place de choix, d'autant plus que nous étudierons, au chapitre IV, son intégration monolithique avec un guide optique, et qu'il est voué, de part ses potentialités, à un grand avenir dans les circuits optoélectroniques intégrés.

Le photodétecteur MSM est constitué de deux contacts Schottky identiques déposés sur une couche épitaxiée non intentionnellement dopée sur substrat semi-isolant (Fig. 1.18). L'un des contacts Schottky est polarisé en inverse et l'autre en

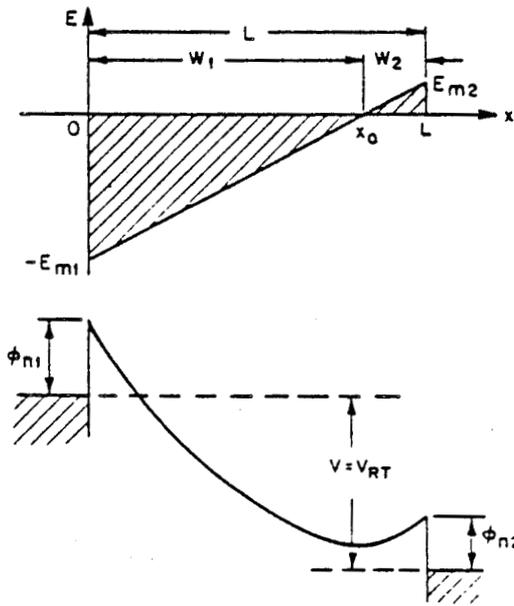


Fig. 1.20 : Condition de "reach through" (VRT).

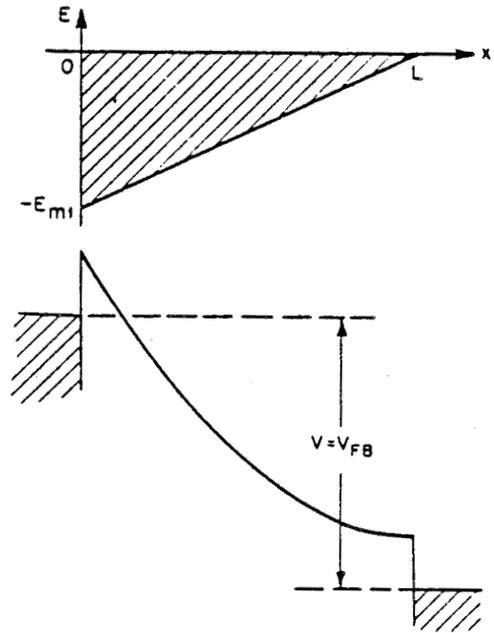


Fig. 1.21 : Condition de "flat band" (VFB).

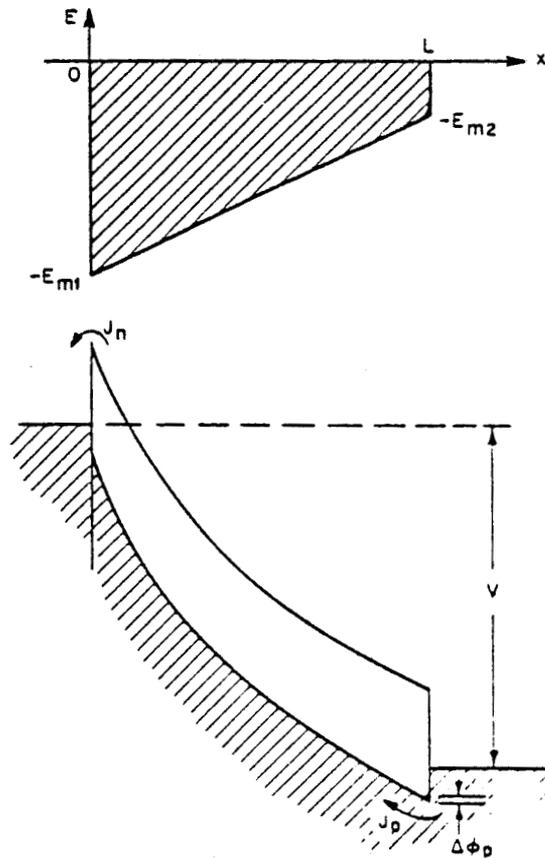


Fig. 1.22 : Condition où la tension appliquée est supérieure à VFB.

direct. Ce fonctionnement confère au composant une totale réversibilité puisqu'il est équivalent à deux diodes Schottky tête-bêche. La structure de bande d'un métal-semiconducteur-métal est donnée Fig. 1.19 (*Sze et al. 1971*). Il existe donc, sans polarisation, une zone déserte sous chaque électrode, dont l'étendue dépend des contacts et du matériau, notamment de son dopage résiduel. Lorsque le composant est polarisé, comme indiqué précédemment, et que la tension appliquée entre les deux électrodes augmente, la somme des épaisseurs des deux zones désertes augmente également. Les deux zones désertes se rejoignent éventuellement pour une tension  $V_{RT}$  (reach-through voltage, en terminologie anglosaxonne). Ce cas est illustré Fig. 1.20 (*Sze et al. 1971*). Si la tension augmente encore, un point remarquable est atteint lorsque le champ électrique devient nul sous la seconde électrode et la bande d'énergie devient plate à ce niveau. C'est la condition de flat-band qui est obtenue pour la tension de flat-band,  $V_{FB}$ , et est illustrée Fig. 1.21. Enfin, pour des tensions supérieures à la tension de flat-band, la structure de bande devient comme indiquée Fig. 1.22, et la tension maximum, qui peut être appliquée à une structure MSM, est limitée par le claquage de la structure, lorsque le champ électrique atteint une valeur suffisamment élevée au niveau de la première électrode.

Dans le cas d'une structure MSM symétrique, les tensions de built-in des deux contacts Schottky sont égales ( $V_D$ ) et la tension de flat-band est donnée par (*Sze et al. 1971*) :

$$V_{FB} = (qN_d L^2)/(2\epsilon_s) \quad (61)$$

où  $N_d$  est le dopage résiduel de la couche épitaxiée,  $\epsilon_s$ , la permittivité de cette couche et  $L$  la distance effective entre les deux contacts Schottky.

La tension de reach-through est alors approximativement donnée par :

$$V_{RT} = V_{FB} - 2V_D \quad (62)$$

La caractéristique I-V d'une structure MSM est donnée Fig. 1.23. Sous éclairage, le photodétecteur MSM a un fonctionnement voisin de la photodiode Schottky. Cependant, alors que le transport des porteurs et la pénétration des photons se font parallèlement pour une photodiode Schottky, ces phénomènes se font dans des directions différentes pour un photodétecteur MSM. La carte de champ d'un tel composant illustre ce propos (Fig. 1.24).

De plus, à l'instar du photoconducteur, le photodétecteur MSM présente un gain en photocourant, défini comme le rapport du courant  $i$  en sortie du composant au courant primaire  $i_0$  dû aux photons incidents (*Sugeta et al. 1980*) :

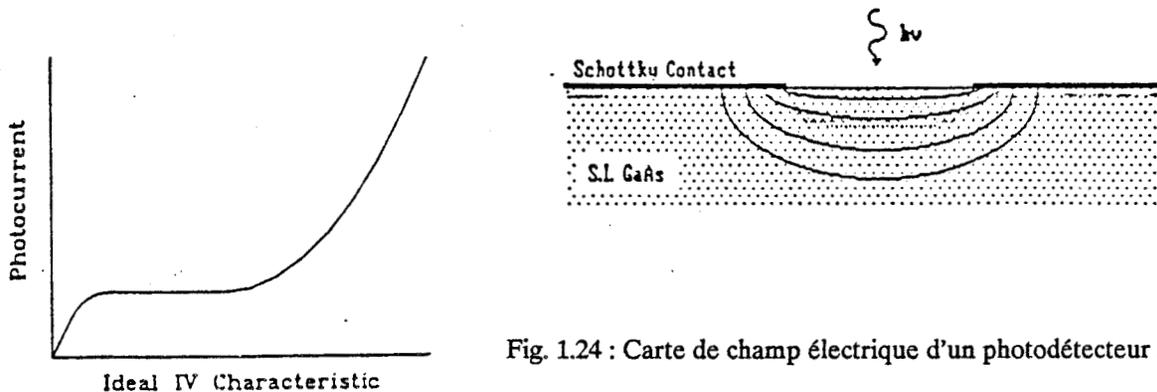


Fig. 1.24 : Carte de champ électrique d'un photodétecteur MSM.

Fig. 1.23 : Caractéristique I-V d'une structure MSM.

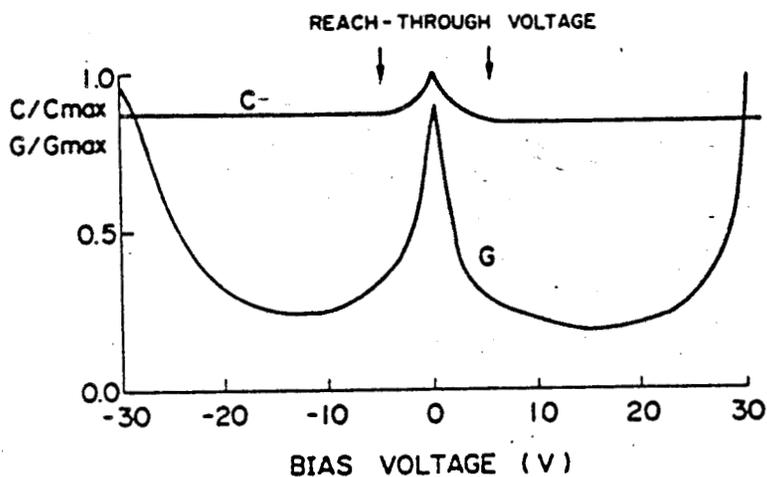


Fig. 1.25 : Evolution de la capacité et de la conductance d'une structure MSM en fonction de la tension appliquée. (Ito et al. 1986)

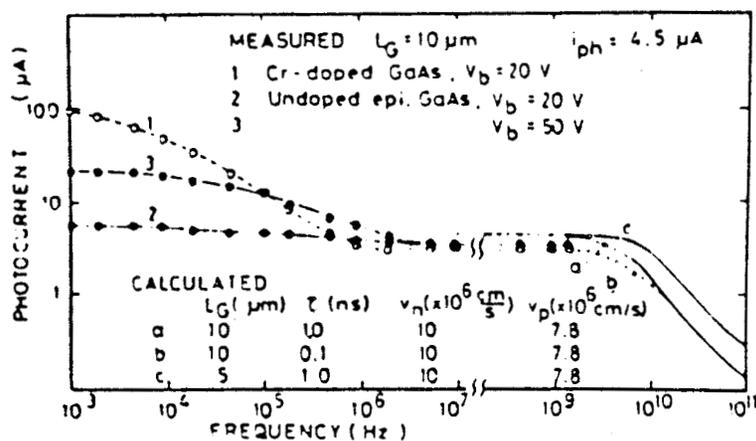


Fig. 1.26 : Evolution du photocourant en fonction de la fréquence. (Sugeta et al. 1980)

$$G_o = i/i_o \quad (63)$$

$$i_o = qP_o/h\nu \quad (64)$$

où  $P_o$  est la puissance lumineuse incidente.

Le gain intrinsèque du composant peut être défini en tenant compte de son rendement quantique intrinsèque  $\eta$  et de la réflexion de la lumière à la surface du semiconducteur :

$$G = i/[(1-R)\eta i_o] \quad (65)$$

où  $R$  est le coefficient de réflexion.

Une structure MSM est également caractérisée par une évolution particulière de la capacité en fonction de la tension. Pour des tensions inférieures à la tension  $V_{RT}$  la capacité est équivalente à la mise en série des capacités des deux jonctions. Pour des tensions supérieures à  $V_{RT}$ , le semiconducteur est complètement déserté et la capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan. L'évolution typique de la capacité mesurée en fonction de la tension, pour une structure MSM symétrique, est donnée Fig. 1.25 (Sze et al. 1971).

Le comportement dynamique d'un photodétecteur MSM est généralement limité par le temps de transit des porteurs dans la structure, étant données les faibles valeurs de leur capacité. L'évolution du gain en fonction de la fréquence est alors donnée par (Sugeta et al. 1980) :

$$G(f) = z_i [1 - z_i \{1 - \exp(-1/z_i)\}] , i = n, p \quad (66a)$$

$$z_i = (v_i/L_g) [T_i / (1 + i2\pi f T_i)] , i = n, p \quad (66b)$$

où  $v_i$  est la vitesse des porteurs,  $T_i$  leur durée de vie,  $n$  et  $p$  désignent respectivement les électrons et les trous et  $L_g$  est la distance interélectrode.

Dans cette équation, une excitation lumineuse et uniforme est considérée et les effets de diffusion et de bord, comme l'injection au niveau des électrodes, sont négligés. Une évolution typique est donnée Fig. 1.26, où nous constatons une diminution du gain pour des fréquences moyennes, puis la coupure dans le domaine des hyperfréquences. Ce comportement a fait l'objet d'études récentes (Wada et al. 1988, Chan et al. 1989, Vinchant et al. 1989). En fait, comme pour le photoconducteur, le gain statique peut s'écrire :

$$G_o = \eta T_v/T_t \quad (67)$$

Aussi, le comportement dynamique du photodétecteur MSM se décompose en deux régions :

- aux fréquences basses et moyennes, le MSM se comporte comme un photoconducteur qui possède un gain régi également par un mécanisme de piègeages. En effet, un phénomène d'injection pourrait expliquer le gain observé (*Wada et al. 1988*). Comme pour un photoconducteur, le gain augmente lorsque la tension augmente mais aussi lorsque la puissance lumineuse diminue. Ce phénomène de gain possède sa propre fréquence de coupure qui correspond à celle des pièges, soit de l'ordre de 100 à 300 MHz,

- au delà de ces fréquences, le MSM se comporte comme une photodiode dont le rendement quantique est au maximum égal à l'unité et qui possède sa propre fréquence de coupure gouvernée par le temps de transit si la capacité est faible.

Enfin, les sources de bruit d'un photodétecteur MSM sont celles d'une photodiode. Cependant, en raison du gain, le bruit de grenaille est donné, comme pour une photodiode à avalanche, par (*Wada et al. 1988*) :

$$\langle i_s^2 \rangle = 2qI_{po}G^2F(G)B \quad (68a)$$

où  $I_{po}$  est le photocourant pour un gain unité et  $F(G)$  le facteur d'excès de bruit. Ce facteur d'excès de bruit peut aussi être approximé par :

$$F(G) = G^x \quad (68b)$$

où l'exposant  $x$  peut atteindre des valeurs plus importantes que celles des photodiodes à avalanche (*Wada et al. 1988, Vinchant et al. 1989*). Nous reviendrons sur ces phénomènes de gain et de bruit au chapitre IV, puisque nous étudierons l'intégration monolithique de photodétecteurs MSM et de guides optiques.

Afin d'augmenter la surface photosensible, des structures interdigitées ont été adoptées (*Wada et al. 1988, Koscielniak et al. 1989*). Les possibilités offertes par les photodétecteurs MSM sont très utiles dans la réalisation de circuits optoélectroniques intégrés, comme notamment les têtes de réception, en tirant avantage de leur faible niveau de bruit à tension modérée et de leur faible capacité. De plus ces composants disposent d'une structure planaire qui, sur substrat semi-isolant, leur confère une simplicité de réalisation technologique et une potentialité pour l'intégration monolithique avec des transistors à effet de champ.

Après avoir décrit les différents types de photodétecteurs, et en vue d'étudier leur intégration monolithique avec un guide optique, nous allons maintenant nous intéresser aux éléments de base de l'optique intégrée.

### **I.3. L'OPTIQUE INTEGREE**

Les nombreuses applications, dans le domaine des communications par fibres optiques, et les avantages importants, que sont une immunité aux parasites électromagnétiques, de faibles pertes en transmission, de larges bandes passantes ainsi qu'un faible encombrement et un poids léger, ont donné naissance à l'Optique Intégrée (Miller 1969, Tien 1977). En effet, tout traitement du signal optique nécessitait une conversion électrique du signal afin de le transmettre aux circuits électroniques classiques. Aussi, l'objectif de l'Optique Intégrée est de réaliser le plus grand nombre de traitements possibles sur le signal optique lui-même, tout en s'affranchissant des problèmes d'alignement rencontrés dans les systèmes hybrides. Cette volonté a conduit à la réalisation de composants optiques et électrooptiques, et à leur intégration sur un même substrat. Les domaines de longueurs d'onde utilisées, pour ce type de composant, restent ceux qui permettent une compatibilité avec les systèmes à fibres optiques classiques, ce qui correspond aux longueurs d'onde  $0.8 \mu\text{m}$ ,  $1.3 \mu\text{m}$  et  $1.55 \mu\text{m}$ .

Nous allons donc présenter, dans cette partie, l'élément passif de base de l'Optique Intégrée qu'est le guide optique, ainsi que l'un des éléments actifs de base qu'est le modulateur électrooptique.

#### **I.3.1) Le guide optique**

En optique intégrée, le guide optique remplace la fibre optique pour véhiculer la lumière entre les différentes fonctions sur un même substrat. Le guidage de la lumière nécessite un confinement bidimensionnel de l'onde lumineuse. Le guide optique, à base de semiconducteurs, est réalisé par des couches épitaxiées convenablement choisies pour obtenir un guide plan et le confinement latéral est généralement obtenu par un ruban ou une arête : nous obtenons alors un guide à ruban ou un guide en arête.

##### **a) Le guide optique plan asymétrique**

La structure de base d'un guide optique plan asymétrique est donnée Fig. 1.27. Les matériaux utilisés doivent être transparents à la longueur d'onde d'utilisation. Le guide optique plan est constitué de trois couches respectivement d'indice de réfraction  $n_0$ ,  $n_1$  et  $n_2$  : généralement air, couche guidante, substrat. La condition nécessaire de guidage est :

$$n_1 > \sup(n_0, n_2) \quad (69)$$

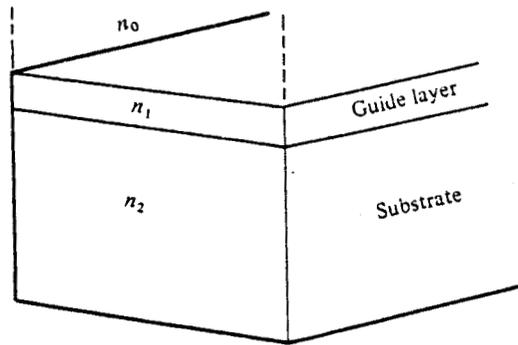


Fig. 1.27 : Guide optique plan asymétrique.

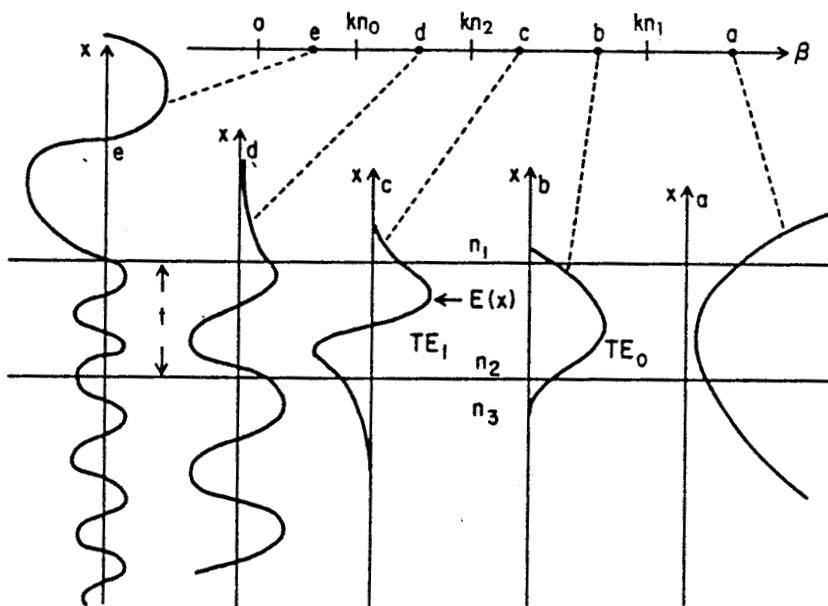


Fig. 1.28 : Diagramme des modes possibles dans un guide optique plan.  
(Hunsperger 1985)

Lorsque les indices de réfraction  $n_0$  et  $n_2$  sont différents, le guide plan est dit asymétrique : généralement,  $n_0 < n_2$ . Cependant, la condition précédente n'est pas suffisante pour que la lumière soit guidée. C'est pourquoi, la détermination du comportement d'une telle structure s'effectue en résolvant l'équation d'onde (19), établie au paragraphe I.1.2) de ce chapitre, qui peut se mettre, dans le cas d'ondes transverses électriques, sous la forme :

$$\nabla^2 \bar{E}(\mathbf{r}) + k^2 n^2(\mathbf{r}) \bar{E}(\mathbf{r}) = \bar{0} \quad (70)$$

où  $n(\mathbf{r})$  est l'indice de réfraction au point  $\mathbf{r}(x,y,z)$  de la structure, et  $k$  est la constante de propagation dans le vide :

$$k = 2\pi/\lambda \quad (71)$$

et  $\lambda$  la longueur d'onde de la radiation monochromatique dans le vide.

Si nous considérons que l'onde lumineuse plane et uniforme se propage suivant la direction  $z$ , le champ électrique optique s'écrit :

$$E(\mathbf{r}) = E(x,y) \exp(-i\beta z) \quad (72)$$

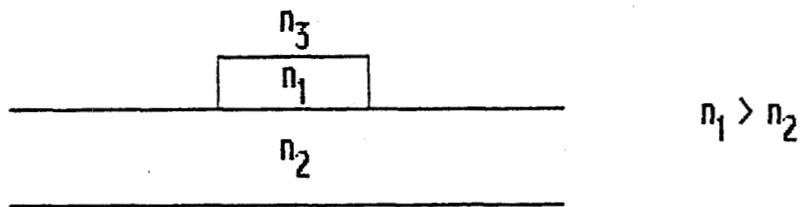
où  $\beta$  est la constante de propagation de l'onde lumineuse dans la structure. Si le guide optique est uniforme dans la direction  $y$  ( $\delta/\delta y = 0$ ), nous obtenons les équations :

$$\delta^2 E(x)/\delta x^2 + (k^2 n_i^2 - \beta^2) E(x) = 0 \quad (73)$$

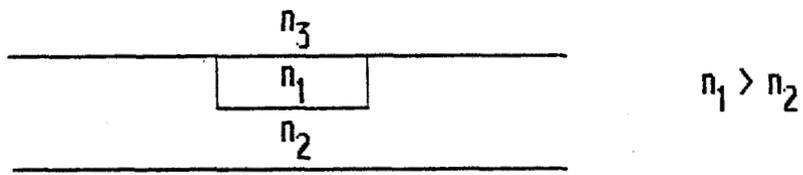
pour  $i = 0,1,2$  correspondant aux trois couches de la structure du guide optique. Notons que nous pouvons traiter de façon similaire les ondes transverses magnétiques (voir chapitre II).

Les solutions de ces équations sont soit sinusoïdales, soit exponentielles, en fonction de  $x$ , suivant que la quantité  $k^2 n_i^2 - \beta^2$  ( $i = 0,1,2$ ) est positive ou négative. De plus le champ électrique ou  $E(x)$  et le champ magnétique ou  $\delta E(x)/\delta x$  doivent être continus aux interfaces entre chaque couche. Ces conditions de continuité permettent de déterminer les différentes solutions possibles de la constante de propagation  $\beta$ , c'est à dire les différents modes de propagation possibles dans le guide optique plan. L'indice de réfraction effectif pour un mode donné est alors défini par :

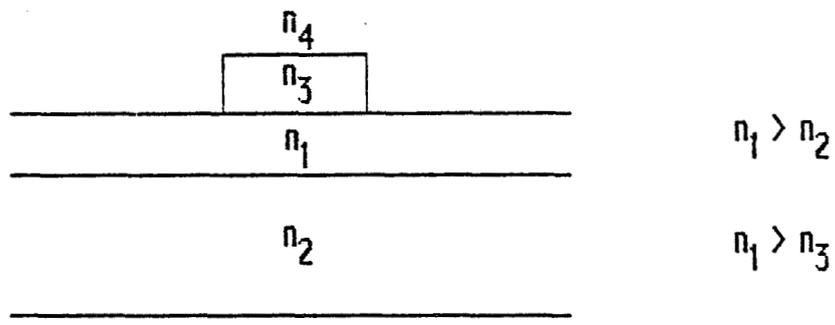
$$n_e = \beta/k \quad (74)$$



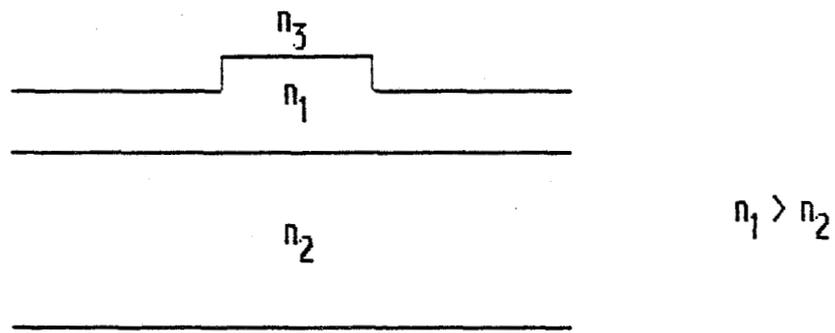
a) guide rectangulaire ou surélevé



b) guide enterré



c) guide chargé par un ruban



d) guide en arête

Fig. 1.29 : Structures de guidage bidimensionnel.

Ces différents modes sont donnés Fig. 1.28 (*Hunsperger 1985*). Le mode (a) est une solution non physique car le champ électrique est exponentiel dans les trois régions. Les modes (b) et (c) sont les modes guidés, confinés dans la couche guidante : les modes transverses électriques  $TE_0$  et  $TE_1$ , dont l'existence est conditionnée par l'épaisseur de la couche guidante, sont notamment représentés Fig. 1.28. Le mode (d) est confiné à l'interface supérieure mais sinusoïdal dans le substrat : il est appelé mode de substrat. Enfin, le mode (e) admet des solutions sinusoïdales dans les trois régions et, malgré une radiation de ce mode à la fois dans l'air et le substrat, il est appelé mode d'air.

Dans les guides optiques, les solutions recherchées sont les modes qui permettent de véhiculer l'énergie lumineuse. Les modes guidés correspondent aux solutions dont l'indice effectif est compris entre l'indice du substrat et celui de la couche guidante. De façon plus générale :

$$n_2 < n_e < n_1 \quad (75)$$

### b) Le guide optique tridimensionnel

Dans la perspective de réaliser des composants et des circuits optiques intégrés, il est indispensable d'obtenir un confinement bidimensionnel de la lumière. C'est pourquoi, le guide plan n'est plus suffisant et une structure tridimensionnelle est nécessaire. De nombreuses structures permettant un guidage bidimensionnel ont été proposées. Parmi celles le plus couramment utilisées, nous pouvons citer le guide rectangulaire, le guide chargé par un ruban, le guide enterré ou à ruban inversé et le guide en arête. Ce sont les deux dernières structures que nous utiliserons car elles ont l'avantage d'être moins sensibles aux rugosités des parois latérales que les deux autres précitées (*Wlodarczyk 1988*), notamment lorsque la hauteur de l'arête est faible, tout en assurant un confinement convenable (voir Fig. 1.29).

L'étude de la distribution de puissance lumineuse dans un guide en arête enterrée ou non peut se faire par une méthode approchée appelée méthode des indices effectifs (*Hunsperger 1985, Furuta et al. 1974*). Cette méthode a l'avantage de permettre une approche analytique simple, mais l'inconvénient de s'appliquer uniquement pour des hauteurs d'arête faibles. Des méthodes de calcul plus rigoureuses, telle la méthode du faisceau propagé, BPM (*Erman et al. 1986*), ont été proposées mais elles ont l'inconvénient d'être très sophistiquées et de demander un temps de calcul assez long. Une nouvelle méthode d'analyse des guides optiques en arête vient d'être proposée récemment, elle est basée sur une analyse spectrale et pourrait s'avérer très utile (*Kendall et al. 1989*).

### c) le guide optique semiconducteur

Les matériaux semiconducteurs utilisés pour la réalisation de guides optiques sont imposés par leur domaine de transparence aux longueurs d'onde des télécommunications et par l'avancement des technologies correspondantes. En ce qui concerne les matériaux III-V, deux filières semiconductrices se dégagent donc :

- la filière GaAs/GaAlAs pour des guides optiques opérant aux longueurs d'onde 0.8  $\mu\text{m}$  (GaAlAs seul), 1.3  $\mu\text{m}$  et 1.55  $\mu\text{m}$ ,

- la filière GaInAsP/InP pour des guides optiques opérant aux longueurs d'onde 1.3  $\mu\text{m}$  et 1.55  $\mu\text{m}$ .

Dans ces deux filières semiconductrices, deux structures de guides optiques sont utilisées :

- les guides à homojonction  $n^-/n^+$  GaAs ou  $n^-/n^+$  InP où le contraste d'indice entre la couche guidante  $n^-$  et le substrat  $n^+$  est obtenu par dopage (cf. I.1.2 c).

- les guides à hétérojonction GaAs/GaAlAs ou GaInAsP/InP où le contraste d'indice est obtenu par utilisation de matériaux de composition atomique différente.

Les guides à homojonction sont facile à fabriquer mais ils n'offrent qu'un faible contraste d'indice, donc un faible confinement de la lumière, et engendrent des pertes de propagation importantes dues aux porteurs libres (cf. I.1.2 c), surtout pour les structures monomodes utilisées en optique intégrée. C'est pourquoi les guides à hétérojonction sont de plus en plus utilisés car ils permettent d'obtenir de forts contrastes d'indice, donc de forts confinements de la lumière, et de faibles pertes puisque les matériaux sont non intentionnellement dopés.

De nombreuses études se sont portées sur la mesure expérimentale des pertes de propagation dans les guides optiques (*Walker 1985, Hervé-Gruyer 1989*). En effet, la technique classique consiste à cliver le guide optique en plusieurs parties pour en déduire les pertes de propagation. Cependant cette technique est destructive et les études effectuées ont donné naissance à des méthodes de mesure non destructives, comme l'est la technique basée sur les interférences de Fabry-Perrot (*Austin et al. 1985, Walker 1985*).

Les progrès de la croissance des matériaux semiconducteurs, des technologies mises en oeuvre et des méthodes d'investigation ont permis de réaliser d'excellents guides optiques. Dans la filière GaAs/GaAlAs, des pertes optiques de l'ordre de 0.7 dB/cm aux longueurs d'onde 1.3  $\mu\text{m}$  et 1.15  $\mu\text{m}$ , pour des structures monomodes ayant un bon confinement, ont été publiées (*Lin et al. 1985, Walker et al. 1987*). Des atténuations de seulement 0.15 dB/cm ont déjà été mesurées à la longueur d'onde de 1.55  $\mu\text{m}$  (*Kapon et al. 1987*). Quant à la filière GaInAsP/InP, qui était moins au point technologiquement, elle est en plein essor et des pertes de propagation TE de 0.32

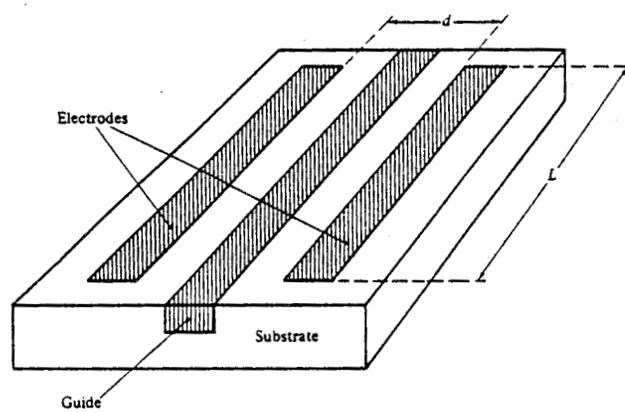


Fig. 1.30 : Exemple de modulateur électrooptique.

dB/cm (*Carenco et al. 1989*) et 0.18 dB/cm (*Augenent et al. 1989*), pour des structures monomodes ont été annoncées.

De tels résultats ouvrent des perspectives très intéressantes quant à l'obtention de circuits optiques intégrés performants. Outre l'intégration monolithique de guides avec des composants actifs, tels des photodétecteurs, ces éléments peuvent permettre la connexion sans pertes de composants optoélectroniques sur un même substrat (*Erman et al. 1989*).

Nous pouvons noter également comme éléments passifs, voisin du guide optique, les diviseurs de faisceau ou jonction Y, sur lesquels des travaux intéressants sont menés (*Hung et al. 1988, Rangaraj et al. 1989*).

### I.3.2) Le modulateur électrooptique

Nous allons maintenant présenter le modulateur électrooptique qui est l'un des éléments actifs de base de l'Optique Intégrée. La structure de ce composant utilise un guide optique auquel est adjoint des électrodes. Le rôle du modulateur électrooptique est d'imprimer une information au signal lumineux, qui se propage dans le guide optique, en utilisant l'effet électrooptique que nous avons décrit au paragraphe I.1.2 d) de ce chapitre. Comme nous l'avons rappelé, il s'agit de faire varier l'indice de réfraction du matériau en appliquant un champ électrique intense. Dans le cas d'un modulateur réalisé à l'aide d'un guide optique, le champ électrique appliqué fera varier la constante de propagation de l'onde lumineuse, donc l'indice effectif de la structure guidante. Cet effet est utilisé pour faire de la modulation d'intensité lumineuse, de la modulation de phase, de polarisation et aussi de la modulation par électro-absorption.

Une structure classique de modulateurs électrooptiques sur semiconducteur est donnée Fig. 1.30. Le champ électrique est obtenue en appliquant une différence de potentiel aux bornes de deux électrodes. Ces électrodes sont soit deux contacts métalliques ou Schottky, soit un contact Schottky et un contact ohmique (substrat  $n^+$ ).

Les propriétés électrooptiques des matériaux semiconducteurs dépendent de leur orientation cristallographique. C'est pourquoi l'orientation des électrodes est très importantes pour obtenir l'effet maximum. Dans le cas du GaAs, lorsqu'un substrat (100) est utilisé, une augmentation de l'indice du matériau sera observée pour une onde TE se propageant dans la direction  $\langle 01\bar{1} \rangle$  alors qu'une diminution se produira si celle-ci se propage dans la direction  $\langle 011 \rangle$ . De plus l'effet maximum est obtenu lorsque le champ électrique appliqué est perpendiculaire au champ électrique optique. Dans ce cas, la variation d'indice du matériau, par effet électrooptique linéaire, est donnée par la formule (43) qui se met sous la forme (*Hunsperger 1985*) :

$$(n-n_0) = \pm 1/2 n_0^3 r_{41} E \quad (76)$$

où  $E$  est le champ électrique appliqué et  $r_{41}$  le coefficient électrooptique linéaire.

En réalité, pour un mode guidé, la distribution de puissance lumineuse n'est pas constante dans le plan  $(x,y)$ , si  $z$  est la direction de propagation. Aussi, une variation moyenne d'indice doit être calculée à partir des intégrales de recouvrement (*Erman et al. 1986*) :

$$(\bar{n}-n_0) = \pm 1/2 r_{41} [ \int n(x,y)^3 I_0 dx dy ] / [ \int I_0 dx dy ] \quad (77)$$

où  $I_0$  est l'intensité lumineuse.

L'un des paramètres caractéristiques du modulateur est son taux de modulation dont la définition dépend de l'action du champ électrique appliqué. En effet,

- soit le champ électrique fait diminuer l'intensité lumineuse transmise et la taux de modulation s'écrit :

$$m = (I_0 - I) / I_0 \quad (78a)$$

où  $I$  est l'intensité minimale transmise et  $I_0$  l'intensité lumineuse sans signal appliqué,

- soit le champ électrique fait augmenter l'intensité lumineuse transmise et :

$$m = (I - I_0) / I_m \quad (78b)$$

où  $I_m$  est l'intensité maximale transmise.

Cette notion est également définie pour une modulation de phase puisque le changement de phase peut être relié à un changement d'intensité équivalent.

Un domaine d'application du modulateur électrooptique est la transmission de signaux en hyperfréquences. Pour le moment, compte tenu des niveaux technologiques atteints pour les modulateurs et les lasers, il est difficile de prévoir quelle méthode de modulation, soit directe soit externe, sera la plus performante. Pour étendre les capacités en bande passante des systèmes à fibres optiques monomodes, le modulateur électrooptique intégré pourrait être particulièrement prometteur, en particulier pour les fréquences microondes très élevées.

Le paramètre fondamental, qui caractérise le modulateur électrooptique, est son facteur de mérite qui tient compte du taux de modulation et du comportement dynamique. Plusieurs expressions sont considérées dans la littérature, nous retiendrons celle qui nous paraît la plus représentative des performances du modulateur (*Walker 1987*) :

$$F_m \text{ (GHz} \cdot \mu\text{m/V)} = m |1 + \Gamma_i| \Delta f_0 / V_m \quad (79)$$

où  $m$  est le taux de modulation (pour les modulateurs de phase,  $m=1$  pour un déphasage de  $\pi$ ),

$\Gamma_i$  est le coefficient de réflexion en tension à l'entrée du composant,

$\lambda$  est la longueur d'onde d'utilisation exprimée en  $m$ ,

$f_o$ , la fréquence de coupure à -3dB, en GHz,

$V_m$ , la tension nécessaire pour obtenir un taux de modulation  $m$ .

L'objectif est donc d'atteindre un facteur de mérite  $F_m$  le plus grand possible. Des résultats très encourageant ont été obtenus pour des modulateurs d'intensité, de phase :  $F_m = 1.04$  (Lin et al. 1986) et des modulateurs de type Mach-Zehnder :  $F_m = 0.86$  sur semiconducteur (Walker 1987) et  $F_m = 2.0$  sur Niobate de Lithium (Gee et al. 1983). Ces résultats montrent la potentialité des modulateurs électrooptiques intégrés quant à leur utilisation dans des systèmes optiques ou optoélectroniques intégrés. Néanmoins les recherches actuelles semblent s'orienter vers des structures de modulateurs à base de puits quantiques (Wakita et al. 1987, Jin et al. 1988). Nous pouvons citer également l'interrupteur et le coupleur directif comme éléments actifs de base en Optique Intégrée.

Nous venons de présenter les éléments de base de l'Optique Intégrée. Nous disposons désormais des concepts nécessaires, tels les propriétés des matériaux III-V, les structures et performances des photodétecteurs et des guides optiques, pour envisager l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique sur matériau semiconducteur III-V.

#### I.4. INTEGRATION MONOLITHIQUE D'UN PHOTODETECTEUR ET D'UN GUIDE OPTIQUE

Nous pouvons reprendre, à la lumière des propriétés et des structures qui viennent d'être rappelées, la discussion concernant le choix des matériaux dans la réalisation des circuits optoélectroniques intégrés. Deux techniques d'intégration permettent de concevoir et de fabriquer ces circuits. La première de ces techniques est l'intégration hybride qui consiste à assembler différents composants obtenu à partir de différents substrats et matériaux. L'autre technique est l'intégration monolithique qui consiste à réaliser tous les composants (sources de lumière, composants optiques, photodétecteurs, composants électroniques tels les transistors à effet de champ) sur un même substrat semiconducteur.

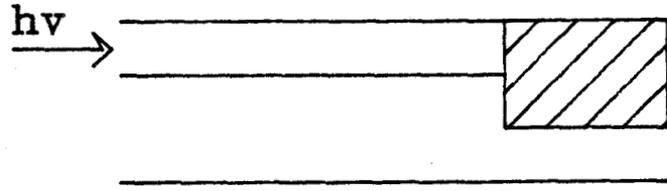


Fig. 1.31 : Structure de couplage en bout (butt-coupled).

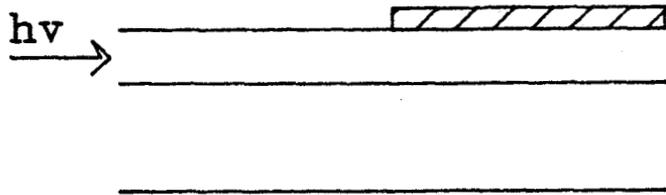


Fig. 1.32 : Structure de couplage par ondes évanescentes.

L'avantage principal de l'intégration hybride réside dans la possibilité de réaliser les circuits optoélectroniques intégrés en utilisant les technologies existantes des composants qui ont été optimisées pour un matériau donné. Alors que cette approche donne une solution satisfaisante, quant à l'implémentation des fonctions souhaitées, elle a l'inconvénient de nécessiter des connexions entre les divers composants du circuit, qui sont source de mauvais alignement et même de mauvais fonctionnement à cause des vibrations et de l'effet de la température.

C'est pourquoi, l'intégration monolithique, qui doit permettre la transmission de signaux avec faibles pertes et faibles bruits, une augmentation de la bande passante des circuits, un auto-alignement des composants optiques et une compacité accrue, semble être l'alternative, notamment si la production de masse devient effective puisque l'automatisation pourra baisser les coûts de conception et de développement. Pour toutes ces raisons, l'intégration monolithique deviendra l'approche la plus utilisée dès que les technologies auront atteint leur maturité et permettront une excellente compatibilité entre les composants optoélectroniques (*Forrest 1987, Wada 1988, Shibata et al. 1988, Decoster et al. 1989*). Quoi qu'il en soit, les récents progrès, dans le domaine de la croissance épitaxiale et des processus technologiques (*Razeghi 1989, Erman 1989*) permettent d'envisager l'intégration monolithique de composants optiques et optoélectroniques. Nous retiendrons donc l'approche monolithique pour concevoir et développer l'intégration d'un photodétecteur et d'un guide optique.

#### I.4.1) Matériaux et structures

Pour réaliser un photodétecteur en intégration monolithique avec un guide optique, nous devons choisir les matériaux et structures qui conviennent aux applications désirées.

En ce qui concerne les matériaux, nous devons distinguer le guide optique et le photodétecteur. Pour le guide optique, nous venons d'exposer, au paragraphe précédent, les deux filières constituées des matériaux GaAs/GaAlAs et GaInAsP/InP. Pour le photodétecteur, les matériaux absorbants sont le GaAs, pour les applications à la longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ , et le GaInAs, en accord de maille sur InP, pour les applications aux longueurs d'onde de  $1.3$  et  $1.55 \mu\text{m}$ .

En ce qui concerne les structures, deux techniques de couplage de la lumière entre le guide optique et le photodétecteur sont communément utilisées. La première technique est le couplage en bout (butt-coupled en terminologie anglosaxonne). La structure obtenue est représentée Fig. 1.31 : le matériau absorbant est placé à la fin du guide optique. Une telle structure est utilisée pour réaliser un élément final de conversion du signal optique en signal électrique. La seconde technique est basée sur l'absorption de l'onde optique guidée évanescente par une couche absorbante déposée

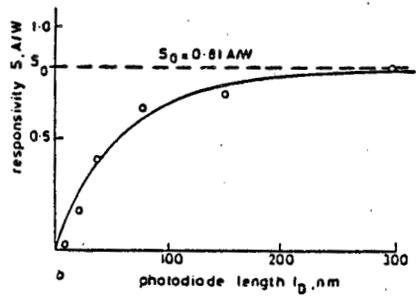
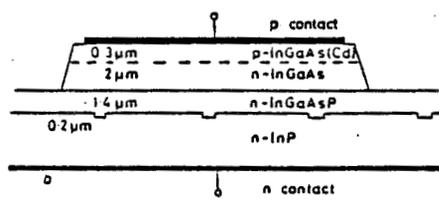


Fig. 1.33 : Photodiode PIN GaInAs intégrée sur guide GaInAsP/InP (HHI, Bornholdt et al. 1987).

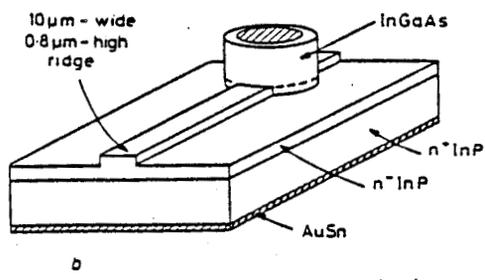
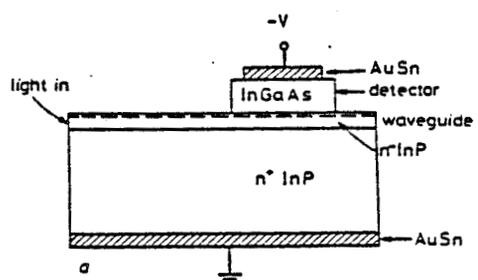


Fig. 1.34 : Photoconducteur GaInAs intégré sur guide  $n^-/n^+$  InP (AT&T Bell Labs, Chandrasekhar et al. 1987).

sur la couche guidante. Cette structure, schématisée Fig. 1.32, peut détecter une partie ou la totalité de la lumière guidée et permet donc d'obtenir un élément de contrôle ou un élément final. C'est pourquoi cette association paraît très intéressante.

Après avoir exposé les différentes structures, nous allons présenter l'Etat de l'Art des photodétecteurs en intégration monolithique sur guides optiques.

#### I.4.2) Etat de l'Art

Les premières réalisations d'un photodétecteur intégré monolithiquement à un guide optique ont été effectuées, en 1974, au Massachusetts Institute of Technology (*Stillman et al. 1974*). Il s'agissait alors d'une photodiode Schottky InGaAs intégrée en bout avec un guide optique  $n^-/n^+$  GaAs. Il fallut ensuite attendre plus de dix ans pour que ce composant suscite un regain d'intérêt. Cette renaissance a commencé avec la photodiode InGaAs éclairée par un guide optique via un miroir intégré, réalisée chez Siemens en 1985 (*Trommer 1985*). Depuis, des associations de plus en plus intégrées et performantes ont été réalisées dans différents laboratoires, notamment en utilisant la méthode de couplage par ondes évanescentes. Nous présentons ici succinctement les structures et principales performances obtenues (*Vinchant et al. ECOISA, invited paper, 1989*)

La première structure présentée (Fig. 1.33) est une photodiode PIN GaInAs intégrée sur guide optique GaInAsP/InP pour des applications à  $1.3 \mu\text{m}$ , fabriquée au Heinrich-Hertz-Institut (*Bornholdt et al. 1987*). Un coefficient d'absorption de  $0.07 \text{ dB}/\mu\text{m}$  est obtenu ainsi qu'un coefficient de réponse de  $0.81 \text{ A/W}$  à  $1.3 \mu\text{m}$  pour des détecteurs d'au moins  $300 \mu\text{m}$  de long.

Le second composant présenté (Fig. 1.34) est un photoconducteur GaInAs intégré sur un guide optique  $n^-/n^+$  InP, réalisé à AT&T Bell Laboratories (*Chandrasekhar et al. 1987*). Un rendement quantique de 49% pour un gain unité est obtenu à  $1.15 \mu\text{m}$ . 25 % de la lumière guidée est absorbée par le photoconducteur.

La structure, présentée Fig. 1.35, est une photodiode PIN GaInAs intégrée sur guide GaInAlAs/InP, fabriquée au CSELT (*Cinguino et al. 1987*). Un rendement quantique externe de 20% est obtenu à la longueur d'onde de  $1.55 \mu\text{m}$ .

La Fig. 1.36 présente l'intégration monolithique d'une photodiode PIN GaInAs et d'un guide optique GaInAsP/InP, réalisée au Laboratoire d'Electronique Philips (*Erman et al. 1988*). Un coefficient de réponse de  $0.8 \text{ A/W}$  est obtenu à  $1.06 \mu\text{m}$ .

La structure, présentée Fig. 1.37, est un photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM) GaAs/GaInAs intégré sur un guide optique GaInAsP/InP, réalisé à Bellcore (*Soole et al. 1988*). Le composant possède des électrodes en structure interdigitée dont les doigts, de largeur  $1 \mu\text{m}$ , sont espacés de  $3 \mu\text{m}$ . Nous montrons, Fig.

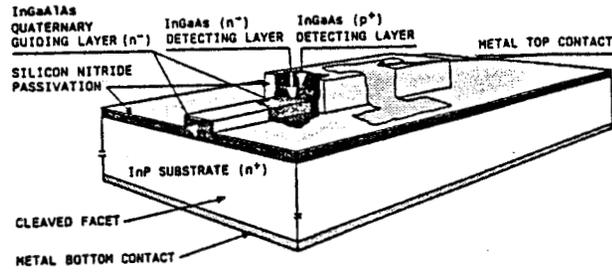


Fig. 1.35 : Photodiode PIN GaInAs intégrée sur guide InGaAlAs/InP (CSELT, Cinguino et al. 1987).

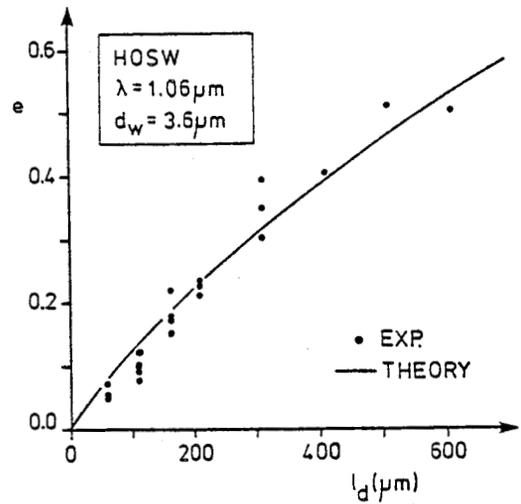
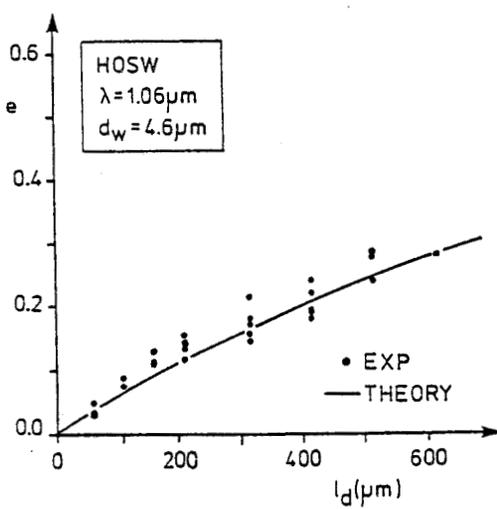
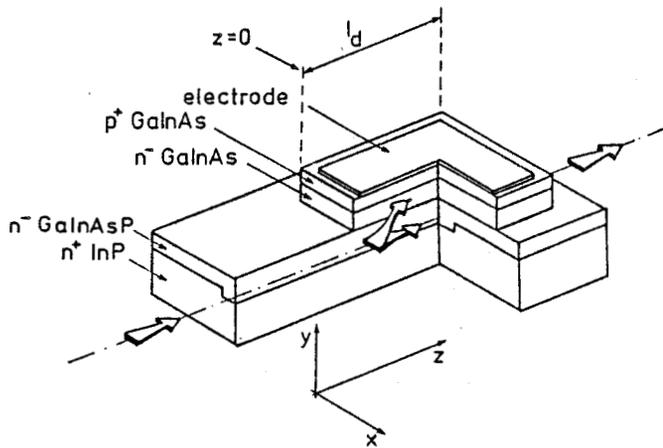


Fig. 1.36 : Photodiode PIN GaInAs intégrée sur guide GaInAsP/InP (LEP, Erman et al. 1988).

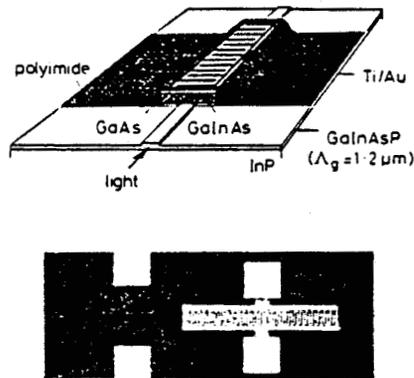
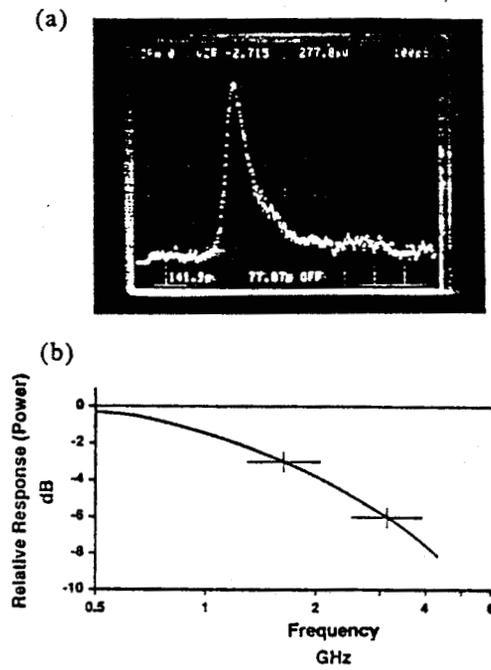


Fig. 1.37 : Photodétecteur MSM GaAs/GaInAs intégré sur guide GaInAsP/InP (Bellcore, Soole et al. 1988).



Soole and Schumacher, 1989.

**Bellcore**  
© Bell Communications Research

Fig. 1.38 : Performances dynamiques du dispositif de la Fig. 1.37.

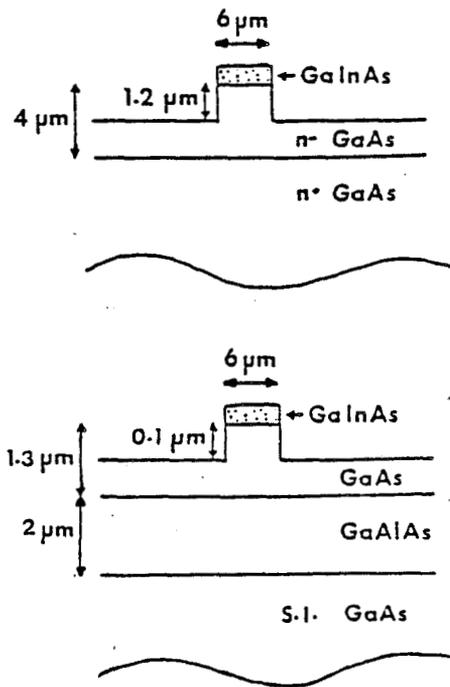


Fig. 1.39 : Photoconducteur GaInAs intégré sur guide  $n^-/n^+$  GaAs (CHS, Mallecot et al. 1987) ou sur guide GaAs/GaAlAs sur substrat GaAs semi-isolant (CHS, Mallecot et al. 1988).

1.38, la réponse dynamique du composant de laquelle est déduite une bande passante de 1.7 GHz.

Pour ce qui nous concerne, nous présentons, Fig. 1.39, deux photoconducteurs GaInAs intégrés soit sur un guide optique  $n^-/n^+$  GaAs, soit sur un guide optique GaAs/GaAlAs sur substrat GaAs semi-isolant, que nous avons fabriqué au laboratoire en 1987 pour le premier (*Mallecot et al. 1987*) et en 1988 pour le second (*Mallecot et al. 1988*). Le second composant ne nécessite qu'une longueur de 100  $\mu\text{m}$  de couche absorbante pour détecter 90% de la lumière guidée à 1.06  $\mu\text{m}$ . Nous reviendrons sur la conception, la réalisation et la caractérisation de ce composant au chapitre IV.

Pour terminer cet Etat de l'Art, nous pouvons citer quelques structures récentes plus complexes qui utilisent des photodétecteurs intégrés avec des guides optiques. Le premier exemple est un coupleur directionnel intégré pour des applications dans le domaine des longueurs d'onde 1.3-1.55  $\mu\text{m}$ , fabriqué à AT&T Bell Laboratories (*Chandrasekhar et al. 1988*). La seconde structure est une jonction Y intégrée avec des photodiodes en bout opérant à 1.55  $\mu\text{m}$ , réalisée au Heinrich-Hertz-Institut (*Döldissen et al. 1989*). Enfin, le troisième composant consiste en deux photodétecteurs balancés intégrés sur guides optiques pour les communications cohérentes à 1.3-1.55  $\mu\text{m}$ , fabriqué au Laboratoire d'Electronique Philips (*Riglet et al. 1989*).

## CONCLUSION

L'Etat de l'Art des photodétecteurs en intégration monolithiques sur guide optique montre l'intérêt considérable que suscite actuellement ce composant et dégage la nécessité de déterminer les paramètres qui régissent son comportement, afin d'optimiser les structures. Une modélisation de ce type de composant s'impose donc, et fait l'objet du second chapitre, pour le comportement optique, et du troisième chapitre, pour le comportement électronique. Enfin nous présenterons, au quatrième chapitre, la mise en oeuvre de cette modélisation et les performances que nous avons obtenues.

## BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- Adachi S., *J. Appl. Phys.*, 53(12), pp. 8775-8792 (1982)
- Adachi S., *J. Appl. Phys.*, 58(3), pp. R1-R29 (1985)
- Afromowitz, *Solid State Comm.*, 15, pp. 59-63 (1974)
- Andersson I. & Eng S.T., *Proc. 17th European Solid State Device Research Conf., Bologna, Italy (1987)*
- Augement J.H., Erman M., Auger J.M., Gamonal R. & Thijs P.J.A., *Electron. Lett.*, 25(10), pp. 628-629 (1989)
- Austin M.W. & Kemeny P.C., *Proc. European Conf. on Integrated Optics, Berlin, Germany (1985)*
- Bennett B.R. & Soref R.A., *IEEE J. Quantum Electron.*, 23(12), pp. 2159-2166 (1987)
- Bornholdt C., Doldissen W., Fiedler F., Kaiser R. & Kowalsky W., *Electron. Lett.*, 23(1), pp. 2-4 (1987)
- Bowers J.E., *Electron. Lett.*, 22, pp. 633-635 (1986)
- Broberg B. & Lindgren S., *J. Appl. Phys.*, 55(9), pp. 3376-3381 (1984)
- Burkhard H., Dinges H.W. & Kupal E., *J. Appl. Phys.*, 53(1); pp. 655-662 (1982)
- Carenco A., Hervé-Gruyer G., Menigaux L., Mircea A. & Ougazzaden A., *Proc. European Conf. on Integrated Optics, Paris, France (1989)*
- Chan W.K., Chang G.K., Bhat R., Schlotter N.E. & Nguyen C.K., *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 10(9), pp. 417-419 (1989)
- Chandrasekhar S., Campbell J.C., Dentai A.G. & Qua G.J., *Electron. Lett.*, 23(10), pp. 501-502 (1987)
- Chandrasekhar S., Campbell J.C., Storz F.G., Dentai A.G., Joyner C.H., Qua G.J. & Bridges T.J., *Electron. Lett.*, 24(18), pp. 1145-1146 (1988)
- Chen R. & Tsai C.S., *IEEE J. Quantum Electron.*, 23(12), pp. 2205-2208 (1987)
- Chung K.W. & Kwon Y.S., *Proc. 20th Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, Japan*, pp. 247-350 (1988)
- Cinguino P., Genova F., Rigo C., Cacciatore C. & Stano A., *Appl. Phys. Lett.*, 50(27), pp. 1515-1517 (1987)
- Decoster D., Vilcot J.P., Constant M., Ramdani J., Verrielle H. & Vanbremeersch J., *Electron. Lett.*, 22(4), pp. 193-195 (1986)
- Decoster D. & Vilcot J.P., *Proc. 19th European Solid State Device Research Conf., Berlin : Springer, invited paper*, pp. 329-342 (1989)
- Doldissen W., Fiedler F., Kaiser R. & Morl L., *Electron Lett.*, 25(1), pp. 35-37 (1989)

- Dow J.D. & Redfield R., Phys. Rev. B, 5, pp. 594-610 (1972)
- Erman M., Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VI (1986)
- Erman M., Vodjani N., Jarry P., Graziani D. & Pinhas H., IEEE J. Lightwave Technol., 4(10), pp. 1524-1532 (1986)
- Erman M., Jarry P., Augement H., Graver C., Auger J.M. & Laurent A., Proc. European Conf. on Integrated Optics, Paris, France (1989)
- Erman M., Proc. European Conf. on Optical Integrated Systems at Amsterdam, The Netherlands, invited paper, T1 (1989)
- Forrest S.R., Proc. IEEE, 75(11), pp. 1488-1497 (1987)
- Furuta H., Noda H. & Ihaya A., Appl. Optics, 13(2), pp. 322-326 (1974)
- Gee C.M., Thurmond G.D. & Yen H.W., Appl. Phys. Lett., 43(11), pp. 998-1000 (1983)
- Gouy J.P., Thèse de docteur de l'Université, Lille (1989)
- Gowar J., *Optical Communication System*, London: Prentice-Hall (1984)
- Hervé-Gruyer G., Proc. European Conf. on Integrated Optics, Paris, France (1989)
- Hill D.E., Phys. Rev. A, 133(3A), pp. 866-872 (1964)
- Hong W.P., Chang G.K. & Bhat R., IEEE Trans. on Electron. Dev., 36(4), pp. 659-661 (1989)
- Hosseini Therani A., Decoster D., Vilcot J.P. & Razeghi M., J. Appl. Phys., 64(4), pp. 2215-2218 (1988)
- Humphreys D.A., King R.J., Jenkins D. & Moseley A.J., Electron. Lett., 21(25/26), pp. 1187-1189 (1985)
- Hung W.Y., Chan H.P. & Chung P.S., Electron. Lett., 24(18), pp. 1184-1185 (1988)
- Hunsperger R.G., *Integrated Optics: Theory and Technology*, Berlin: Springer (1985)
- Ito M., Kumai T., Hanraguchi H., Makiuchi M., Nakai K. Wada O. & Sakurai T., Appl. Phys. Lett., 47(11), pp. 1129-1131 (1985)
- Ito M., Wada O., Nakai K. & Sakurai, IEEE Electron. Dev? Lett., 5(12), pp. 531-532 (1984)
- Ito M. & Wada O., IEEE J. Quantum Electron., 22(7), pp. 1073-1077 (1986)
- Jin R., Chuang C.L., Gibbs H.M., Koch S.W., Polky J.N. & Pubanz G.A., Appl. Phys Lett., 53(19), pp. 1791-1793 (1988)
- Kapon E. & Bhat R., Appl. Phys. Lett., 50(23) (1987)
- Kendall P.C., McIlroy P.W.A. & Stern M.S., Electron. Lett., 25(2), pp. 107-108 (1989)
- Kikuchi T., Ohno H. & Hasegawa H., Electron. Lett., 24(19), pp. 1208-1209 (1988)

- Koscielniak W.C., Pelouard J.L. & Littlejohn M.A., *Appl. Phys. Lett.*, 54(6), pp. 567-569 (1989)
- Lin S.H., Wang S.Y., Newton S.A. & Houng Y.M., *Electron. Lett.*, 21(14), pp. 597-598 (1985)
- Lin S.H., Wang S.Y. & Houng Y.M., *Electron. Lett.*, 22(18), pp. 934-935 (1986)
- Lozes-Dupuy F., Bonnefont S., Bensoussan A., Delort M., Vassilief G., Martinot H., Blondeau R., Krakowski M. & Rondi D., *Proc. European Conf. on Integrated Optics*, Paris, France (1989)
- Mallecot F., Vilcot J.P., Decoster D. & Razeghi M., *Proc. 17th European Solid State Device Research Conf.*, Bologna, Italy, pp. 955-958 (1987)
- Mallecot F., *Thèse de doctorat de l'université de Lille* (1988)
- Mallecot F., Vinchant J.F., Razeghi M., Vandermoere D., Vilcot J.P. & Decoster D., *Appl. Phys. Lett.*, 53(25), pp. 2522-2524 (1988)
- Mathieu H., *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques*, Paris: Masson (1984)
- Miller S.E., *Bell Syst. Techn.*, J 48, p. 2059 (1969)
- Morse J.D., Marielle R., Anderson G.D. & Dutton R.W., *IEEE Electron. Devices Lett.*, 10(1), pp. 7-10 (1989)
- Papuchon M., 9<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée, Lannion, France (1988)
- Pearsall T.P.(Ed.), *GaInAsP Alloy Semiconductors*, New-York: Wiley (1982)
- Ramdani J., Verrièle H., Decoster D., Constant M., Vanbremeersch J. & Razeghi M., *Appl. Phys. Lett.*, 49(4), pp. 215-217 (1986)
- Ramdani J., Decoster D., Vilcot J.P., Gouy J.P. & Razeghi M., *IEE Proc.*, Pt J, 136(1), pp. 83-87 (1989)
- Rangaraj M., Minakata M. & Kawakami S., *J. Lightwave Technol.*, 7(5), pp. 753-758 (1989)
- Razeghi M., *The MOCVD challenge Vol.1 : a survey of GaInAsP-InP for photonic and electronic applications*, Bristol : Adam Hilger (1989)
- Riglet P., Erman M., Chané J.P., Jarry P., Vingrief J.J., Martin B.G., Decoster D. & Gouy J.P., *Proc. 16th International Symposium on Gallium Arsenide and Related Compounds*, Karuizawa, Japan (1989)
- Rogers D.L., Woodall J.M., Petit G.D. & McInturff D., *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 9(10) pp. 515-517 (1988)
- Roth W., Schumacher H., Kluge J., Geelen H.J. & Beneking H., *IEEE Trans. on Electron. Dev.*, 32(6), pp. 1034-1036 (1985)
- Schumacher H., Narozny P., Werres C.H. & Beneking H., *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 7(1), pp. 26-27 (1986)

- Schumacher H., LeBlanc H.P., Soole J. & Bhat R., *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 9(11), pp. 607-609 (1988)
- Senior J., *Optical Fiber Communications: principle and practice*, London: Prentice-Hall (1985)
- Shibata J. & Kajiwara T., *Opt. & Quantum Electron.*, 20, pp. 363-371 (1988)
- Soole J.B.D., Schumacher H., Esagui R., Koza M.A. & Bhat R., *Electron. Lett.*, 24(24), pp. 1478-1480 (1988)
- Soole J.B.D., Schumacher H., LeBlanc H.P., Bhat R. & Koza M.A., *Appl. Phys. Lett.*, 55(8), pp. 729-731 (1989)
- Stillman G.E., Wolfe C.M. & Melngailis I., *Appl. Phys. Lett.*, 25(1), pp. 36-38 (1974)
- Sugeta T., Urisu T., Sakata S. & Mizushima Y., *Jpn J. Appl. Phys.*, 19(sup 19-1), pp. 459-464 (1980)
- Sze S.M., Coleman D.J., Loya J.R. & Loya A., *Solid State Electron.*, 14, pp. 1209-1218 (1971)
- Sze S.M., *Physics of Semiconductor Devices*, New-York: Wiley (1981)
- Tien P.K., *Rev. Modern Phys.*, 49(2), pp. 361- 420 (1977)
- Trommer R., *Electron. Lett.*, 21(9), pp. 382-383 (1985)
- Verrielle H., Maricot S., Constant M., Ramdani J. & Decoster D., *Electron. Lett.*, 21(19), pp. 878-879 (1985)
- Verrielle H., Lorriaux J.L., Legry P., Gouy J.P., Vilcot J.P. & Decoster D., *IEE Proc., Pt J*, 135(2), pp. 92-95 (1988)
- Vilcot 1 J.P., Vaterkowski J.L., Decoster D. & Constant M., *Electron. Lett.*, 20(2), pp. 86-88 (1984)
- Vilcot 2 J.P., Decoster D., Raczky L. & Constant M., *Electron. Lett.*, 20(7), pp. 274-275 (1984)
- Vinchant 1 J.F., Vilcot J.P, Gouy J.P., Aboulhouda S. & Decoster D., *Proc. European Conf. on Optical Integrated Systems at Amsterdam, The Netherlands, invited paper, D1* (1989)
- Vinchant 2 J.F., Vilcot J.P., Lorriaux J.L. & Decoster D., *Appl. Phys. Lett.*, 55(19), pp. 1966-1968 (1989)
- Wada O., *Opt. & Quantum Electron.*, 20, pp. 441-474 (1988)
- Wada O., Hamaguchi H., Le Beller L. & Boisrobert C.Y., *Electron. Lett.*, 24(25), pp. 1574-1575 (1988)
- Wada O., Nobuhara H., Hamaguchi H., Mikawa T., Tockeuchi A. & Fujii T., *Appl. Phys. Lett.*, 54(1) pp. 16-17 (1989)
- Wake D., Walling R.H., Henning I.D. & Parker D.G., *Electron. Lett.*, 25(15), pp. 967-969 (1989)

- Wakita K., Yoshikuni Y., Nakao M., Kawamura Y. & Asahi H., *Jpn J. Appl. Phys.*, 26(10), pp. 1626-1631 (1987)
- Walker R.G., *Electron. Lett.*, 21(13), pp. 581-583 (1985)
- Walker R.G., Shephard H.E. & Bradley R.R., *Electron. Lett.*, 23(8), pp. 362-363 (1987)
- Walker R.G., *J. Lightwave Technol.*, 5(10), pp. 1444-1453 (1987)
- Walker R.G., *Appl. Phys. Lett.*, 54(17), pp. 1613-1615 (1989)
- Wang S.Y. & Bloom D.M., *Electron. Lett.*, 19, pp. 554 (1983)
- Wang S.Y., Lin S.H. & Houng Y.M., *Appl. Phys. Lett.*, 51(2), pp. 83-85 (1987)
- Ward L., *The optical constants of bulk materials and films*, Bristol : Adam Hilger (1988)
- Wei C.J., Klein H.J. & Beneking H., *Electron. Lett.*, 17(19), pp. 688-690 (1981)
- Wilson J. & Hawkes J.F.B., *Optoelectronics: an Introduction*, London: Prentice-Hall (1983)
- Wlodarczyk M.T., *J. Opt. Soc. Am. A*, 5(3), pp. 387-396 (1988)
- Yang L., Subdo A.S. & Tsang W.T., *Electron. Lett.*, 25(22), pp. 1479-1481 (1989)
- Yariv A., *Optical Electronics*, New-York: Holt,Rinehart and Wiston Inc. (1985)

**CHAPITRE II**  
**MODELISATION OPTIQUE D'UN PHOTODETECTEUR INTEGRE A**  
**UN GUIDE OPTIQUE.**



## INTRODUCTION

Dans ce second chapitre, Après avoir exposé les équations de base, nous présenterons une modélisation simple des phénomènes de couplage optique pour un photodétecteur intégré sur un guide optique, dont la technique de couplage se fait par ondes évanescentes. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre précédent, une telle structure, fondée sur l'absorption de la lumière guidée par une couche absorbante déposée sur le guide optique, permet de prélever une partie ou la quasi-totalité de la lumière et semble donc très intéressante. De plus, le problème posé à l'issue de l'Etat de l'Art présenté à la fin du chapitre précédent, est de savoir comment obtenir une forte efficacité de couplage (coupling efficiency) et ceci à l'aide d'une structure compacte. Comment optimiser une telle structure ? Des études théoriques, sur ce type de composant, ont été développées en utilisant des méthodes complexes et assez lourdes, telle la méthode du faisceau propagé ou BPM (*Erman et al. 1988*). Il s'agit, dans ce chapitre, de présenter une modélisation simple qui ne nécessite qu'un temps de calcul très court sur microordinateur et qui, cependant, nous donnera d'excellents résultats pour les structures étudiées. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une discussion sur les résultats obtenus et les phénomènes que nous avons mis en évidence grâce à ce modèle.

### II.1. STRUCTURE ETUDIEE

La structure, présentée Fig. 2.1, nous permet d'étudier l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique en analysant l'effet d'une couche absorbante sur la constante de propagation de la lumière dans un guide optique. Dans le cadre du modèle proposé, la structure guidante est un guide optique à homojonction ou à simple hétérojonction, recouvert de façon localisée d'une couche absorbante. Nous considérons que le guide optique est plan et nous utiliserons la méthode des indices effectifs pour tenir compte du confinement latéral de la lumière (*Hunsperger 1985*). Afin d'étudier la perturbation d'électrodes métalliques déposées sur un guide optique ou les pertes de propagation dans les guides optiques, des modèles '3 couches' ont déjà été développés selon la technique que nous présentons ci-dessous (*Kaminow et al. 1974, Miyanaga et al. 1987*). Cependant, pour étudier la structure précédente, nous devons considérer ici un modèle '4 couches' (*Vinchant et al. 1988, Vinchant 1 et al. 1989, Vinchant 2 et al. 1989*). La structure de la Fig. 2.1 est donc constituée d'un superstrat (généralement l'air), d'une couche d'épaisseur  $D_1$  (la couche

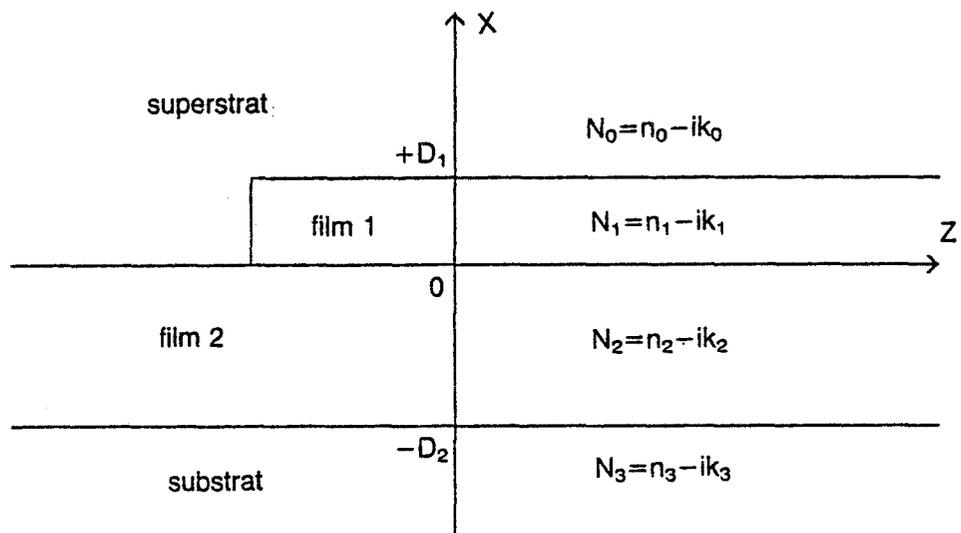


Fig. 2.1 : Structure du modèle 4 couches avec les indices de réfraction complexes.

absorbante), d'une seconde couche d'épaisseur  $D_2$  (la couche guidante) et d'un substrat. Néanmoins, pour garder la généralité du problème, nous considérons que l'indice de réfraction  $N_p$  de chacune des couches est complexe et s'écrit :

$$N_p = n_p - ik_p \quad (p = 0,1,2,3) \quad (80)$$

où  $n_p$  est l'indice de réfraction réel et  $k_p$ , le coefficient d'extinction du matériau constituant la couche  $p$ .

Nous choisissons un système d'axes orthonormé  $(O,x,y,z)$ , comme indiqué sur la Fig. 2.1. Dans ce système, le guide optique plan est uniforme selon l'axe  $Oy$  ( $\delta/\delta y = 0$ ) et la propagation s'effectue selon l'axe  $Oz$ .

## II.2. EXPRESSIONS DU CHAMP ET EQUATION TRANSCENDANTE

Pour la structure précédente et dans le cas de la propagation d'une onde lumineuse monochromatique selon l'axe  $Oz$ , les seules composantes non évanescentes du champ électromagnétique sont  $(E_y, H_x, H_z)$  pour les ondes TE et  $(H_y, E_x, E_z)$  pour les ondes TM.

### II.2.1) Cas des ondes TE

Nous considérons, dans ce paragraphe, le cas des ondes transverses électriques (TE). Comme nous l'avons montré au chapitre I dans le paragraphe I.3.1 a), l'équation d'onde peut se mettre sous la forme :

$$\delta^2 \bar{E} / \delta x^2 + \delta^2 \bar{E} / \delta y^2 + \delta^2 \bar{E} / \delta z^2 + k^2 N_p^2 \bar{E} = \bar{0} \quad (81)$$

dans chaque couche  $p$  de la structure, où  $\bar{E}(E_x, E_y, E_z)$  est le champ électrique et  $k$ , la constante de propagation de l'onde lumineuse monochromatique dans le vide.

Etant donné que, pour les ondes TE, les composantes  $E_x$  et  $E_z$  sont nulles et que, pour la structure étudiée,  $\delta/\delta y$  l'est également, cette équation devient :

$$\delta^2 E_y / \delta x^2 + \delta^2 E_y / \delta z^2 + k^2 N_p^2 E_y = 0 \quad (82)$$

où  $E_y(x,y,z)$  représente le champ électrique transverse.

De plus, si nous considérons la propagation, selon l'axe  $Oz$ , d'une onde lumineuse monochromatique plane uniforme selon  $Oy$ , le champ électrique s'exprime par :

$$E_y(x,y,z) = E_y(x) \exp(-i\beta z) \quad (83)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation de l'onde lumineuse dans la structure.

L'équation (82) s'écrit alors dans chaque couche  $p$  :

$$d^2E_y/dx^2 + (k^2N_p^2 - \beta^2)E_y = 0 \quad (84)$$

Ces équations admettent des solutions exponentielles complexes et, en appliquant les conditions de continuité aux interfaces  $x=D_1$ ,  $x=0$  et  $x=-D_2$ , permettent d'obtenir l'expression du champ électrique  $E_{y,p}(x)$  dans chaque couche. L'obtention de ces expressions est décrite en Annexe 1. Pour les ondes TE,  $E_{y,p}(x)$  s'exprime de la façon suivante :

$$E_{y,0}(x) = A \exp[-kG(x-D_1)], \text{ pour } D_1 < x < +\infty \quad (85a)$$

$$E_{y,1}(x) = A [\cos(kH(x-D_1)) - (G/H)\sin(kH(x-D_1))], \text{ pour } 0 < x < D_1 \quad (85b)$$

$$E_{y,2}(x) = A \{ [\cos(kHD_1) + (G/H)\sin(kHD_1)]\cos(kKx) + [(H/K)\sin(kHD_1) - (G/K)\cos(kHD_1)]\sin(kKx) \}, \text{ pour } -D_2 < x < 0 \quad (85c)$$

$$E_{y,3}(x) = E_{y,2}(-D_2) \exp[kT(x+D_2)], \text{ pour } -\infty < x < -D_2 \quad (85d)$$

Pour tenir compte de la dépendance temporelle de l'onde se propageant dans le sens des  $z$  positifs, les équations (85) doivent être multipliées par le facteur  $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ . Dans ces expressions,  $k$  est la constante de propagation de l'onde lumineuse dans le vide :

$$k = \omega/c = 2\pi/\lambda \quad (86)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide.

Les autres paramètres, complexes d'après la nature des équations, sont définis de la façon suivante :

$$G^2 = (\beta/k)^2 - N_0^2 \quad (87a)$$

$$H^2 = N_1^2 - (\beta/k)^2 \quad (87b)$$

$$K^2 = N_2^2 - (\beta/k)^2 \quad (87c)$$

$$T^2 = (\beta/k)^2 - N_3^2 \quad (87d)$$

et sont obtenus d'Après la forme des solutions choisies, dans chaque couche, lors du calcul des expressions du champ électrique (voir Annexe 1).

Etant donnée la nature des équations, la constante de propagation  $\beta$  de chaque mode, pour la structure, est complexe :

$$\beta = \beta' - i\beta'' \quad (88)$$

Les solutions sont déterminées par les conditions de continuité, développées en Annexe 1, qui conduisent à l'équation transcendante :

$$\tan(kKD_2) = [(T/K) + (G/K) + \{(TG/HK) - (H/K)\}\tan(kHD_1)] / [1 - (TG/K^2) + \{(G/H) + (TH/K^2)\}\tan(kHD_1)] \quad (89)$$

Les seules solutions physiques sont telles que  $\beta'' > 0$  afin d'assurer que le champ  $E_y$  tende vers 0 quand  $z$  devient infini. Cette condition est due au terme  $\exp[i(\omega t - \beta z)]$ .

La puissance modale  $P$  est normalisée d'après l'expression :

$$P = 1/2 \operatorname{Re}[(\beta^* / \omega \mu_0) \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx] \quad (90)$$

où l'astérisque signifie le complexe conjugué et  $\mu_0$  est la perméabilité du vide. Cette équation permet d'obtenir le coefficient de normalisation  $A$  qui intervient dans les expressions du champ électrique.

Le problème posé est donc de résoudre l'équation transcendante (89) afin de déterminer les valeurs possibles de la constante de propagation  $\beta$  ou de l'indice effectif complexe  $\beta/k$  pour la structure en fonction des différents paramètres. Aussi, une écriture plus intéressante de l'équation (89) à résoudre peut être obtenue en utilisant les identités trigonométriques de la fonction Arctangente (voir Annexe 1). L'équation (89) s'écrit alors :

$$kD_2 = (1/K)[(m_2 + 1)\pi - \arctan(K/T) - \arctan\{(K/G)(1 + (G/H)\tan(kHD_1)) / (1 - (H/G)\tan(kHD_1))\}] \quad (91a)$$

où  $m_2$  définit l'ordre des modes de propagation dans la structure avec, pour couche guidante, la couche d'épaisseur  $D_2$ .

L'équation (89) peut également se mettre sous la forme :

$$kD_1 = (1/H)[(m_1 + 1)\pi - \arctan(H/G) - \arctan\{(H/T)(1 + (T/K)\tan(kKD_2)) / (1 - (K/T)\tan(kKD_2))\}] \quad (91b)$$

où  $m_1$  définit l'ordre des modes qui peuvent se propager dans la structure avec, pour couche guidante, la couche d'épaisseur  $D_1$ . Cette situation peut se produire lorsque l'indice de réfraction réel de la couche d'épaisseur  $D_1$  est supérieur à celui de la couche d'épaisseur  $D_2$ . Comme nous le verrons ultérieurement, cette condition est réalisée dans le cas d'une couche absorbante déposée sur le guide optique. C'est pourquoi, dans une telle étude, la structure peut être décrite, en terme de propagation, par le couple d'entiers  $(m_1, m_2)$ . L'existence ou non de ces modes est caractérisée par leur épaisseur de

coupure, épaisseur de la couche guidante au dessous de laquelle le mode ne peut se propager dans la structure.

### II.2.2) Cas des ondes TM

Nous pouvons appliquer les mêmes considérations que précédemment pour l'étude des ondes transverses magnétiques (TM). Cependant, il s'agit de remplacer le champ électrique  $E_y(x)$  par le champ magnétique  $H_y(x)$ , dont les expressions sont déterminées en appliquant les conditions de continuité aux interfaces  $x=D_1$ ,  $x=0$  et  $x=-D_2$ . Les expressions de  $H_{y,p}(x)$  ainsi que l'équation transcendante s'obtient par une transformation simple du cas des ondes TE : il suffit de remplacer les rapports qui interviennent dans les équations et uniquement ces rapports de la façon suivante :

$K/T$  est remplacé par  $(N_3^2/N_2^2) K/T$

$H/G$  est remplacé par  $(N_0^2/N_1^2) H/G$

$H/T$  est remplacé par  $(N_3^2/N_1^2) H/T$

$K/G$  est remplacé par  $(N_0^2/N_2^2) K/G$

Les équations ainsi obtenues sont données en Annexe 1. Les conclusions données pour les ondes TE, quant aux différentes solutions modales données, s'appliquent également dans le cas des ondes TM.

### II.2.3) Confinement latéral

Le modèle, que nous venons de présenter, considère que la structure guidante est plane. Afin de tenir compte du confinement latéral, d'une structure guide en arête par exemple, nous utilisons la méthode des indices effectifs (*Hunsperger 1985*). Si nous prenons le cas d'un guide optique en arête, nous calculons donc la constante de propagation des guides plans latéraux, puis la constante de propagation de la structure guidante plane, sous l'arête, et enfin nous calculons, en utilisant le même modèle, la constante de propagation du système guide plan latéral/structure plane sous l'arête/guide plan latéral.

## II.3 LE LOGICIEL SYMPHONIE

Nous venons de présenter les équations à résoudre pour obtenir les solutions complexes de la constante de propagation  $\beta$ , c'est à dire les couples de réels  $(\beta', \beta'')$ . Ces équations (91a) et (91b) sont résolues par la méthode de Newton-Raphson qui requiert plusieurs itérations dans le plan complexe (*Nougier 1987*). Cette méthode,

décrite en Annexe 2, n'est certainement pas la plus efficace mais elle possède l'avantage d'être la plus simple et la plus rapide.

Avant de présenter les résultats obtenus notamment pour des photodétecteurs intégrés à des guides optiques, nous allons présenter le logiciel de simulation que nous avons entièrement développé et que nous avons baptisé SYMPHONIE (SIMulation de PHOtodétecteurs intégrés sur guide optique).

### II.3.1) Simulations possibles

Le logiciel SYMPHONIE, développé en Turbo Pascal version 4, effectue le calcul de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice effectif  $B/k$ , pour un mode donné, à partir des paramètres de structure que sont les indices de réfraction complexes et les épaisseurs des couches. La convergence de ce calcul nécessite moins d'une dizaine d'itérations, dans la plupart des cas, soit un temps de calcul de quelques secondes sur un microordinateur compatible AT. A partir de ces données, le logiciel permet la représentation du champ à l'intérieur de la structure : partie réelle, partie imaginaire, module et phase ou surface d'onde, ce qui apporte une visualisation du comportement de la structure. De plus, d'après la relation de normalisation (90), la distribution de puissance lumineuse étant proportionnelle au module du champ au carré, le module du champ nous décrit le comportement en puissance lumineuse de la structure.

Le calcul de la constante de propagation peut se faire en fonction des paramètres que sont l'épaisseur  $D_2$  de la couche guidante ou l'épaisseur  $D_1$  de la couche superficielle. Ce calcul permet, en quelques minutes, d'obtenir l'indice effectif ( $B'/k$ ) ou le coefficient d'absorption  $\alpha$  de la structure en fonction de ces paramètres. Le coefficient d'absorption est relié à la partie imaginaire de la constante de propagation par la relation :

$$\alpha = 2B'' = (4\pi/\lambda) (B''/k) \quad (92)$$

Le logiciel permet de calculer les pertes de propagation dues aux porteurs libres provenant du dopage résiduel de la couche guidante et/ou du dopage du substrat dans le cadre de structure à homojonction.

Nous pouvons également évaluer les pertes de radiation dans le substrat en fonction de l'épaisseur d'une couche d'isolation optique placée entre la couche guidante et le substrat. Cette isolation est nécessaire lorsque l'indice de réfraction réel de la couche guidante est égal, voire inférieur, à celui du substrat.

Dans le cas d'un photodétecteur en intégration monolithique sur guide optique utilisant la technique de couplage par ondes évanescentes, le logiciel permet le calcul du

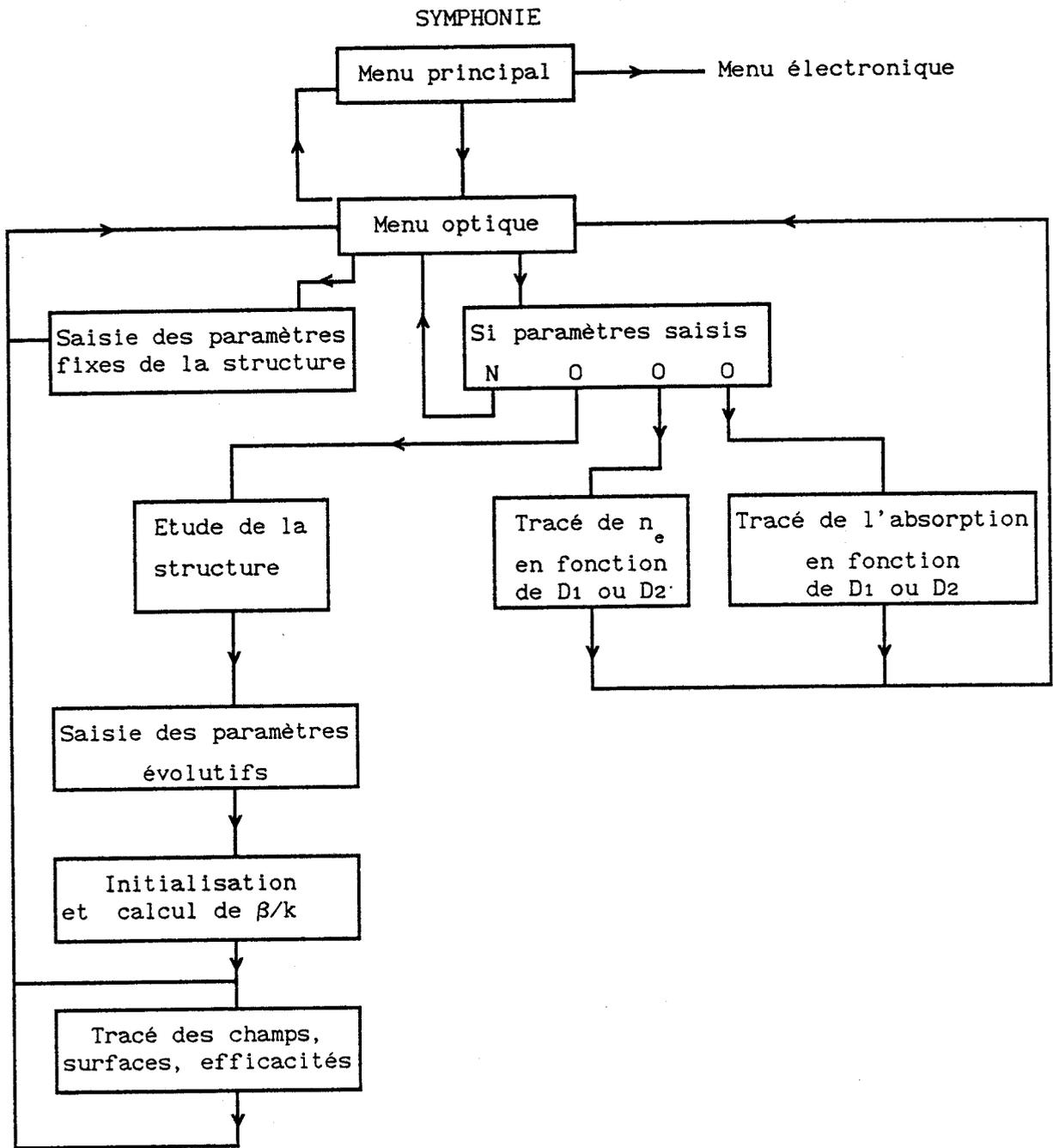


Fig. 2.2 : Organigramme du logiciel SYMPHONIE (partie optique).

coefficient d'absorption de la lumière guidée par une couche absorbante déposée sur le guide optique. Aussi, nous pouvons obtenir l'efficacité de couplage en fonction de la longueur de la couche absorbante et donc la choisir en fonction de l'application désirée.

Enfin, le logiciel permet d'obtenir la distribution de puissance lumineuse dans une structure bidimensionnelle en utilisant la méthode des indices effectifs. Cette étude permet ainsi de pondérer les résultats précédents obtenus en considérant un guide optique plan.

L'ensemble de ces simulations constitue la partie optique du logiciel SYMPHONIE. En fait, ce logiciel est pourvu de simulations du comportement électronique qui seront décrites au chapitre III.

### II.3.2) Organigramme de la simulation optique

L'organigramme du logiciel SYMPHONIE pour la simulation optique est donné Fig. 2.2. Des compléments d'information concernant la mise en page et les structures informatiques utilisées sont donnés en Annexe 3.

## II.4. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Après avoir présenté le modèle théorique et le logiciel SYMPHONIE, nous allons exposer les principaux résultats que nous avons obtenu à l'aide de cette modélisation optique. Nous présenterons le comportement des guides optiques à homojonction et hétérojonction, nous discuterons des pertes optiques dues à l'utilisation de substrats dopés et dues à des électrodes métalliques déposées sur un guide optique, perturbations rencontrées dans le cas des modulateurs électrooptiques. Enfin, nous décrirons le comportement d'un photodétecteur en intégration monolithique sur guide optique et nous discuterons des phénomènes nouveaux que nous avons mis en évidence pour ce type de structure, tel le comportement oscillatoire du coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante déposée sur le guide optique.

### II.4.1) Etude du guide optique

Nous considérons, dans ce paragraphe, quelques exemples illustrant les principales structures de guides optiques que nous avons déjà décrites au paragraphe I.3.1) du chapitre précédent. Les structures utilisées en Optique Intégrée sont monomodes mais nous présenterons quelques résultats pour des structures multimodes et des modes non guidés. Nous traiterons le cas des ondes TE, les ondes TM pouvant s'étudier de manière analogue. Nous considérons que les guides optiques sont sans

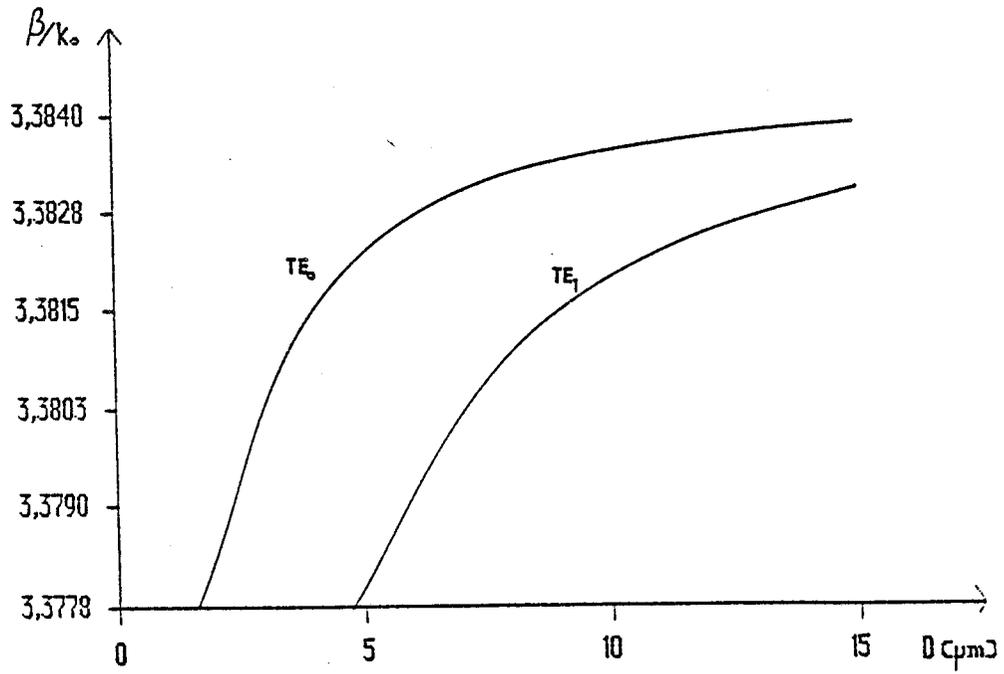


Fig. 2.3 : Evolution de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche guidante d'un guide  $n^-/n^+$  GaAs (substrat dopé  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), à la longueur d'onde  $1.3 \mu\text{m}$ .

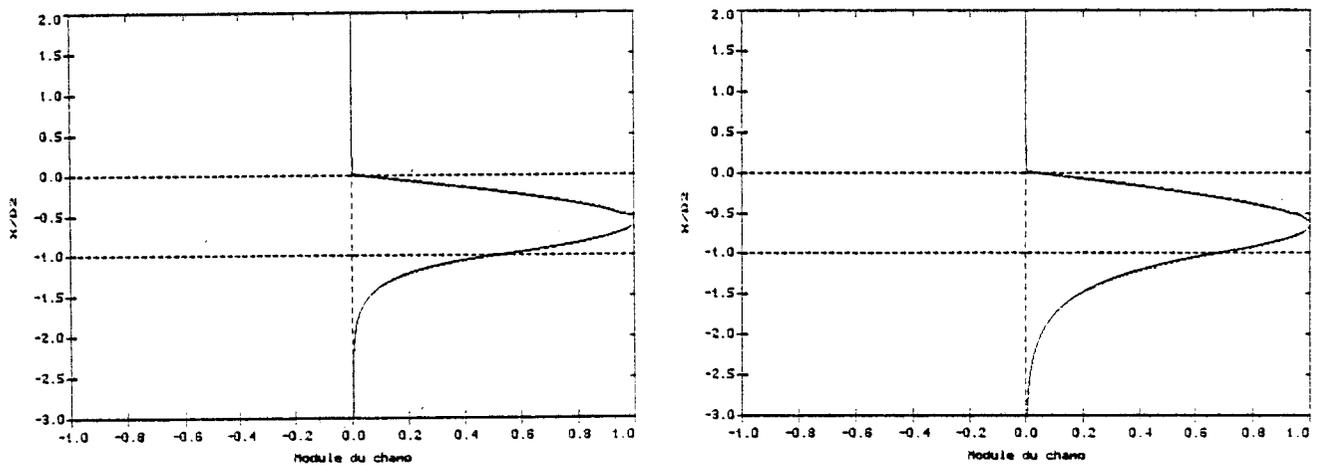


Fig. 2.4 : Profils de champ électrique dans un guide  $n^-/n^+$  GaAs pour différentes épaisseurs de couche guidante ( $D_2 = 5$  et  $3.5 \mu\text{m}$ ).

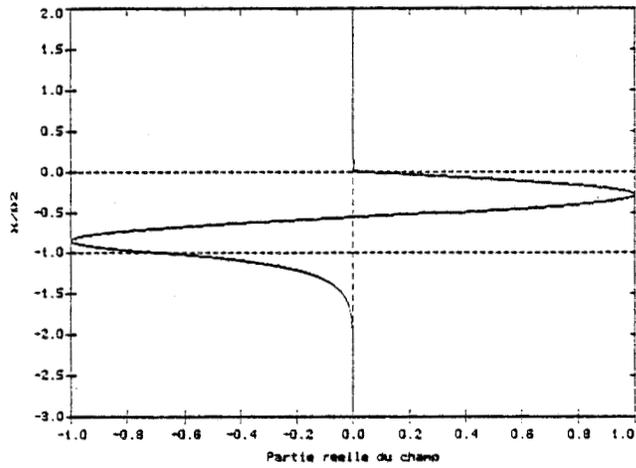


Fig. 2.5 : Profil de champ électrique dans un guide  $n^-/n^+$  GaAs multimode ( $D_2 = 8 \mu\text{m}$ , bimode).

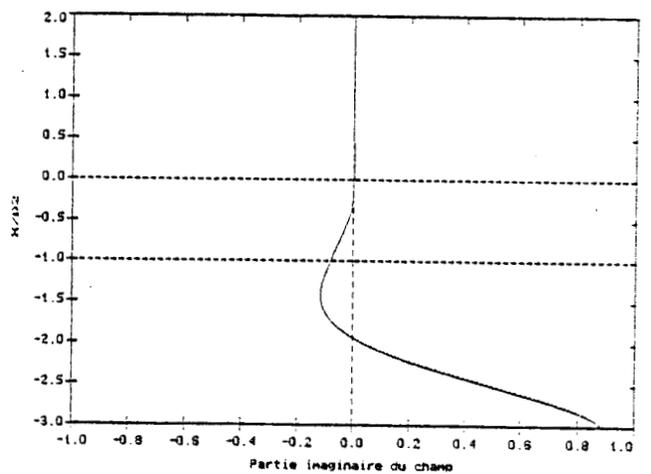
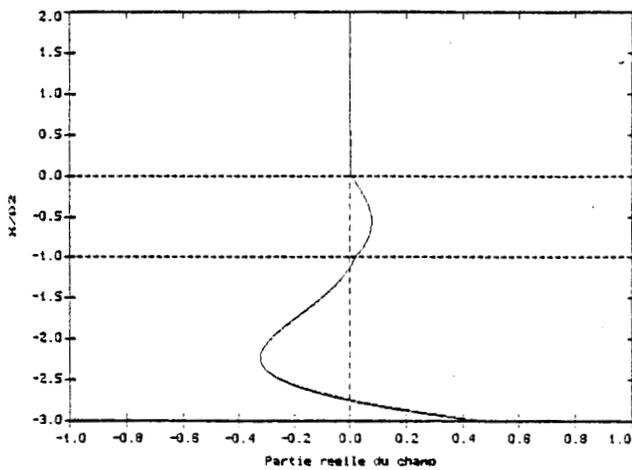
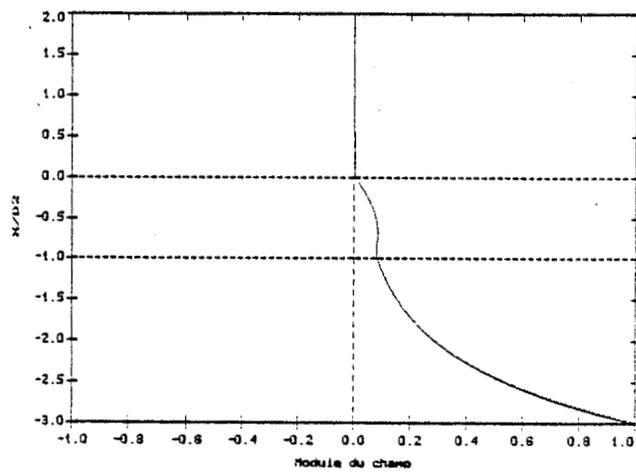


Fig. 2.6 : Profils de champ électrique (module, parties réelle et imaginaire) pour un mode de substrat. L'existence d'une partie imaginaire traduit les pertes.

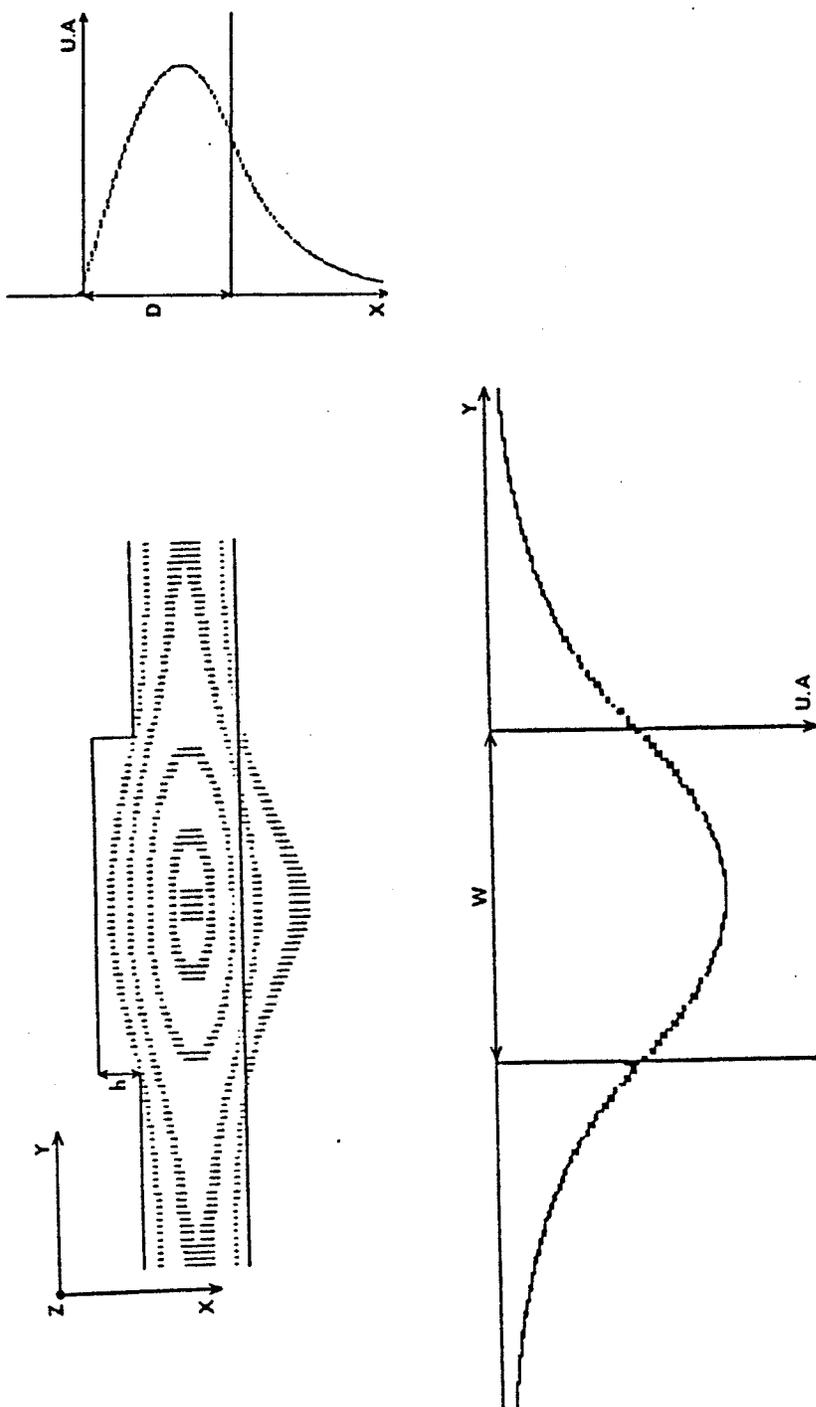


Fig. 2.7 : Distribution de puissance lumineuse sous l'arête ( $W = 6 \mu\text{m}$ ,  $h = 1 \mu\text{m}$ ) d'un guide  $n/n^+$  GaAs ( $D_2 = 3.5 \mu\text{m}$ ).

perdes, c'est à dire que les indices de réfraction des différentes couches sont réels. Nous tiendrons compte de l'atténuation dans le paragraphe suivant.

L'un des paramètres caractéristiques des guides optiques est le facteur de confinement qui s'exprime pour les ondes TE par :

$$\Gamma = \frac{\int_{-D_2}^0 |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_y(x)|^2 dx} \quad (93)$$

Ce facteur, compris entre 0 et 1, définit le rapport de la puissance lumineuse dans la couche guidante à la puissance lumineuse totale guidée. Comme nous le verrons ultérieurement, il sera intéressant d'utiliser des structures ayant un fort confinement ( $\Gamma$  très proche de l'unité).

D'autres paramètres caractéristiques des guides optiques sont les épaisseurs de coupures des modes guidés dans la structure. L'épaisseur de coupure, pour le mode guidé d'ordre  $m$ , est donnée dans le cas des ondes TE par (Hunsperger 1985):

$$D_{2c} = 1/k (n_2^2 - n_3^2)^{-1/2} [m\pi + \arctan\{(n_3^2 - n_0^2)/(n_2^2 - n_3^2)\}^{1/2}] \quad (94)$$

Dans le cas d'une structure monomode, il s'agira de choisir une épaisseur  $D_2$  de la couche guidante qui soit supérieure à l'épaisseur de coupure du mode fondamental ( $m=0$ ) et inférieure à l'épaisseur de coupure du mode d'ordre 1.

### a) Le guide optique à homojonction

Deux types de guide optique à homojonction ont été présentés au chapitre I : les guides  $n^-/n^+$  GaAs et  $n^-/n^+$  InP qui opèrent pour les longueurs d'onde de 1.3 et 1.55  $\mu\text{m}$ . Nous prenons comme exemple le guide  $n^-/n^+$  GaAs.

Comme nous l'avons montré au paragraphe I.1.2 c) du chapitre I, les porteurs libres diminuent l'indice de réfraction : cet effet est suffisant pour assurer le confinement de la lumière dans une structure à homojonction. La Fig. 2.3 présente la variation de l'indice effectif d'un guide optique  $n^-/n^+$  GaAs, pour les modes 0 et 1, en fonction de l'épaisseur de la couche guidante à la longueur de 1.06  $\mu\text{m}$ . Les épaisseurs de coupure obtenues à l'aide de notre modèle correspondent aux valeurs calculées à l'aide de l'équation (94).

La Fig. 2.4 montre les profils du champ électrique pour des épaisseurs différentes de la couche guidante dans le cas d'une structure monomode. Les Fig. 2.5 et 2.6 montrent les solutions obtenues dans le cas de guides multimodes ou de mode de substrat.

Nous présentons, Fig. 2.7, la distribution de puissance lumineuse sous une arête réalisée sur le guide optique  $n^-/n^+$  GaAs pour une structure monomode.

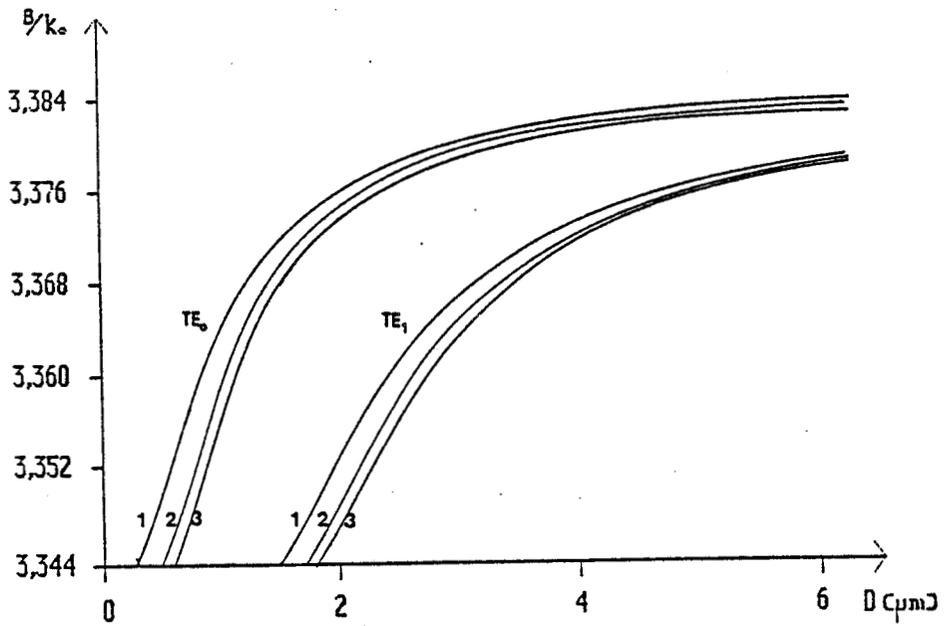


Fig. 2.8 : Evolution de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche guidante d'un guide GaAs/GaAlAs (10% d'Al), à la longueur d'onde  $1.3 \mu\text{m}$ .

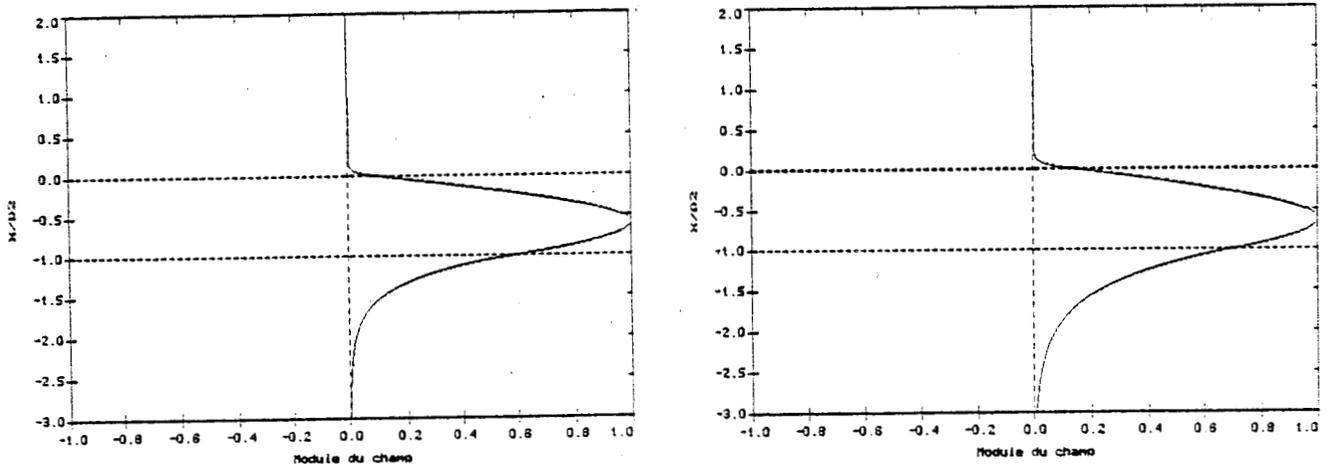


Fig. 2.9 : Profils de champ électrique dans un guide GaAs/GaAlAs (10% d'Al) pour différentes épaisseurs de couche guidante ( $D_2 = 1.3$  et  $1 \mu\text{m}$ ).

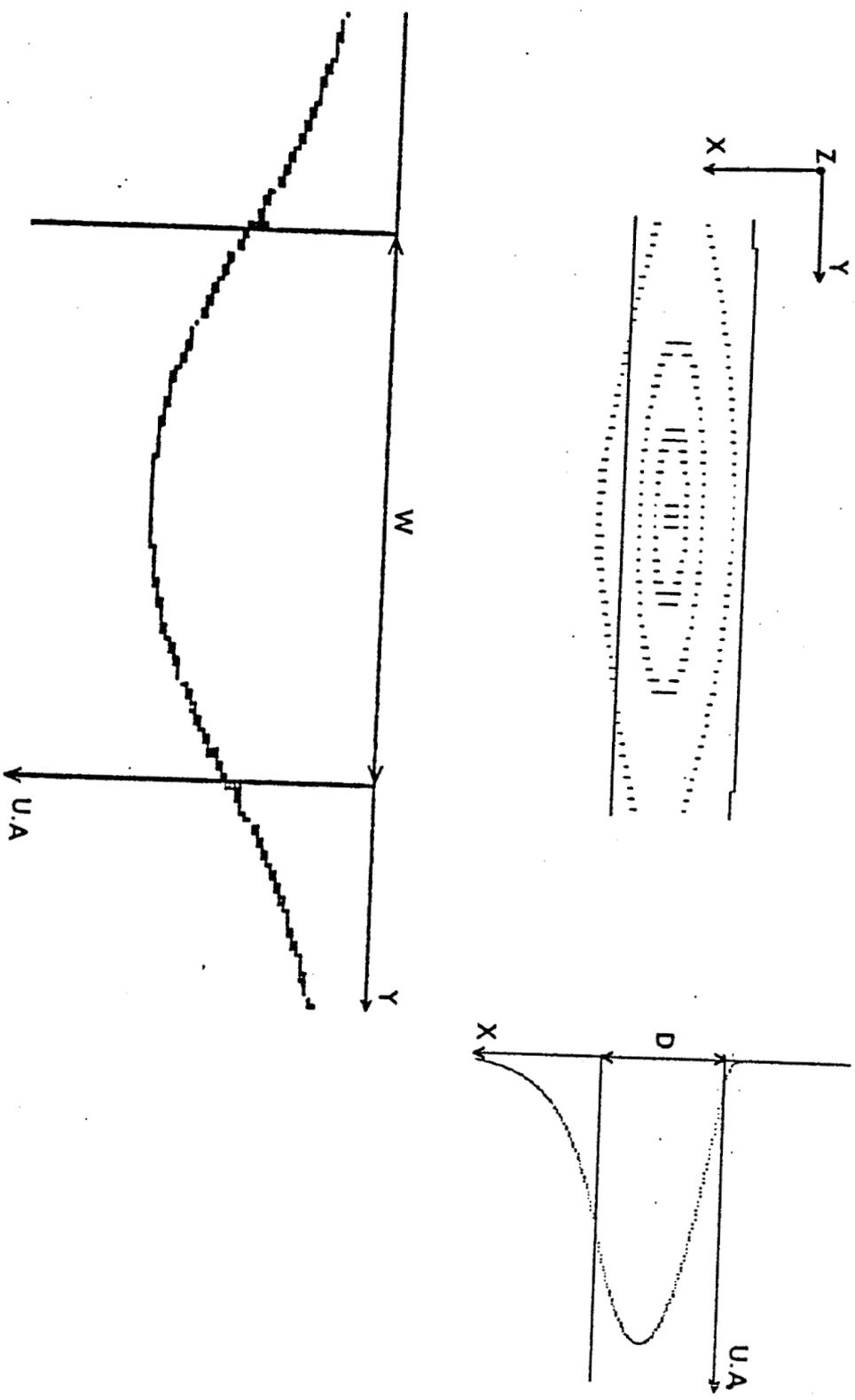


Fig. 2.10 : Distribution de puissance lumineuse sous l'arête ( $W = 6 \mu\text{m}$ ,  $h = 0.1 \mu\text{m}$ ) d'un guide GaAs/GaAlAs (10% d'Al,  $D_2 = 1.3 \mu\text{m}$ ).

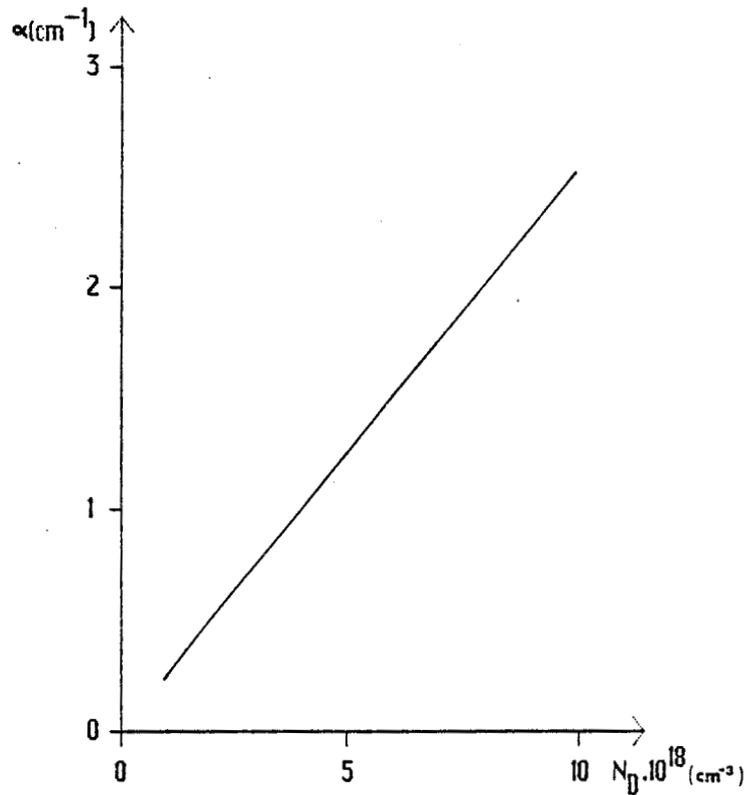


Fig. 2.11 : Absorption due aux porteurs libres du substrat  $n^+$  d'un guide optique  $n^-/n^+$  GaAs.

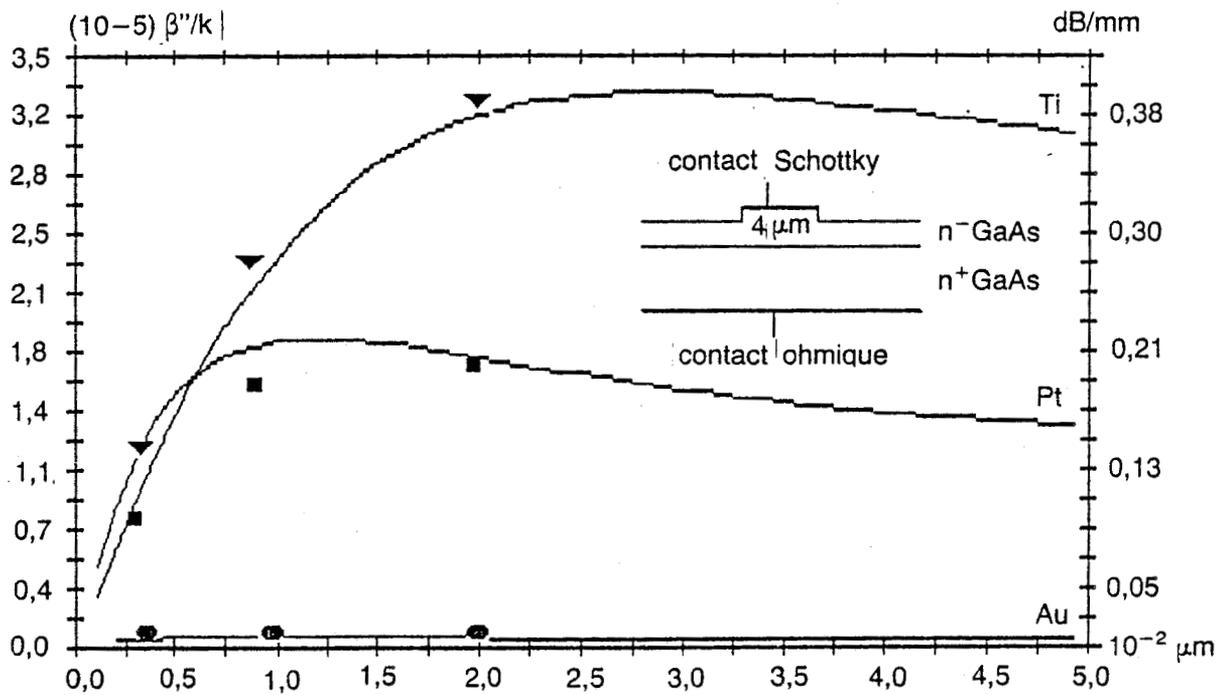


Fig. 2.12 : Absorption due aux électrodes métalliques déposées sur un guide optique  $n^-/n^+$  GaAs. Nos valeurs calculées (-) comparées aux résultats expérimentaux ( $\blacktriangledown$ ) pour le titane, ( $\blacksquare$ ) pour le platine et ( $\bullet$ ) pour l'or.

### **b) Le guide optique à hétérojonction**

Nous présentons, comme exemple, le guide optique GaAs/Ga<sub>0,9</sub>Al<sub>0,1</sub>As à la longueur d'onde de 1.3 μm. D'après la Fig. 2.8, les épaisseurs de couche guidante, conduisant à une structure monomode, sont beaucoup plus fines que dans le cas de structure à homojonction. De plus, étant donné l'écart d'indice plus important entre les matériaux, un guide à hétérojonction possède un meilleur facteur de confinement, comme le montre la Fig. 2.9.

La Fig. 2.10 montre également que le confinement latéral d'une structure bidimensionnelle est plus important.

#### **II.4.2) Etude des pertes optiques dues aux porteurs libres**

Les pertes optiques dues aux porteurs libres dans les guides optiques sont liées à l'augmentation du coefficient d'absorption qu'ils provoquent. Nous avons déterminé les expressions du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et du dopage au paragraphe I.1.2 c) du chapitre précédent. Lorsqu'une structure à hétérojonction est utilisée, les couches épitaxiées sont généralement non intentionnellement dopées et, par conséquent, les pertes optiques dues aux porteurs libres peuvent être négligées. Par contre, dans le cas d'une structure à homojonction, le niveau de dopage de la couche guidante n<sup>-</sup> est très faible, mais celui de substrat n<sup>+</sup> est important. Nous pouvons négliger l'effet dû au dopage résiduel de la couche guidante, et, si nous négligeons également les imperfections de la structure, telle la rugosité des parois, pour un guide en arête, qui sont responsables des pertes par diffusion, les pertes optiques d'une structure à homojonction sont dominées par l'absorption due aux porteurs libres du substrat.

La Fig. 2.11 présente le coefficient d'absorption dû aux porteurs libres, calculé par notre modèle, pour un guide optique n<sup>-</sup>/n<sup>+</sup> GaAs à 1.3 μm. Nous pouvons constater l'intérêt d'utiliser une structure possédant un bon confinement de la lumière dans la couche guidante pour réduire les pertes optiques.

#### **II.4.3) Etude des pertes optiques dues aux électrodes métalliques**

Nous avons également appliqué notre modèle au calcul des pertes dues aux électrodes métalliques déposées sur un guide optique (*Vinchant et al. 1988, Vinchant 2 et al. 1989*). En effet, les éléments actifs, utilisés en Optique Intégrée, sont les déphaseurs ou modulateurs. Il convient de réduire les pertes optiques dues aux électrodes, pour ce type de dispositif, en utilisant le dépôt métallique le mieux adapté. Dans ce but, nous avons étudié les pertes de déphaseurs réalisés au laboratoire par

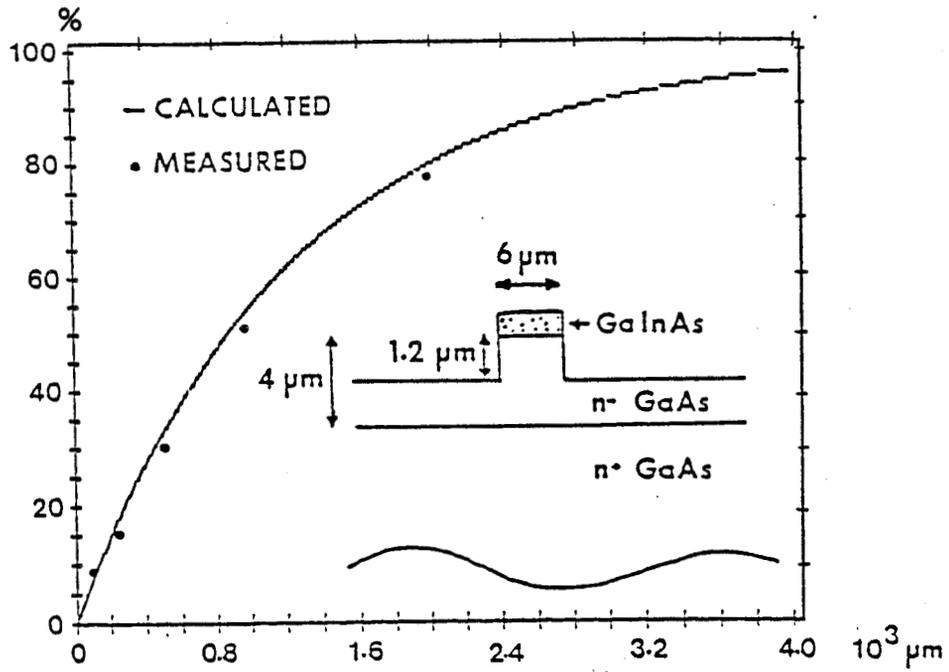


Fig. 2.13 : Efficacité de couplage pour le photoconducteur GaInAs sur guide  $n^-/n^+$  GaAs (CHS).

métal	n	k	$\alpha(10^4 \text{ cm}^{-1})$
Ti	3.62	4.5	35.34
Pt	3.35	6.78	65.54
Au	0.14	8.49	82.1

Tableau 2 : Indice de réfraction et coefficient d'absorption du titane, du platine et de l'or.  
(Remiens 1986)

dépôt d'une électrode métallique sur un guide optique en arête  $n^-/n^+$  GaAs, pour des applications à  $1.3 \mu\text{m}$ . Plusieurs types de métaux ont été essayés : le titane (Ti), le platine (Pt) et l'or (Au). Différentes épaisseurs ont été déposées et les pertes calculées par notre modèle et mesurées expérimentalement sont rassemblées Fig. 2.12. Nous constatons un excellent accord entre nos résultats théoriques et les pertes expérimentales. Les pertes plus élevées pour le titane et le platine que pour l'or s'expliquent par la valeur réelle de l'indice de réfraction plus forte pour le titane et le platine, voire supérieure à l'indice de la couche guidante, que pour l'or (voir tableau 2) (*Gray 1963, Remiens 1986*). Cependant, étant donnée la diffusion de l'or dans le GaAs, il est préférable de déposer, avant l'or, du titane et du platine, dont l'épaisseur sera très faible, ou alors d'utiliser un diélectrique pour isoler l'électrode du guide optique.

#### **II.4.4) Etude de l'intégration monolithique d'un photodétecteur et d'un guide optique**

Nous présentons, dans ce paragraphe, le comportement optique d'un photodétecteur en intégration monolithique sur un guide optique utilisant la technique de couplage par ondes évanescentes. Après avoir validé notre modèle en montrant un bon accord entre les valeurs calculées et les résultats expérimentaux obtenus avec des dispositifs fabriqués dans différents laboratoires, nous étudierons l'influence des nombreux paramètres sur une telle structure et nous proposerons les démarches nécessaires à l'obtention d'une structure optimale, tout en dégageant les approximations du modèle proposé.

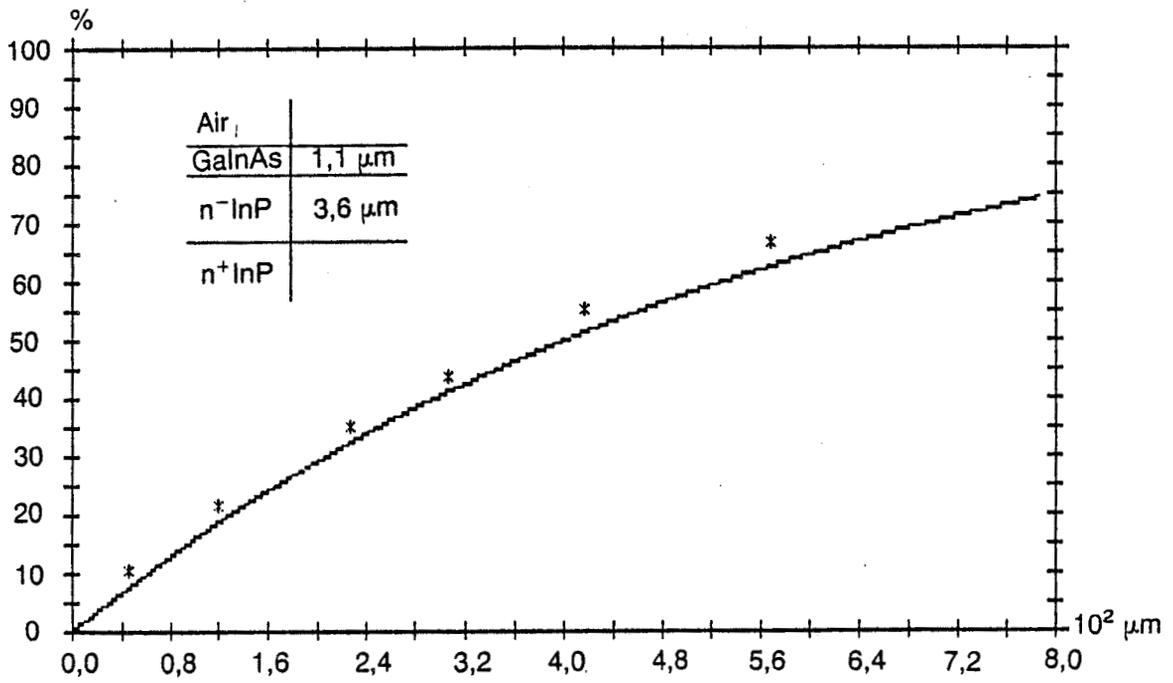
##### **a) Confrontation théorie-expérience**

Le paramètre fondamental d'une structure détecteur-guide est certainement l'efficacité de couplage  $e$  (coupling efficiency) qui détermine la quantité de lumière guidée absorbée par la couche détectrice. L'efficacité de couplage est définie par (*Erman et al. 1988*) :

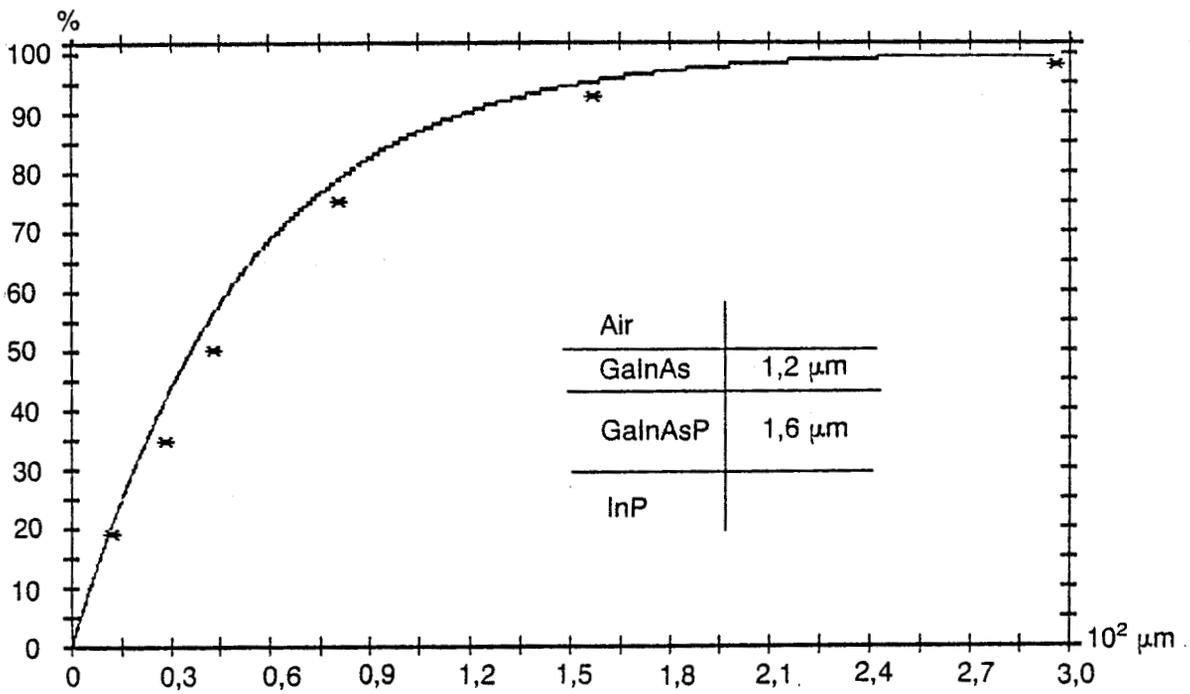
$$e = P_d/P_0 \quad (95)$$

où  $P_0$  est la puissance lumineuse se propageant dans le guide optique et  $P_d$  la puissance lumineuse absorbée par le détecteur. Ce paramètre est aussi directement relié au coefficient d'absorption de la structure par la relation :

$$e = 1 - \exp(-\alpha L) \quad (96)$$



a



b

Fig. 2.14 : Efficacité de couplage, (-) calculée, (\*) mesurée, pour une photodiode GaInAs  
 a) sur guide n<sup>-</sup>/n<sup>+</sup> InP (LEP)  
 b) sur guide GaInAsP/InP (HHI).

où  $L$  est la longueur de la couche absorbante.

Pour déterminer cette grandeur  $e$  par notre modèle, il suffit donc de calculer la constante de propagation du photodétecteur-guide pour un guide plan et de pondérer le résultat en utilisant la méthode des indices effectifs, pour tenir compte du confinement latéral. Le coefficient d'absorption est alors déterminé grâce à la relation (92) du paragraphe II.3.1).

Le meilleur moyen de valider notre modèle consistait donc à calculer  $e$  pour différents dispositifs publiés dans la littérature et de confronter ces résultats avec les valeurs expérimentales.

La première structure étudiée a été un photoconducteur  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  en intégration monolithique sur un guide optique en arête sur  $\text{GaAs}$  ( $n^-/n^+$ ), pour des applications aux longueurs d'onde  $1.3 \mu\text{m}$  et  $1.55 \mu\text{m}$  (Mallecot *et al.* 1987). Ce dispositif a été réalisé au laboratoire par épitaxie par jets moléculaires (MBE) en ce qui concerne le  $\text{GaAs}$ ; la couche absorbante en  $\text{GaInAs}$  a été déposée par épitaxie en phase vapeur d'organométalliques en basse pression (LPMOCVD) au Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF. Les résultats théoriques et expérimentaux concernant l'efficacité de couplage, ainsi que les paramètres de la structure, sont rassemblés Fig. 2.13. Les études ont été faites à la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$  et nous pouvons constater un excellent accord entre nos valeurs théoriques et expérimentales. Il est à noter qu'avec un coefficient d'absorption de  $4 \text{ dB/mm}$ , cette structure nécessite une longueur de  $2.5 \text{ mm}$  de couche absorbante pour détecter  $90\%$  de la lumière guidée. Cette première structure a donc permis de dégager la nécessité d'une modélisation pour réduire les dimensions et comprendre le fonctionnement d'un photodétecteur intégré sur guide optique. Elle est à l'origine du travail que nous présentons et nous reviendrons sur ce dispositif, à la fin de ce chapitre, afin d'expliquer l'intérêt d'une structure à hétérojonction.

Nous avons également comparé les résultats déduits de notre modèle et les résultats expérimentaux de dispositifs fabriqués par ailleurs. Nous présentons ici deux exemples de structure que nous avons choisis avec pour seul critère de sélection, la possibilité d'accéder à toutes les informations et paramètres concernant la structure.

Le premier exemple est l'intégration monolithique d'une photodiode PIN  $\text{GaInAs}$  et d'un guide optique en arête inversée  $n^-/n^+$   $\text{InP}$ , réalisée par épitaxie en phase vapeur aux chlorures (Cl VPE) au Laboratoire d'Electronique Philips (Erman *et al.* 1988).

Le second exemple est l'intégration monolithique d'une photodiode PIN  $\text{GaInAs}$  et d'un guide optique en arête  $\text{GaInAsP/InP}$ , réalisée par épitaxie en phase liquide (LPE) à l'institut Heinrich-Hertz (Bornholdt *et al.* 1987).

Les résultats théoriques et expérimentaux sont rassemblés Fig. 2.14. Les paramètres de structure et les indices de réfraction des différentes couches sont issus de

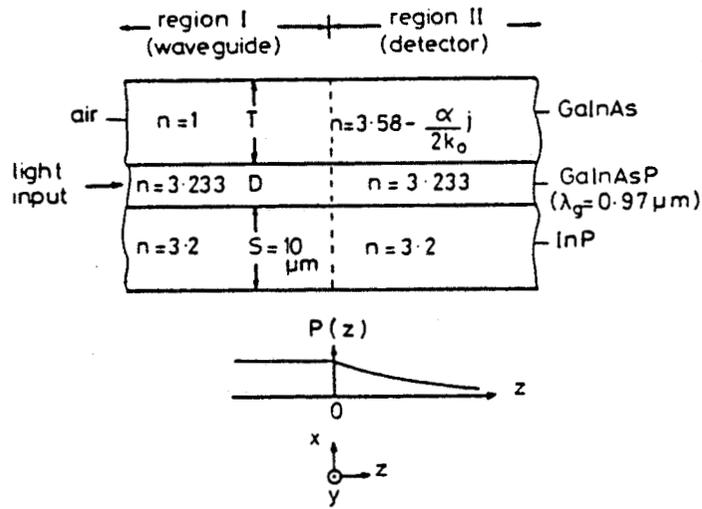


Fig. 2.15 : Schéma de principe de la technique de continuité des modes (Amann 1987).

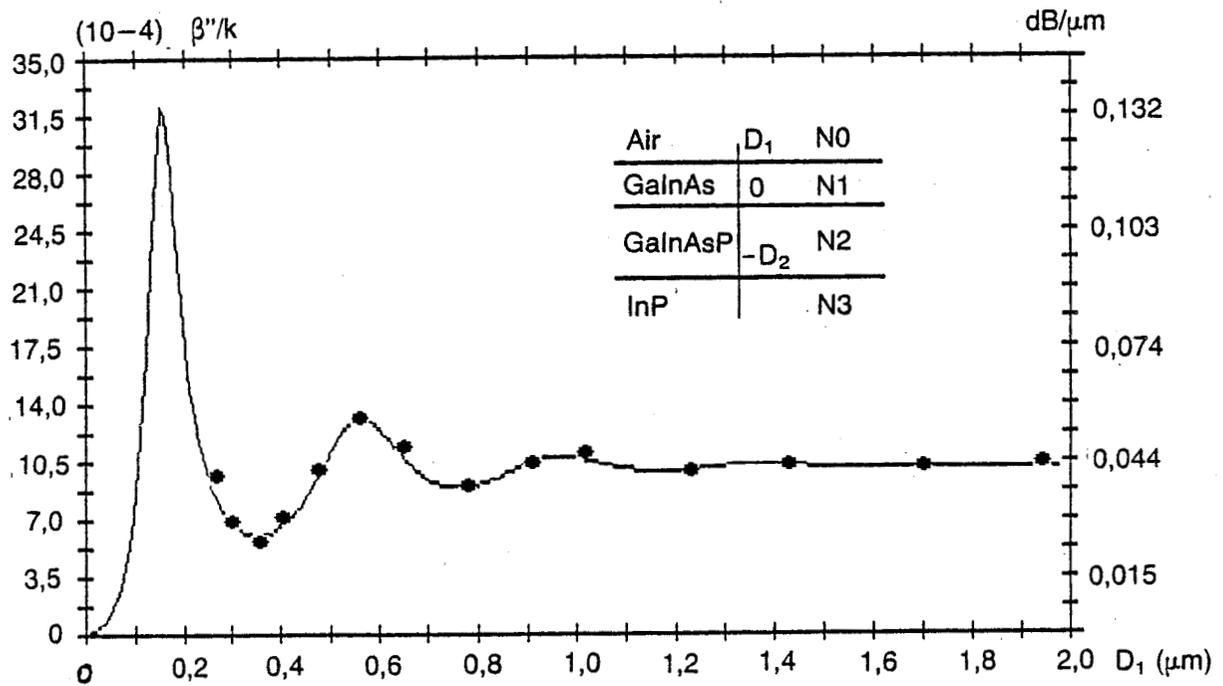


Fig. 2.16 : Coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur  $D_1$  de GaInAs sur guide GaInAsP/InP. Nos valeurs calculées (-) comparées à la méthode de continuité des modes (\*).

la publication correspondante pour le premier exemple. La seconde structure a fait l'objet d'une analyse théorique, sur laquelle nous reviendrons, et les indices de réfraction sont issus de cette publication (*Amann 1987*). Aussi, l'utilisation de données publiées par ailleurs permet de montrer, là encore, une bonne concordance entre les valeurs calculées par notre modèle et les résultats expérimentaux.

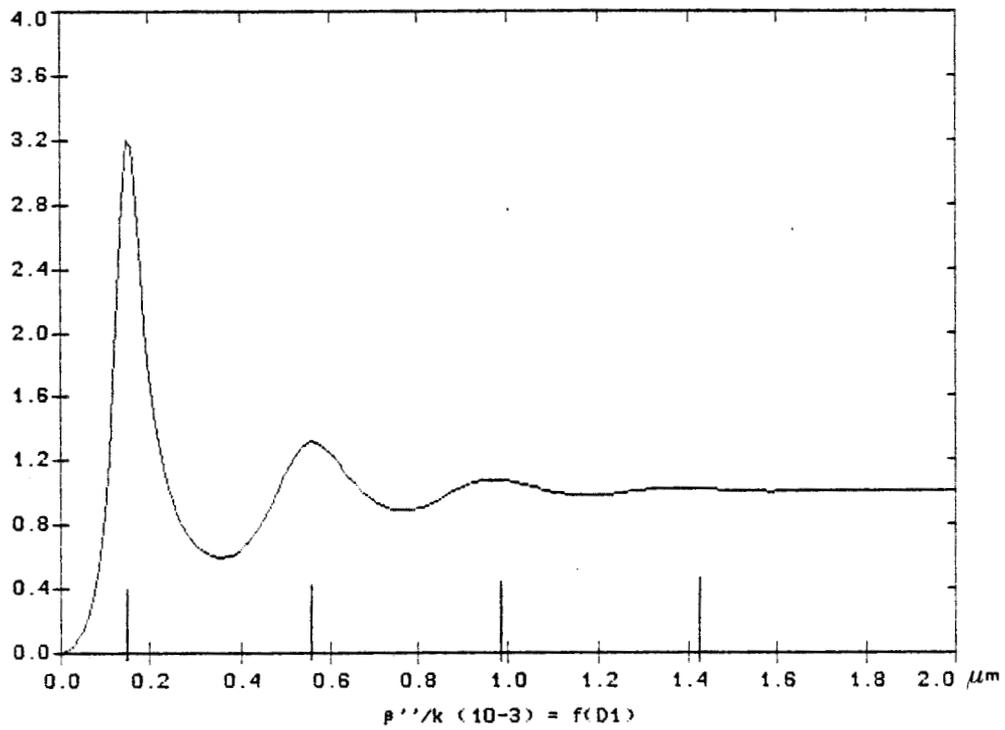
Nous allons maintenant nous intéresser, de manière plus approfondie, à la seconde structure, puisque, étant donné qu'elle utilise une hétérojonction, elle permet de mettre mieux en évidence le comportement d'un photodétecteur intégré sur un guide optique. Les phénomènes, que nous présentons pour cette structure, garde cependant une caractère tout à fait général.

### **b) Comportement oscillatoire du coefficient d'absorption**

Une première analyse du composant que nous étudions a déjà été présentée (*Amann 1987*). Cette approche est fondée sur le concept de "continuité des modes" entre la partie guide seul et la partie détecteur-guide, et utilise un modèle assez complexe développé, à l'origine, pour l'étude des lasers multicouches (*Amann 1986*). Ce modèle a donc été appliqué à la structure étudiée et le schéma de principe est donné Fig. 2.15 (*Amann 1987*). Il est à noter que cette approche nécessite une épaisseur d'air équivalente à l'épaisseur de la couche absorbante. Il ne sera donc pas possible, avec une telle analyse, de prendre en compte les fines épaisseurs de couches absorbantes puisque la continuité des modes est réalisée entre deux structure à trois couches (air ou couche absorbante, couche guidante, substrat). Une solution consisterait à réaliser la continuité des modes entre une structure à trois couches (guide optique seul) et une structure à quatre couches (détecteur-guide) : le modèle deviendrait alors plus complexe et nécessiterait plus de temps de calcul comparé au modèle que nous proposons.

Nous avons donc appliqué notre modèle à la structure précédente et comparé nos résultats à ceux obtenus par Amann dans le domaine de validité de son analyse, c'est à dire pour une épaisseur de couche absorbante supérieure à environ  $0.25 \mu\text{m}$ . Nous observons encore, Fig. 2.16, une excellente concordance entre nos résultats calculés par notre modèle et ceux calculés par la technique de continuité des modes.

Nous mettons en évidence, Fig. 2.16, un comportement oscillatoire amorti du coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante. De plus, notre étude s'étend aux couches absorbantes fines et nous montrons, pour la première fois, l'existence d'un maximum très important dans le domaine des fines épaisseurs. Afin d'expliquer ce phénomène, nous avons fait varier les différents paramètres de la structure. La nature oscillatoire de ce phénomène dépend de la partie réelle de l'indice de réfraction de la couche absorbante. En effet, ces oscillations ne peuvent être observées qu'avec un indice de réfraction réel de la couche absorbante supérieur à



mode $m_1$	0	1	2	3
épaisseur $D_1(\mu\text{m})$	0.149	0.573	0.994	1.417

Tableau 3 : Epaisseurs de coupure du guide superficiel pour les premiers modes guidés, à la longueur d'onde de  $1.3\mu\text{m}$ .

l'indice de réfraction réel de la couche guidante. Dans ce cas, la couche absorbante se comporte comme un guide optique et nous avons pu constater, sur plusieurs structures, que les maxima du coefficient d'absorption correspondent aux différentes épaisseurs de coupure des modes guidés de ce guide optique superficiel (air-couche absorbante-couche guidante). En toute rigueur, ces épaisseurs de coupure doivent être déterminées en tenant compte de toutes les couches de la structure et notamment de la présence des couches sous la couche guidante. Cependant, étant donné l'écart, important en optique guidée, entre l'indice réel de la couche absorbante et l'indice réel de la couche guidante (écart supérieur à 0.1, voire supérieur à 0.3 dans le cas de la Fig. 2.16), les modes guidés dans la couche absorbante sont très confinés. Aussi les épaisseurs de coupure peuvent être approximées en considérant le guide superficiel comme isolé :

$$D_{1c}(m_1) = (\lambda/2\pi)(n_1^2 - n_2^2)^{-1/2} (m_1\pi + \arctan[(n_2^2 - n_0^2)/(n_1^2 - n_2^2)]^{1/2}) \quad (97)$$

où  $m_1$  est l'ordre du mode guidé dans la couche absorbante,  $\lambda$  est la longueur d'onde et les  $n_i$ , les indices de réfraction réels des couches considérées (voir Fig. 2.16). Les différentes épaisseurs de coupure concernant la structure étudiée, pour les premiers modes guidés, sont données dans le tableau 3 par la formule (97) : nous pouvons observer un excellent accord entre ces valeurs et les maxima de la Fig. 2.16.

En fait, pour les fines épaisseurs, la valeur élevée de l'indice de réfraction de la couche absorbante tend à décaler le profil du champ électrique ou de la puissance lumineuse du guide principal vers celle-ci, donc à augmenter la quantité de lumière dans celle-ci (voir Fig. 2.17) et à augmenter, étant donné son caractère absorbant, le coefficient d'absorption lorsque son épaisseur croît. L'apparition d'un mode superficiel guidé dans cette couche tend à perturber le grand mode guidé et il en résulte une diminution de la quantité de lumière dans la couche absorbante, donc une diminution du coefficient d'absorption (voir Fig. 2.17). La perturbation du grand mode guidé est d'autant plus intense que le mode superficiel est proche de la coupure, donc peu confiné. Le phénomène va passer par un minimum qui correspond à un minimum de lumière à l'interface couche absorbante/couche guidante (voir Fig. 2.17). Il s'agit, en quelque sorte, de la limite de l'effet de perturbation du mode sur le caractère attirant de la couche absorbante, puis le processus de décalage de la lumière vers celle-ci reprendra. Ce phénomène est périodique, étant donnée l'apparition des différents modes superficiels lorsque l'épaisseur de la couche absorbante croît. Cependant, la nature absorbante de la couche et la coexistence des différents modes superficiels amortissent les oscillations et ceci d'autant plus que l'absorption est forte. En outre, l'amplitude de ces oscillations est d'autant plus importante que l'écart d'indice de réfraction entre la couche guidante et le substrat est grand, donc lorsque le guide optique permet un fort confinement. C'est pourquoi, nous avons choisi comme exemple

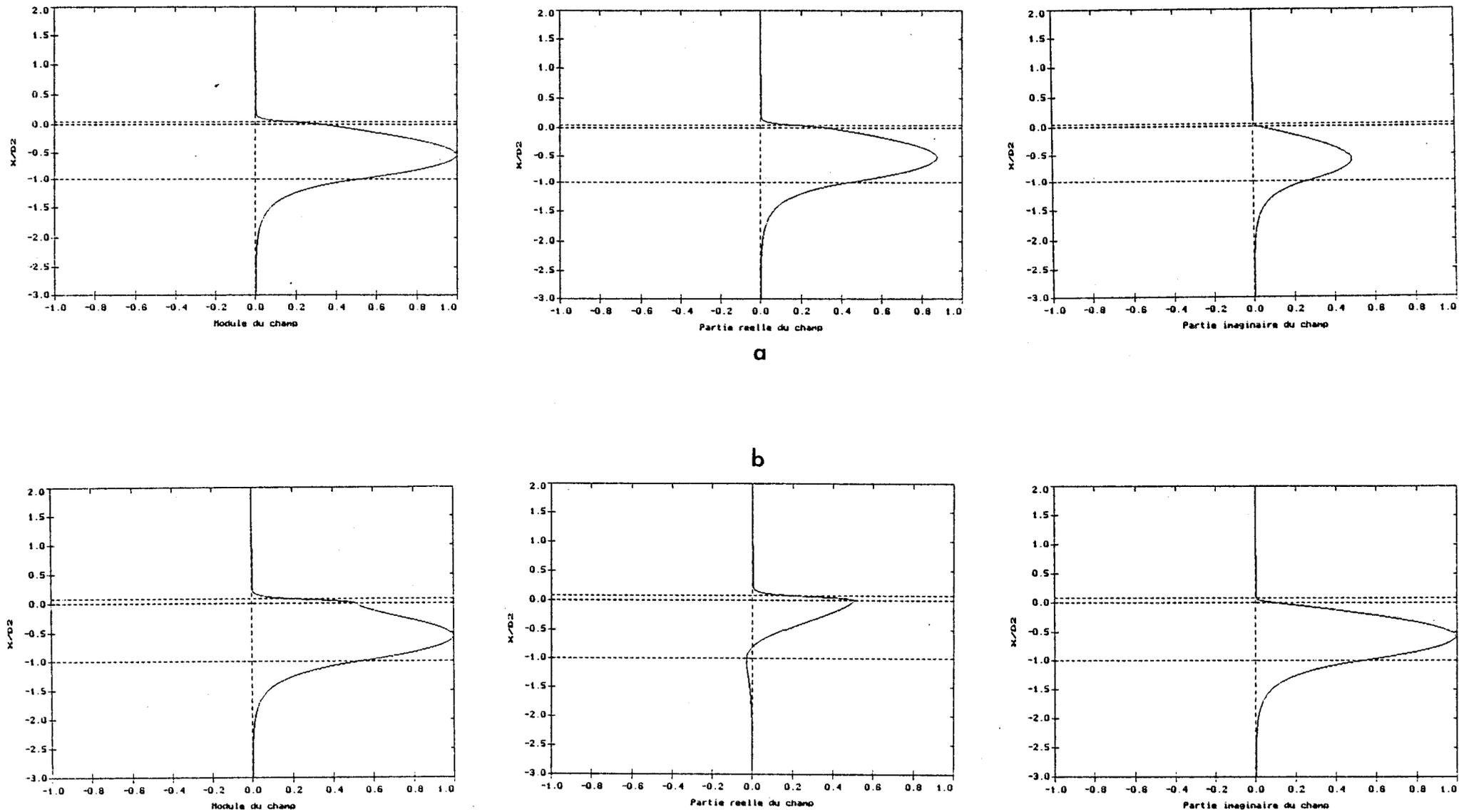
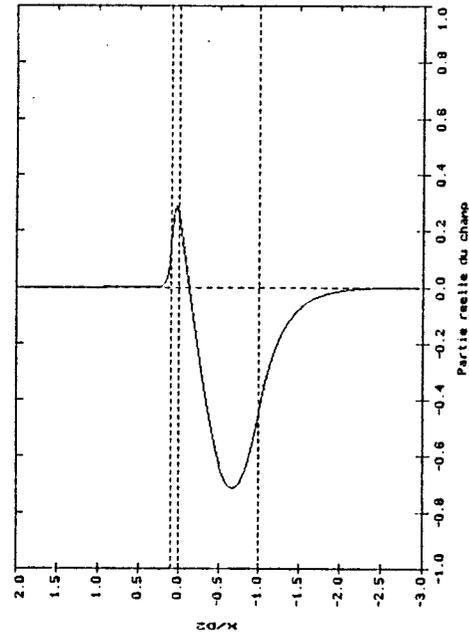
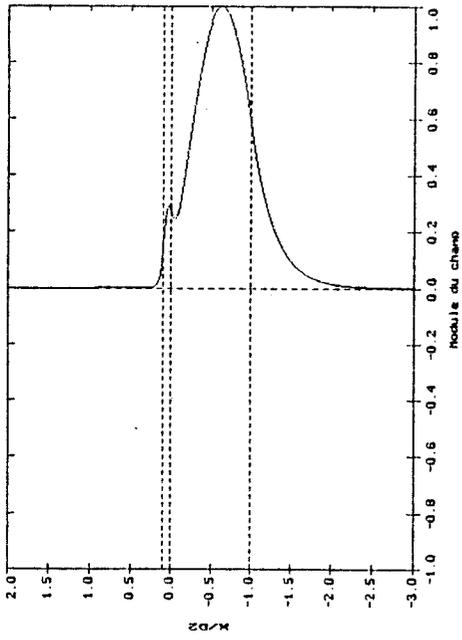
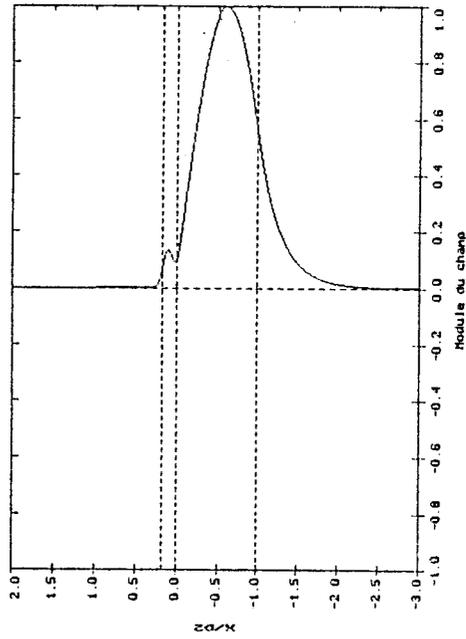
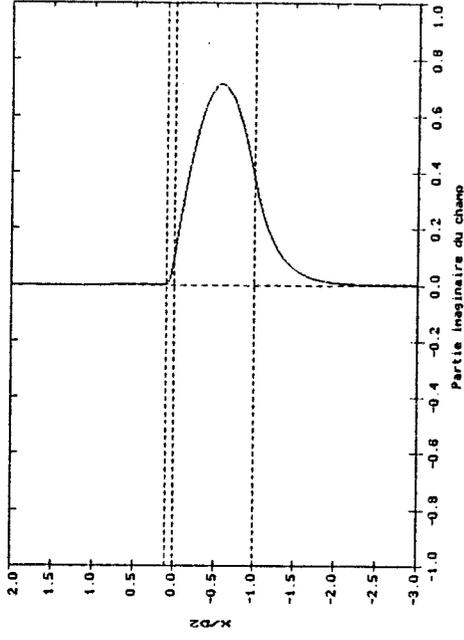


Fig. 2.17 : Profils du champ électrique (module, parties réelle et imaginaire) pour différentes épaisseurs de couches absorbantes.

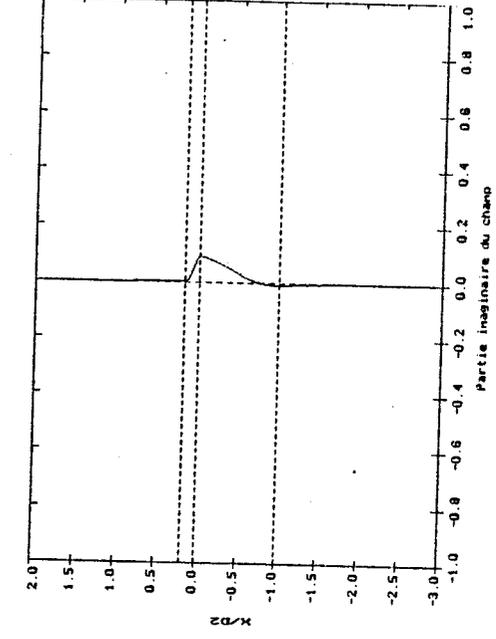
- a) avant le premier pic d'absorption ( $D_1 = 0.1 \mu\text{m}$ )
- b) au sommet du premier pic ( $D_1 = 0.149 \mu\text{m}$ )



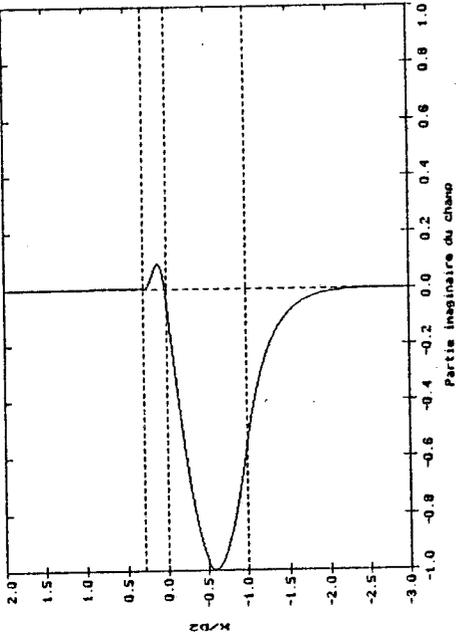
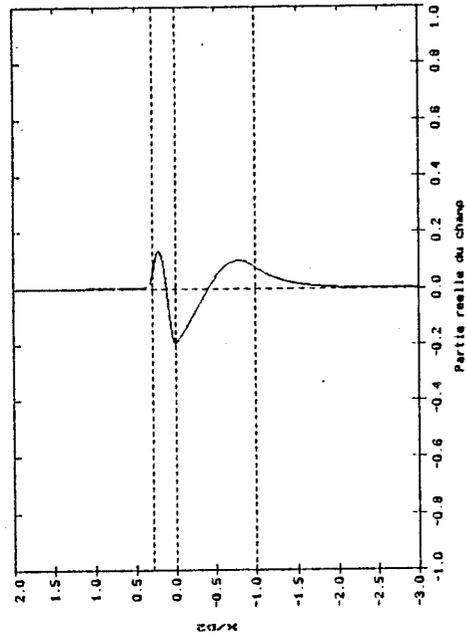
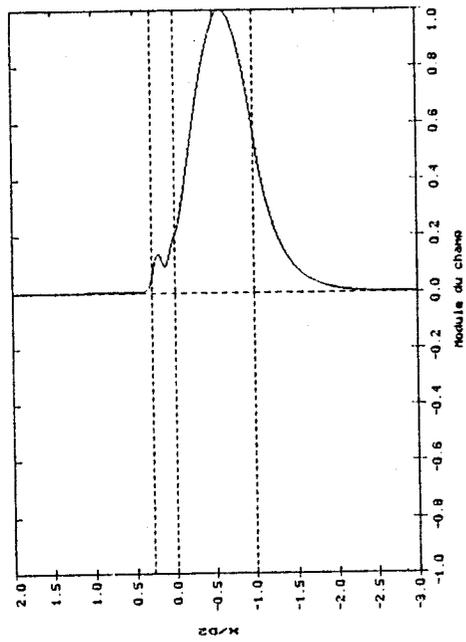
c



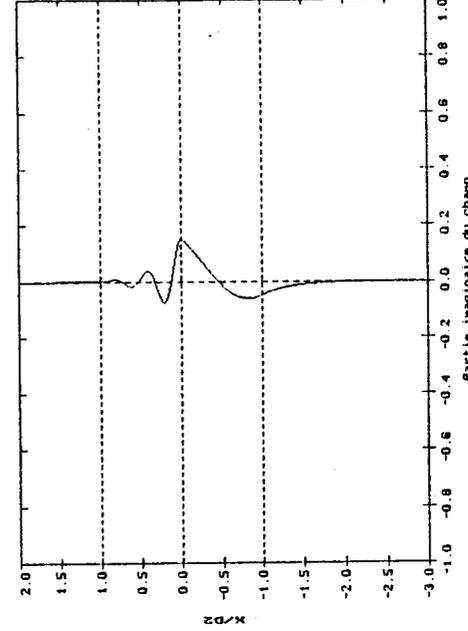
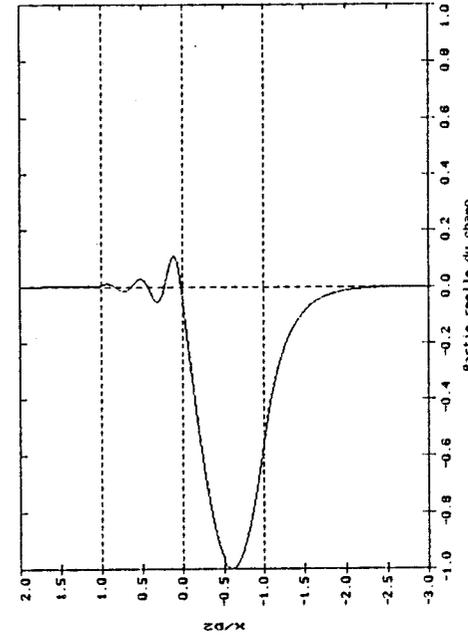
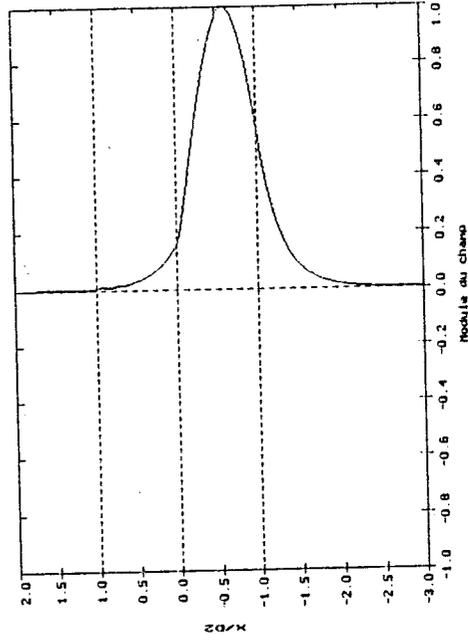
d



c) après ce premier pic ( $D_1 = 0.2 \mu\text{m}$ )  
d) au niveau du premier creux d'absorption ( $D_1 = 0.36 \mu\text{m}$ )



e



f

e) au sommet du second pic d'absorption ( $D_1 = 0.57 \mu\text{m}$ )  
 f) pour une grande épaisseur ( $D_1 = 2 \mu\text{m}$ ) où nous retrouvons la notion de profondeur de pénétration.

une structure à hétérojonction où les oscillations sont plus évidentes que pour une structure à homojonction (voir chapitre IV).

Ce phénomène d'amortissement dû à une absorption très forte peut également être observée, Fig. 2.12 du paragraphe II.4.3), dans le cas d'électrodes métalliques lorsque l'indice de réfraction réel du métal est supérieur à celui de la couche guidante (cas du titane). Les épaisseurs de dépôt métallique mises en jeu sont alors de quelques centaines d'Ångström.

Enfin, nous pouvons également étudier le comportement oscillatoire du coefficient d'absorption, en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante, dans le cas des ondes TM. Nous donnons, Fig. 2.18, la comparaison entre les ondes TE et TM, pour la structure GaInAsP/InP pour une épaisseur de couche guidante de 2.5  $\mu\text{m}$ . Nous constatons que les ondes TM sont plus absorbées que les ondes TE, mais que les oscillations sont plus importantes, notamment au niveau du premier pic d'absorption où le coefficient d'absorption peut être plus que doublé. Il est à noter qu'un tel résultat est obtenu pour une structure à fort confinement et que cet effet est plus faible dans le cas d'une homojonction.

### c) Phase et surface d'onde

Nous pouvons compléter l'interprétation du phénomène oscillatoire du coefficient d'absorption en analysant l'évolution de la phase de l'onde lumineuse se propageant dans la structure photodétecteur-guide. Cette phase est due à l'absorption et est obtenue, d'après l'expression du champ électrique en notation complexe, par :

$$\varphi(x) = \text{Arctan}[\text{Im}(E_y(x))/\text{Re}(E_y(x))] \text{ modulo } \pi \quad (98)$$

Au lieu de travailler directement sur cette phase, nous avons choisi de représenter la surface d'onde. En fait, dans la résolution de l'équation d'onde, nous sommes partis de l'hypothèse d'une onde plane monochromatique progressive, ce qui est le cas dans un guide optique sans pertes. Le vecteur d'onde est porté par la direction de propagation et est, par définition, perpendiculaire au plan d'onde. Dans une structure photodétecteur-guide ou guide optique avec pertes, l'introduction d'une atténuation ou absorption introduit un déphasage local de l'onde et nous n'avons plus une onde plane mais quasi plane (*Yariv 1985*). Nous ne pouvons plus parler de plan d'onde mais de surface d'onde dont la déformation, par rapport à un plan, peut atteindre la demi longueur d'onde guidée (modulo celle-ci). Cependant, il est à noter que la résolution de l'équation d'onde reste tout à fait applicable à ce type de d'onde, à partir du moment où nous avons utilisé, dès le début, la notation complexe pour le champ électrique. D'après cette notation, le champ électrique est donné par la relation :

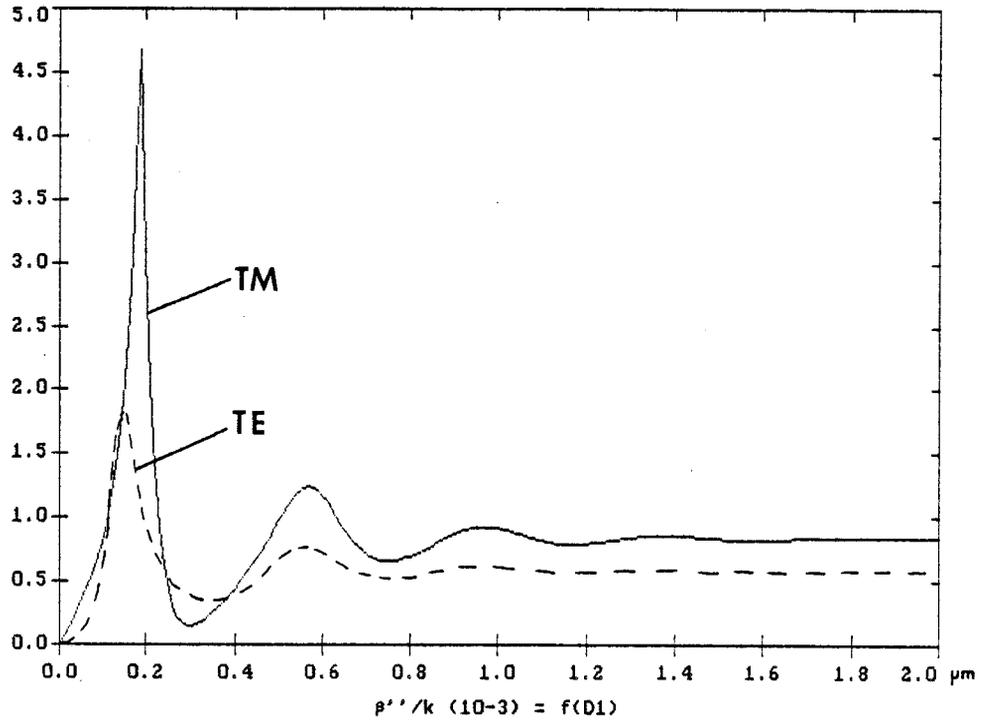


Fig. 2.18 : Comparaison du phénomène oscillatoire entre les ondes TE et les ondes TM ( $D_2 = 3.5 \mu\text{m}$ ).

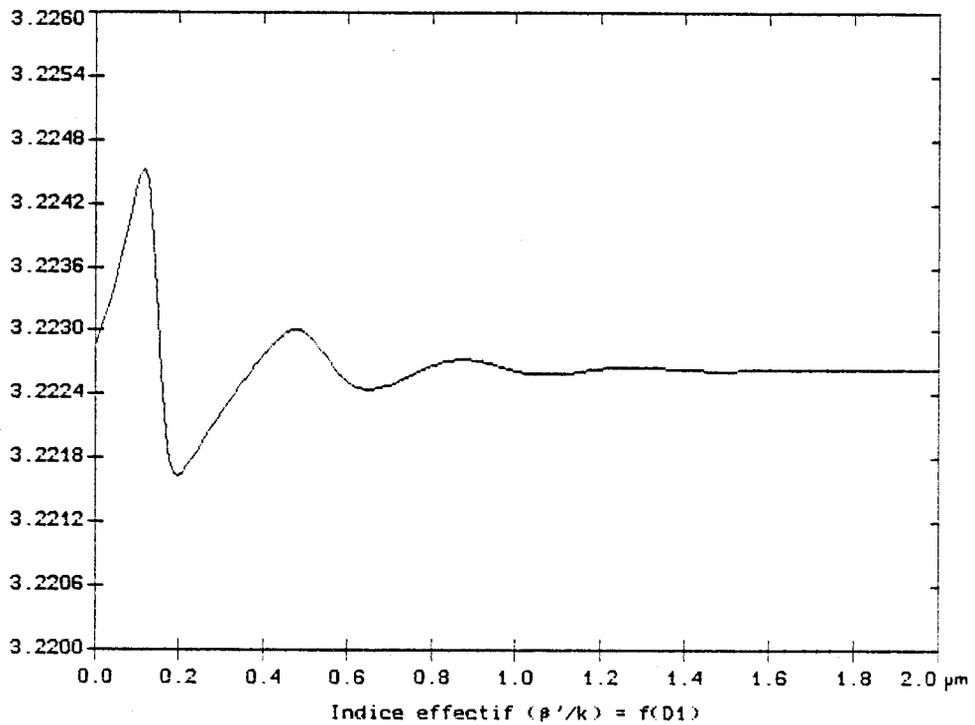
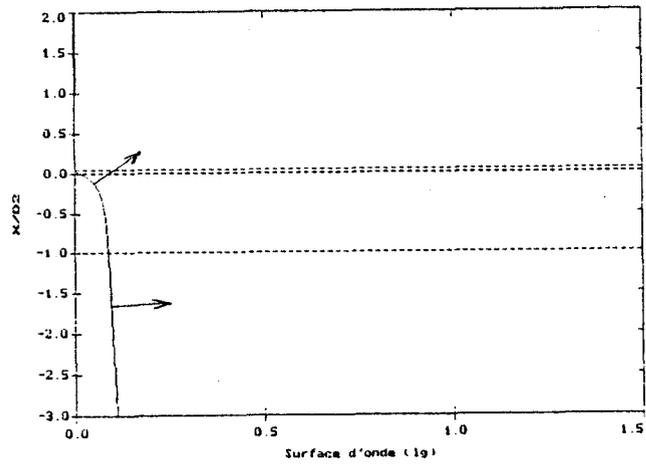
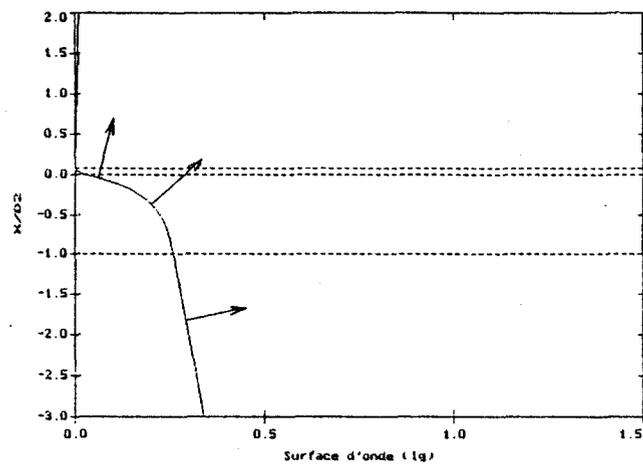


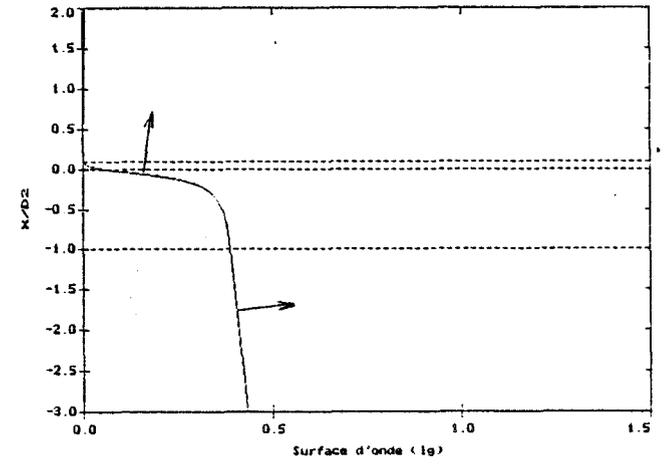
Fig. 2.19 : Evolution de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante GaInAs sur le guide GaInAsP/InP ( $D_2 = 2.0 \mu\text{m}$ ).



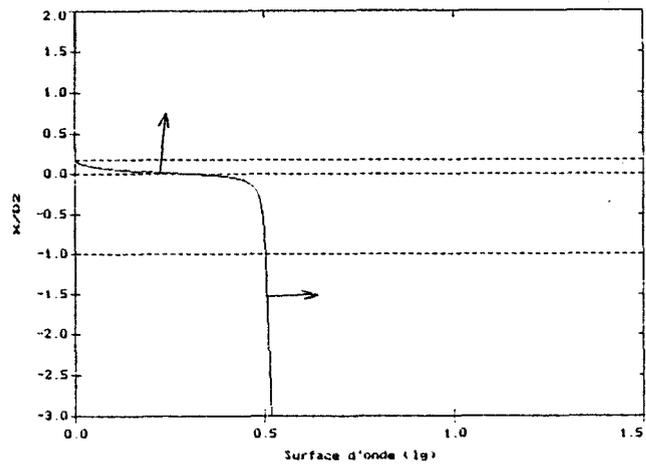
a



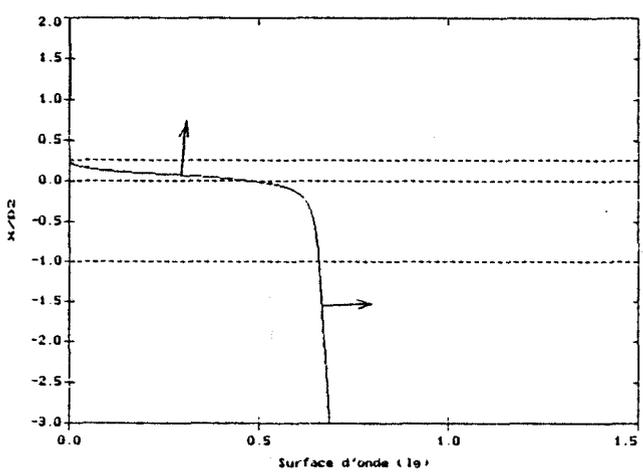
b



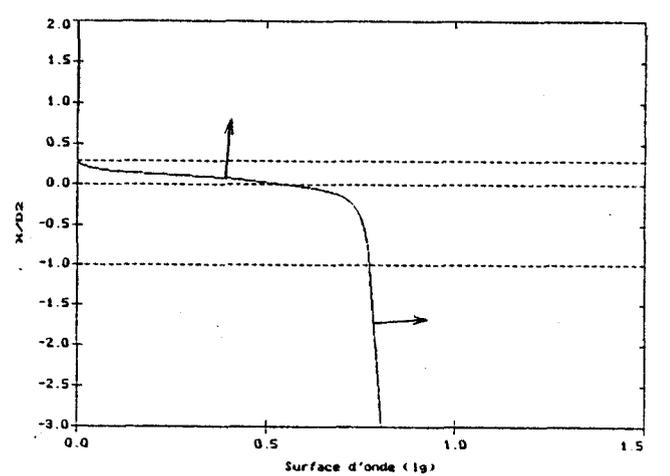
c



d



e



f

Fig. 2.20 : Surfaces d'onde pour différentes épaisseurs remarquables.

a)  $D_1 = 0.1 \mu\text{m}$  b)  $D_1 = 0.149 \mu\text{m}$  c)  $D_1 = 0.2 \mu\text{m}$

d)  $D_1 = 0.36 \mu\text{m}$  e)  $D_1 = 0.5 \mu\text{m}$  f)  $D_1 = 0.57 \mu\text{m}$

(voir Fig. 2.17, les flèches indiquent la direction locale de vecteur d'onde)

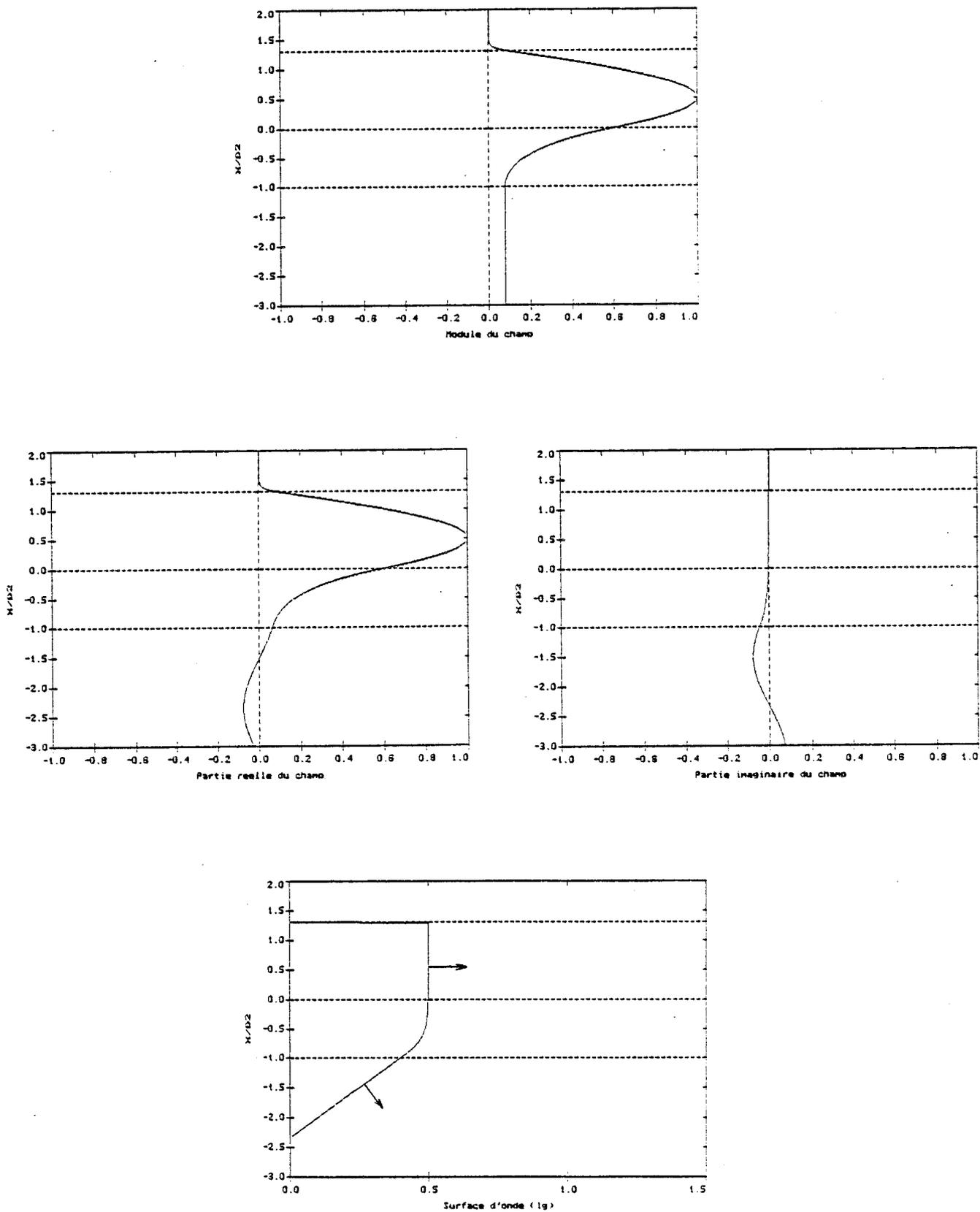


Fig. 2.21 : Surface d'onde pour un guide GaAs/GaAlAs (10% d'Al,  $1\mu\text{m}$  d'épaisseur) sur substrat GaAs. Mise en évidence des pertes de radiation. Les flèches indiquent la direction locale de vecteur d'onde.

$$E(x,z) = |E_y(x)| \exp[i\Phi(x)] \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (99a)$$

ou encore

$$E(x,z) = |E_y(x)| \exp[i\Phi(x)] \exp[i(\omega t - \beta'z)] \exp[-\beta''z] \quad (99b)$$

Or la surface d'onde s'obtient en écrivant que le terme de phase spatial est constant :

$$\beta'z - \Phi(x) = \text{constante} \quad (100)$$

Nous pouvons choisir la constante nulle pour obtenir une représentation de cette surface. De plus, en exprimant  $\beta'$  en fonction de l'indice effectif réel  $n_e$ , nous obtenons :

$$z = (\Phi(x)/2\pi) (\lambda/n_e) = (\Phi(x)/2\pi) \lambda_g \quad (101)$$

où  $\lambda_g$  est la longueur d'onde guidée.

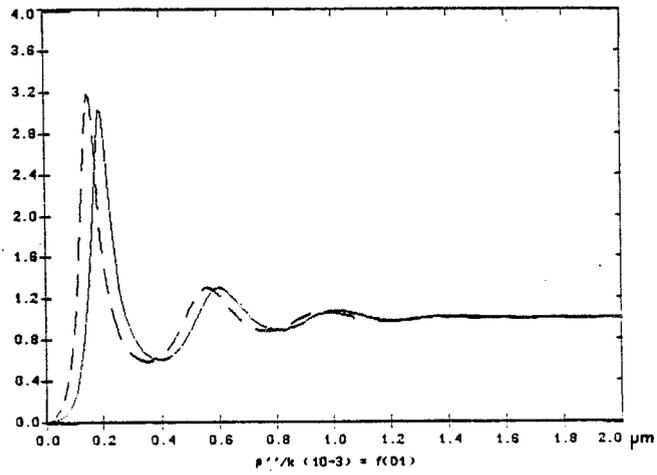
Afin de comparer les résultats, sur la structure précédente, en faisant varier l'épaisseur de la couche absorbante, il est nécessaire de savoir si  $\lambda_g$  reste constante. Nous présentons, Fig. 2.19, la variation de l'indice effectif  $n_e$  en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante. Nous obtenons également un comportement oscillatoire lié au phénomène d'absorption, cependant la variation d'indice est très faible et nous pouvons considérer que, quelle que soit l'épaisseur de la couche absorbante, la longueur d'onde guidée est constante.

Nous présentons donc, Fig. 2.20, la surface d'onde pour la structure étudiée et pour des épaisseurs remarquables de la couche absorbante. Nous mettons en évidence la déformation du plan d'onde initial due au caractère absorbant de la couche détectrice. Nous constatons, Après l'avoir vérifié sur plusieurs dispositifs, que :

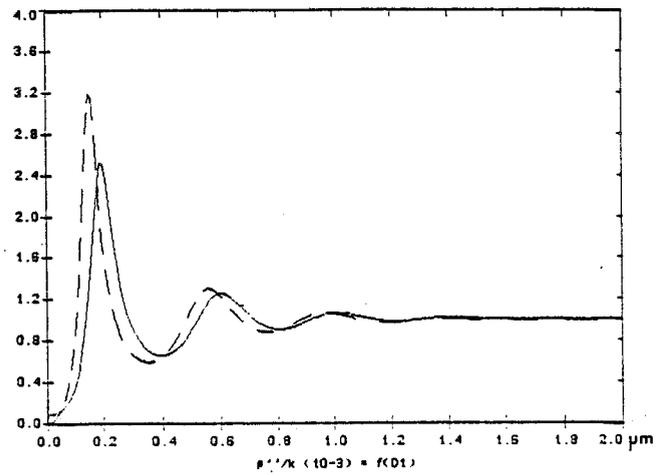
- Les maxima du coefficient d'absorption correspondent à un déphasage de  $\pi/2$  (modulo  $\pi$ ) ou à une déformation du plan d'onde de  $\lambda_g/4$  (modulo  $\lambda_g/2$ ) au niveau de l'interface couche guidante/substrat.

- Les minima du coefficient d'absorption correspondent à un déphasage de  $\pi$  (modulo  $\pi$ ) ou à une déformation du plan d'onde de  $\lambda_g/2$  (modulo  $\lambda_g/2$ ) à ce même niveau. Nous rappelons que les minima correspondent également à la partie réelle de  $E_y$  nulle à l'interface couche absorbante/couche guidante.

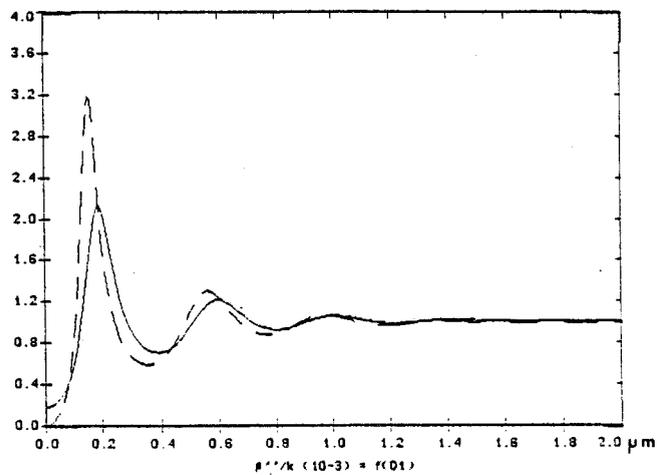
- Etant donné que, par définition, le vecteur d'onde est orthogonal à la surface d'onde, nous montrons que ce vecteur n'a plus une direction constante puisqu'il possède, en plus d'une composante suivant Oz, une composante suivant Ox. Cette composante est importante au niveau et à proximité de la couche absorbante, alors qu'elle est faible,



a



b



c

Fig. 2.22 : Perturbation due à la présence d'électrodes métalliques, a) en or, b) en platine, c) en titane.

L'évolution de l'absorption, non perturbée, est représentée en pointillés.

voire nulle, loin de cette couche. Ce phénomène traduit le fait que plus la lumière est proche de la couche absorbante et plus elle a tendance à être absorbée par celle-ci, puisqu'elle se dirige plutôt vers elle. Cet effet montrerait qu'en réalité les photons pénètrent dans la couche absorbante quasi orthogonalement à celle-ci.

Nous avons également étudié l'effet des pertes de radiation dans le substrat. Nous montrons, Fig. 2.21, l'allure de la surface d'onde pour une épaisseur donnée de la couche d'isolation qui indique bien que, pour cette épaisseur, la lumière a plus ou moins tendance à partir dans le substrat.

#### **d) Perturbations du comportement oscillatoire**

Nous étudions, dans ce paragraphe, les différentes perturbations possibles qui pourraient entraîner une modification importante du coefficient d'absorption.

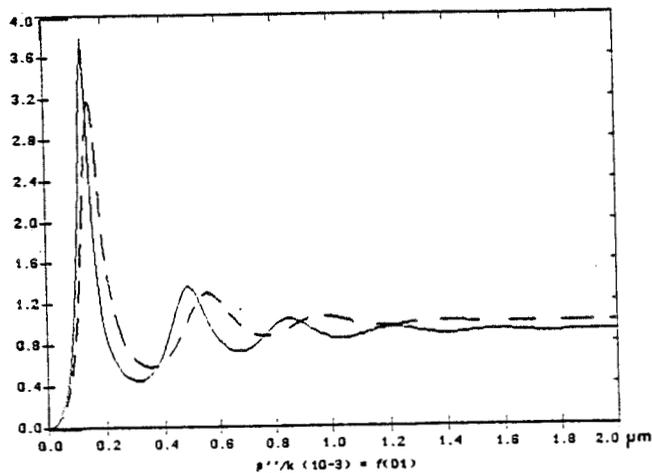
##### **- Effet des électrodes métalliques**

Nous considérons que nous déposons une électrode d'épaisseur infinie sur la structure étudiée, c'est à dire que nous remplaçons l'air par un métal. Nous présentons, Fig. 2.22, l'effet dû au titane, au platine et à l'or sur le comportement oscillatoire. Nous constatons qu'étant donné leur indice de réfraction respectif (voir paragraphe II.4.3)), l'effet de l'or est quasi nul tandis que celui du titane et du platine consiste à réduire, d'au maximum 30%, la hauteur du premier pic d'absorption, mais surtout à décaler ce pic d'au maximum 500 Å. Il convient donc de tenir compte des électrodes pour simuler une structure dont l'épaisseur de la couche absorbante est fine. Cependant, l'obtention de fortes absorptions pour de fines épaisseurs et avec des électrodes restent tout à fait envisageable.

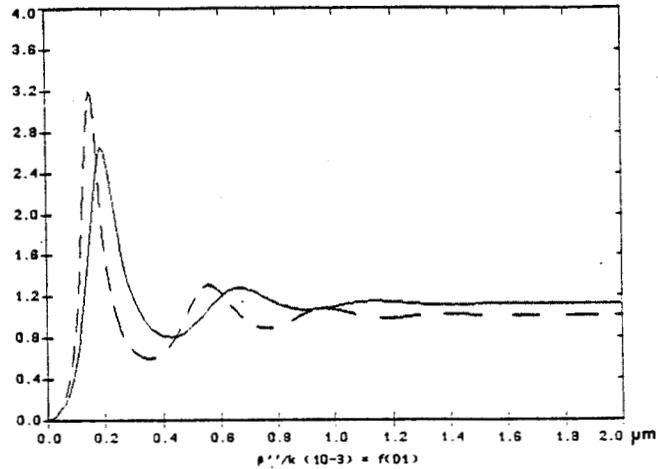
##### **- Effet de l'incertitude sur la valeur des indices de réfraction**

Nous étudions l'effet de la valeur des indices de réfraction sur le comportement oscillatoire du coefficient d'absorption. Etant donnée la nature des équations du modèle, une perturbation sera obtenue non pas en fonction de la valeur absolue des différents indices mais en raison des écarts respectifs entre ces indices. Nous avons donc considéré séparément l'effet de la variation de l'indice de l'une des couches en ne modifiant pas les autres.

Nous présentons, Fig. 2.23 a, les perturbations obtenues en augmentant ou en diminuant l'indice de réfraction réel de la couche absorbante de 0.1, ce qui est important. L'amplitude des oscillations augmente, avec cet indice, et les largeurs des

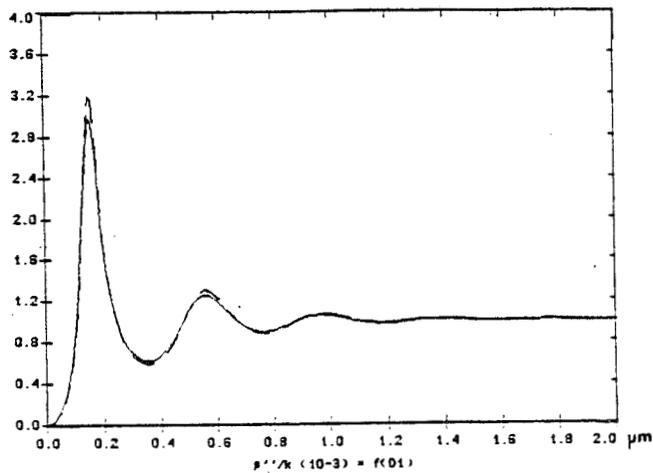


+

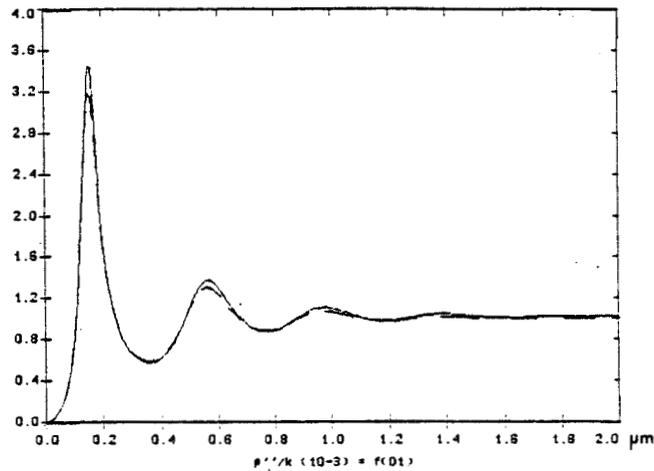


-

a



+



-

b

Fig. 2.23 : Perturbation due à une variation de l'indice de réfraction complexe de la couche absorbante.

a)  $n = 3.58 \pm 0.1$

b)  $\alpha = 15000 \pm 1000 \text{ cm}^{-1}$

L'évolution de l'absorption, non perturbée, est représentée en pointillés.

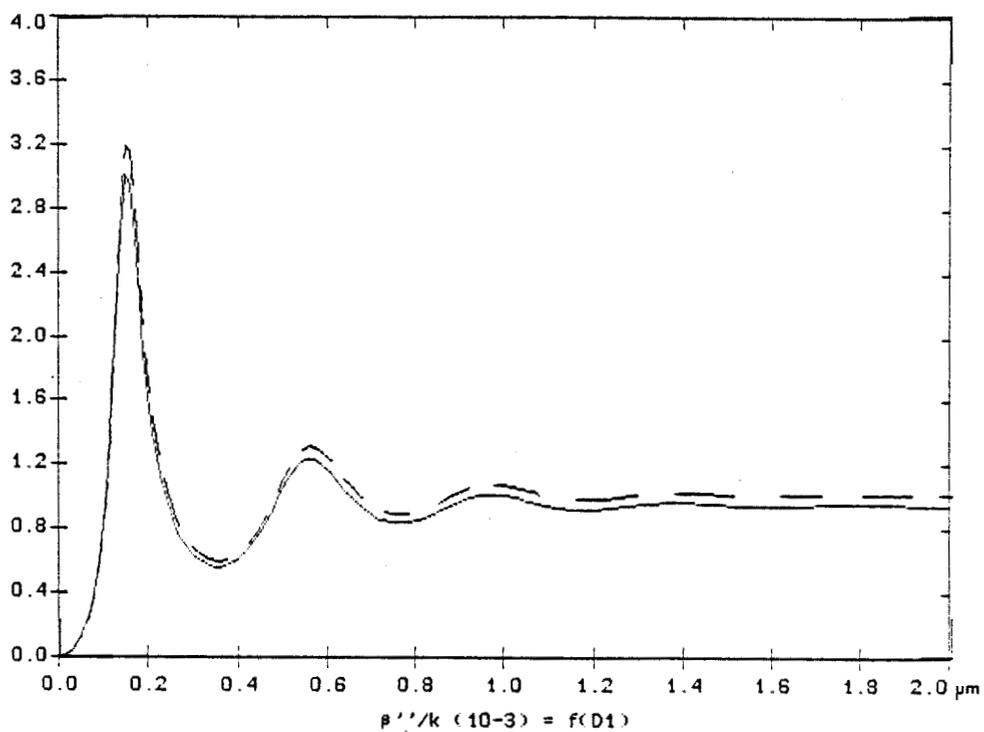
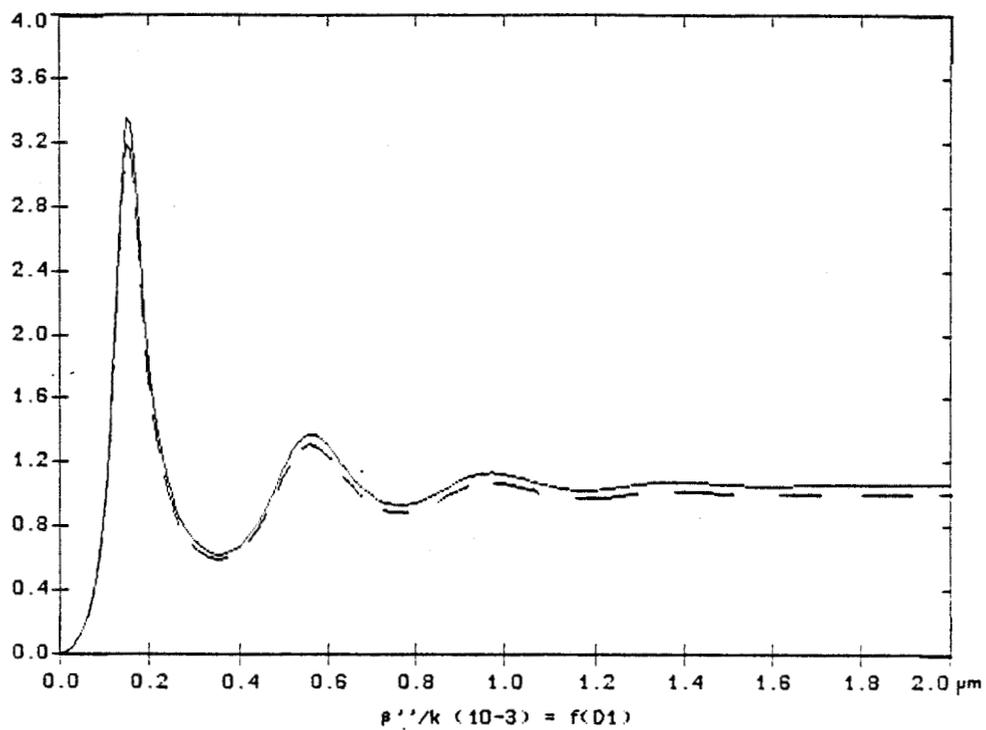


Fig. 2.24 : Perturbation due à une variation de l'écart d'indice couche guidante/substrat de 10%.

L'évolution de l'absorption, non perturbée, est représentée en pointillés.

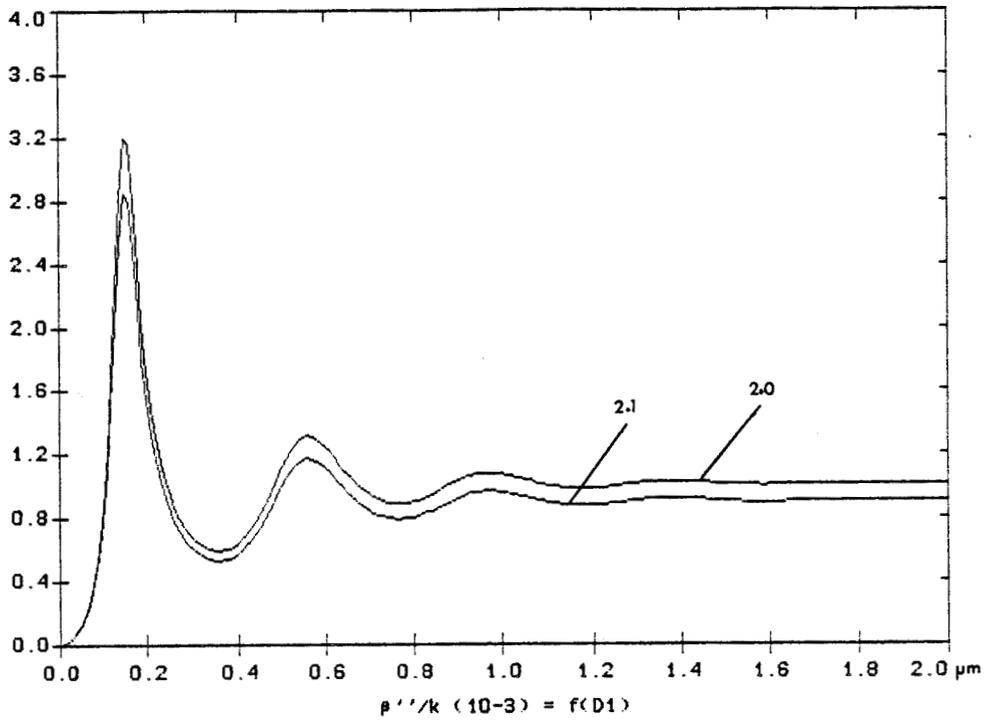


Fig. 2.25 : Perturbation due à l'épaisseur de la couche guidante ( $D_2 = 2.0$  et  $2.1 \mu\text{m}$ ).

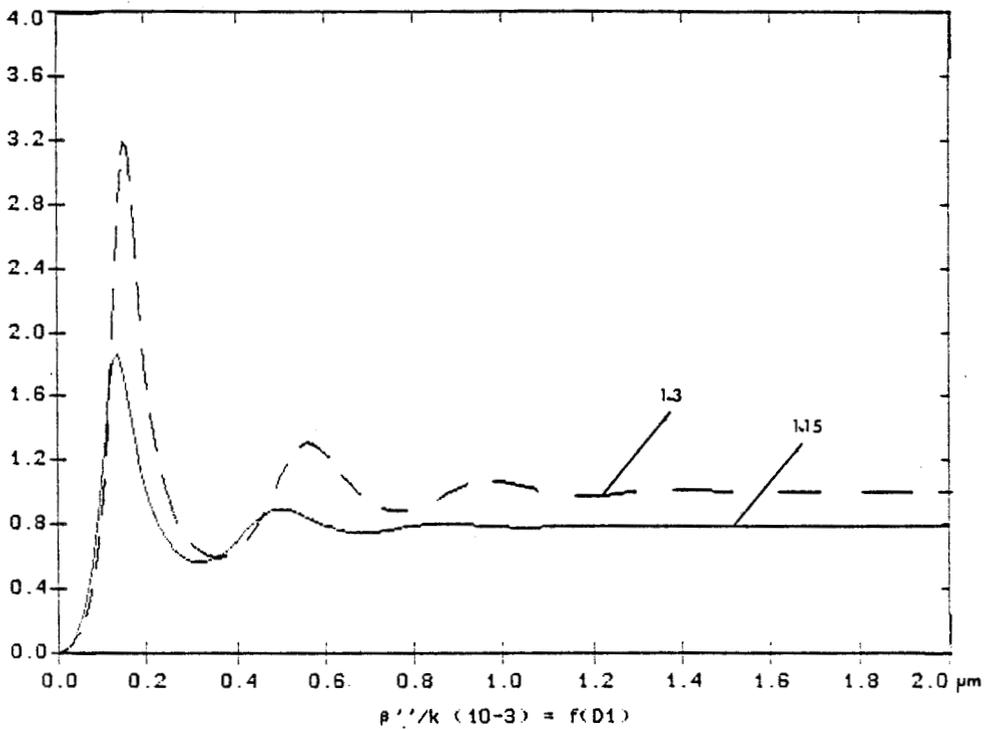


Fig. 2.26 : Comparaison du phénomène oscillatoire pour deux longueurs d'onde ( $1.3 \mu\text{m}$  et  $1.15 \mu\text{m}$ ).

pics se rétrécissent, tout en se décalant vers les fines épaisseurs puisque les épaisseurs de coupure des différents modes du guide superficiel diminuent.

Nous présentons, Fig. 2.23 b, les perturbations dues à un écart de plus ou moins  $1000 \text{ cm}^{-1}$  sur l'absorption de la couche absorbante. Nous obtenons respectivement une diminution ou une augmentation relativement faible de l'amplitude des pics qui ne se décalent pas. Cependant, il est à noter qu'une augmentation de l'absorption tend à confiner la lumière dans le guide optique, d'où une diminution faible de l'amplitude des pics. Ce résultat est tout à fait à l'opposé du fonctionnement d'un photodétecteur en éclairage par le dessus. En fait, si la couche n'était pas absorbante et que l'épaisseur de cette couche était supérieure à l'épaisseur de coupure du mode fondamental, la puissance lumineuse aurait tendance à être transférée du guide optique principal à ce guide optique superficiel.

Nous présentons, Fig. 2.24, une variation de l'ordre de  $\pm 10\%$  de l'écart d'indice entre le substrat et la couche guidante, ce qui provoque respectivement une augmentation ou une diminution de l'amplitude des pics et du niveau, vers lequel tend le coefficient d'absorption, pour les couches absorbantes épaisses. En fait, ce résultat est lié directement à l'augmentation ou la diminution du confinement de la structure.

Enfin, nous présentons, Fig. 2.25, une variation de  $0.1 \mu\text{m}$  sur l'épaisseur du guide optique qui provoque le même effet que précédemment puisque nous modifions le confinement. Cependant, comme nous le verrons ultérieurement, il existe une épaisseur optimale de la couche guidante. C'est pourquoi, dans le cas présenté, une diminution de l'épaisseur de cette couche entraîne une augmentation de l'absorption.

#### **- Effet d'une variation de la longueur d'onde**

Les faibles variations de longueur d'onde engendrent de très faibles variations d'indice de réfraction, aussi nous étudions le comportement oscillatoire pour une variation importante de la longueur d'onde, qui garde néanmoins le caractère monomode de la structure. Nous présentons, Fig. 2.26, les résultats obtenus aux longueurs d'onde  $1.3$  et  $1.15 \mu\text{m}$ . Nous observons une réduction assez importante de l'absorption ainsi qu'un décalage des pics, en diminuant la longueur d'onde, puisqu'une telle opération augmente le caractère absorbant de la couche détectrice. Une fois encore, l'effet est totalement opposé au fonctionnement d'un photodétecteur classique. Une variation de l'ordre de  $50\%$  de l'amplitude du premier pic est obtenue. Cet effet ne semble pas suffisant pour envisager la réalisation d'un démultiplexeur à partir de la structure étudiée, à moins d'effectuer une reconnaissance de niveau détecté en considérant que les signaux optiques aient même puissance.

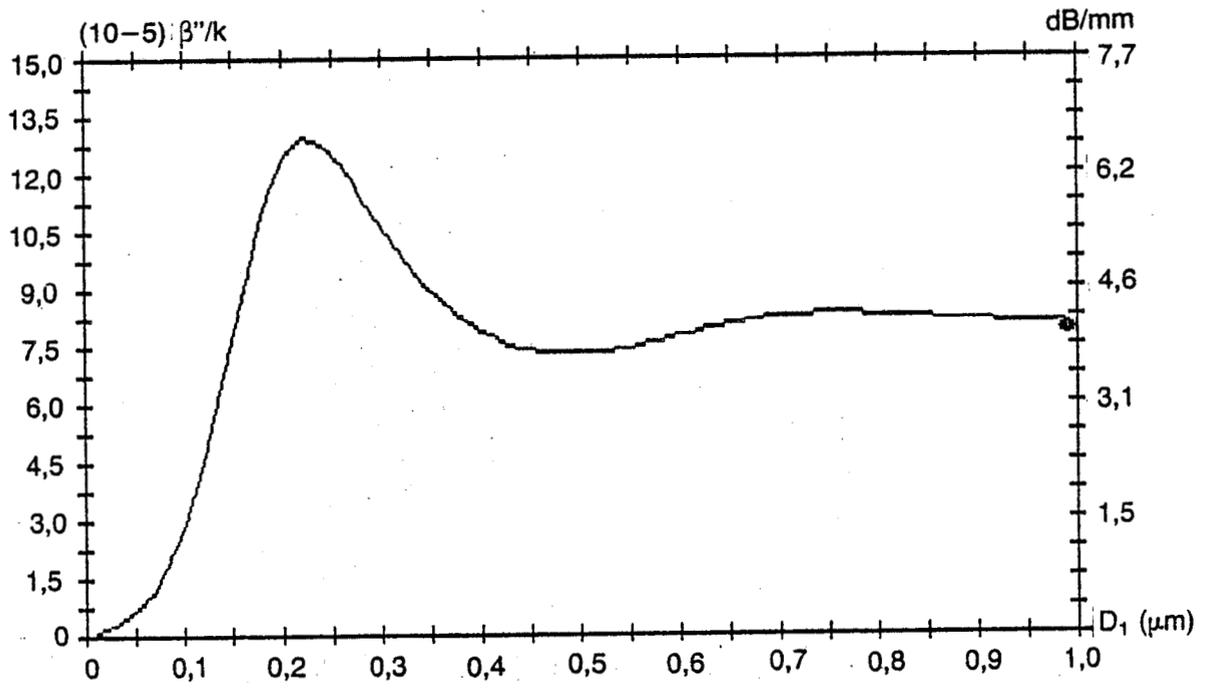


Fig. 2.27 : Coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de GaInAs sur guide  $n^-/n^+$  GaAs.

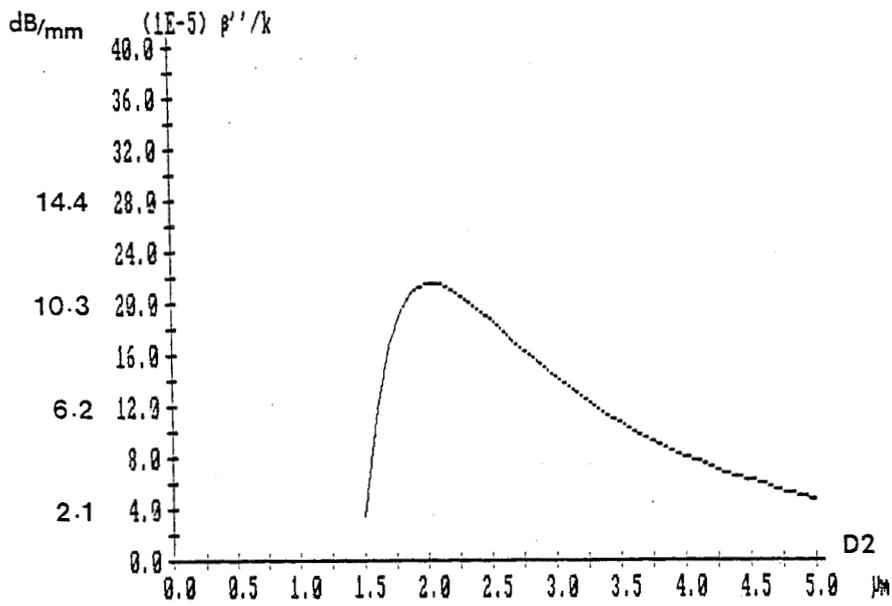


Fig. 2.28 : Coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de couche guidante pour le photoconducteur GaInAs sur guide  $n^-/n^+$  GaAs.

### e) Optimisation d'une structure photodétecteur-guide

L'optimisation d'un photodétecteur en intégration monolithique sur guide optique, utilisant la technique de couplage par ondes évanescentes, est conditionnée par l'objectif de cette intégration. En effet, l'intérêt d'une telle structure réside dans la possibilité d'obtenir un composant compact. Or la dimension la plus critique est la longueur de couche absorbante nécessaire à l'application désirée. Avec pour objectif de réaliser un composant très court, il sera nécessaire de disposer d'un coefficient d'absorption important. Une structure à hétérojonction est donc plus adaptée puisqu'elle possède un meilleur confinement de la lumière. La Fig. 2.27 montre l'évolution du coefficient d'absorption pour une structure à homojonction  $n^-/n^+$  GaAs (Mallecot *et al.* 1987). L'ordre de grandeur du coefficient d'absorption est divisé au moins par un facteur 10 par rapport à la Fig. 2.16. Comme nous le verrons au chapitre IV, des structures à hétérojonction de longueur  $100 \mu\text{m}$  permettront de détecter 90% de la lumière guidée.

Il existe un autre paramètre de la structure, dont nous avons déjà mentionné l'effet, qui est l'épaisseur de la couche guidante. Le choix de ce paramètre est régi par la nécessité d'utiliser une structure monomode. Cependant, dans le cadre d'une intégration monolithique, ce paramètre peut être optimisé pour obtenir une forte absorption, comme nous le montrons sur la Fig. 2.28 qui décrit l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche guidante pour la structure précédente à homojonction  $n^-/n^+$  GaAs. Etant donnée la largeur de la cloche obtenue, le choix d'une épaisseur optimale semble facile.

Cependant, dans l'état actuel de la recherche, les structures testées sont encore isolées et il peut s'avérer utile, en vue de les caractériser, de tenir compte du couplage fibre optique-guide optique lors de leur conception.

L'optimisation d'un photodétecteur-guide, à une longueur d'onde donnée, peut donc se faire par les choix :

- des matériaux de la structure
- de l'épaisseur de la couche guidante
- de l'épaisseur de la couche absorbante
- de la longueur de la couche absorbante.

La démarche adoptée sera exposée, au chapitre IV, où nous présentons la conception, la fabrication et la caractérisation de photodétecteurs-guides compacts.

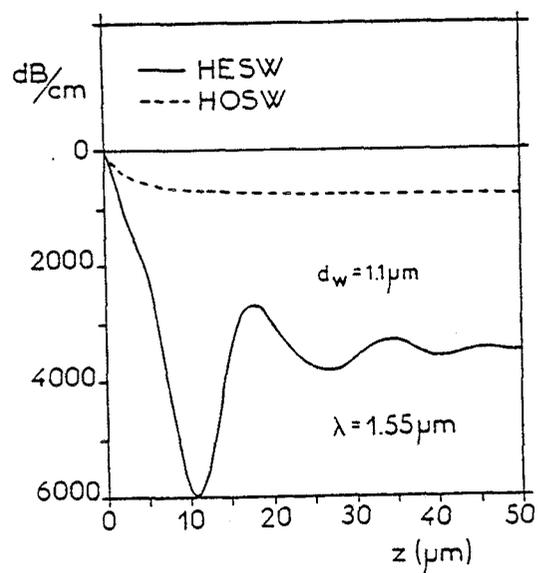


Fig. 2.29 : Régime transitoire du coefficient d'absorption à l'entrée du photodétecteur/guide pour une structure à homojonction (HOSW) et à hétérojonction (HESW). (Erman et al. 1988)

## **f) Précisions de notre modèle**

### **- Précision théorique**

Les calculs de la constante de propagation des structures photodétecteur-guide sont effectuées en considérant un régime stationnaire, c'est à dire à  $z$  constant, et sans tenir compte de la transition entre la partie guide optique seul et la partie photodétecteur-guide. Or le couplage entre ces deux régions donne lieu à un régime transitoire à l'entrée du photodétecteur sur guide (*Erman et al. 1988*). En effet, la lumière doit se propager sur une certaine distance avant que l'absorption ne devienne constante selon la direction de propagation Oz. Ce phénomène se produit sur une distance d'autant plus grande que la désadaptation est forte, c'est à dire que l'absorption est forte. Cet effet est illustré Fig. 2.29 où nous pouvons constater que le régime transitoire est très faible pour une structure à homojonction (HOSW), donc à faible désadaptation, alors qu'il est très visible pour une structure à hétérojonction (HESW), donc à forte désadaptation. La longueur nécessaire à la stabilisation est de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ . Néanmoins, l'approximation du régime stationnaire donne de très bons résultats pour les structures étudiées, comme nous l'avons déjà vérifié en les comparant à des résultats expérimentaux issus de la littérature (paragraphe II.4.4) et le montrerons encore, au chapitre IV, par des comparaisons avec nos propres résultats expérimentaux. En fait, un résultat donné à quelques % est tout à fait raisonnable, compte tenu des difficultés technologiques pour ce genre de dispositif, d'autant plus que les résultats sont sensibles à l'incertitude des différents paramètres définissant le comportement de ces structures.

### **- Précision physique**

L'incertitude physique liée aux différents paramètres de la structure conditionne la précision du résultat. Alors qu'il est très facile de connaître avec précision les différentes épaisseurs de couches, il l'est beaucoup moins de connaître avec précision les indices de réfraction de ces couches, d'autant plus que la précision d'un indice de réfraction nécessite un minimum de quatre chiffres significatifs après la virgule. Cependant, nous avons montré que les phénomènes mis en jeu dépendent peu de l'indice de réfraction absolu mais beaucoup des écarts entre les différents indices qu'il peut être plus facile à déterminer. De plus, la détermination expérimentale des indices de réfraction des différentes couches épitaxiées par éllipsométrie (*Erman 1986*), avant le processus technologique, peut permettre d'adapter ce processus.

### - Précision informatique

La précision informatique n'est pas due au modèle théorique mais à la programmation de celui-ci et au matériel utilisé. Le logiciel SYMPHONIE permet d'obtenir une très grande précision en utilisant des formats de réels étendus. Cependant, la méthode utilisée pour déterminer les solutions peut avoir des problèmes de convergence dans le cas de structures très confinées, problèmes rencontrés également avec une BPM. Néanmoins, cette méthode peut être remplacée par des techniques plus évoluées de recherche de zéro dans le plan complexe, qui nécessitent plus de temps de calcul. L'utilisation de telles techniques reste totalement compatible avec l'organisation du logiciel SYMPHONIE.

### CONCLUSION

Le modèle, que nous venons de présenter, nous a permis, malgré sa simplicité, une compréhension approfondie du comportement optique d'un photodétecteur en intégration monolithique sur guide optique. Nous pouvons, par conséquent, envisager, au chapitre IV, l'optimisation et la réalisation de tels dispositifs. Cependant, avant d'aborder ce sujet, il nous a semblé très intéressant de montrer, au chapitre III, les prolongements possibles de notre modèle, quant à l'étude du comportement électronique d'un photodétecteur-guide.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II**

- Amann M.C., IEEE J. Quantum Electron., 22(10), pp. 1992-1998 (1986)
- Amann M.C., Electron. Lett., 23(17), pp. 895-897 (1987)
- Bornholdt C., Doldissen W., Fiedler F., Kaiser R. & Kowalsky W., Electron. Lett., 23(1), pp. 2-4 (1987)
- Erman M., Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VI (1986)
- Erman M., Jarry P., Gamonal R., Gentner J.L., Stephan P. & Guedon C., J. Lightwave Technol., 6(3), pp. 399-411 (1988)
- Hunsperger R.G., *Integrated Optics : Theory and Technology*, Berlin : Springer (1985)
- Kaminow I.P., Mammel W.L. & Weber H.P., Appl. Opt., 13(2), pp. 396-405 (1974)
- Mallecot F., Vilcot J.P., Decoster D. & Razeghi M., Proc. 17th European Solid State Device Research Conf., Bologna, Italy : Technoprint, pp. 955-958 (1987)
- Miyanaga S. & Fujiwara, Optics Comm., 64(1), pp. 31-35 (1987)
- Nougier J.P., *Méthodes de calcul numérique*, Paris : Masson (1987)
- Gray D.E., *American Institute of Physics Handbook*, New-York : Mc Graw-Hill (1963)
- Remiens D., Thèse de 3ème cycle, Lille (1986)
- Vinchant J.F., Mallecot F., D. Decoster & Vilcot J.P., Optics Comm., 67(4), pp. 266-270 (1988)
- Vinchant 1 J.F., Mallecot F., D. Decoster & Vilcot J.P., IEE Proc., Pt J, 136(1), pp. 72-75 (1989)
- Vinchant 2 J.F., Mallecot F., D. Decoster & Vilcot J.P., Ann. Télécom., 44(3-4), pp. 149-154 (1989)
- Yariv A., *Optical Electronics*, New-York : Holt, Rinehart and Wiston Inc. (1985)

**CHAPITRE III**  
**MODELISATION ELECTRONIQUE D'UN PHOTODETECTEUR**  
**INTEGRE A UN GUIDE OPTIQUE :**  
**APPROCHE ET APPLICATION AU PIN-GUIDE.**



## **INTRODUCTION**

Dans ce troisième chapitre, nous présentons une modélisation électrique d'un photodétecteur intégré sur guide optique dont le comportement optique est analysé par le modèle optique présenté au chapitre précédent. En effet, nous venons de démontrer, au chapitre II, la possibilité théorique de réaliser des structures compactes et nous le démontrerons expérimentalement au chapitre IV. Cependant, il serait intéressant de déduire, des propriétés optiques, le comportement électrique d'une telle structure, comme notamment le rendement quantique dynamique et la fréquence de coupure. Afin d'obtenir de tels renseignements, la quantité fondamentale à déterminer est le taux de génération des paires électron-trou. De plus, le photodétecteur en intégration monolithique sur guide peut permettre d'obtenir un produit rendement quantique-bande passante important, comparé au photodétecteur classique éclairé par le dessus. En effet, pour un photodétecteur classique, le rendement quantique est directement relié à l'épaisseur de la zone déserte, en faisant abstraction des phénomènes de réflexion en surface, alors que, pour le photodétecteur-guide, la nature des phénomènes de propagation de la lumière et de transport des porteurs ne permet plus de relier directement la collection des électrons à l'absorption de la lumière.

Nous présentons donc une approche de l'étude électronique d'un photodétecteur-guide que nous appliquerons, en exemple, à la photodiode PIN en intégration monolithique sur guide optique.

### **III.1. TAUX DE GENERATION DES PAIRES ELECTRON-TROU**

L'objectif de notre modèle électrique ou électronique est de déduire, du modèle optique, les paramètres nécessaires à l'étude du comportement dynamique d'un photodétecteur-guide. L'un des paramètres fondamentaux d'un photodétecteur est son rendement quantique dynamique. Ce rendement, noté  $\eta$ , est défini comme étant le nombre de paires électron-trou générées par photon incident (voir la relation (48) du chapitre I). Afin de déterminer ce rendement, il est donc nécessaire d'exprimer le taux de génération de paires électron-trou dans le cas d'un photodétecteur intégré sur guide optique.

La structure étudiée, ainsi que le système d'axes choisi, sont les mêmes que ceux du modèle optique, donnés au chapitre II, Fig. 2.1. Nous considérons également que la puissance lumineuse est uniforme selon la direction Oy. Cette hypothèse est considérée comme une toute première approximation de la répartition de puissance lumineuse dans

certaines structures, par exemple sous l'arête d'un guide, en considérant que la couche absorbante se trouve uniquement sur l'arête du guide et que le confinement latéral n'est pas trop fort. Cependant, une répartition de puissance lumineuse, selon cette direction, peut être introduite dans le calcul proposé.

Nous notons  $\Phi(E,x,z)$ , le flux de photons d'énergie  $E$  par unité de surface et unité de temps dans la structure photodétecteur-guide. Ce flux de photons peut s'exprimer à la coordonnée  $z_2$  en fonction de sa valeur en  $z_1$ , inférieure à  $z_2$ , et du coefficient d'absorption  $\alpha(E)$ , le long de la direction de propagation Oz, donné par le modèle optique :

$$\Phi(E,x,z_2) = \Phi(E,x,z_1) \exp[-\alpha(E)(z_2-z_1)] \quad (102)$$

Si  $P_1$  est la densité de puissance optique guidée à l'entrée du photodétecteur-guide, c'est à dire en  $z=0$ , le flux de photons s'exprime par :

$$\Phi(E,x,z) = B (P_1/h\nu) f(E,x) \exp[-\alpha(E)z] \quad (103)$$

où  $B$  est un coefficient constant,  $f(E,x)$  est la distribution de puissance lumineuse en fonction de  $x$ .

Il est à noter que, si nous tenons compte du confinement latéral, il suffit de prendre une distribution bidimensionnelle  $f(E,x,y)$ .

Cette distribution de puissance est déterminée à partir du modèle optique et s'écrit, dans le cas des ondes TE :

$$f(E,x) = |E_{y,p}(x)|^2 / \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{y,p}(x)|^2 dx \quad (104)$$

où  $E_{y,p}(x)$  est le champ électrique donné au paragraphe II.2.1) du chapitre II.

Cette fonction est bien une fonction de distribution vérifiant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(E,x) dx = 1 \quad (105)$$

Dans le cas d'un photodétecteur idéal, lorsqu'un photon est absorbé, une paire électron-trou est créée. Aussi, le taux de génération de paires électron-trou est donné, en dérivant selon l'axe de propagation, par l'expression :

$$g(E,x,z) = -\delta \Phi(E,x,z) / \delta z \quad (106)$$

En utilisant l'équation (103), cette expression devient :

$$g(\mathbf{E}, \mathbf{x}, z) = B (P_1/h\nu) f(\mathbf{E}, \mathbf{x}) \alpha(\mathbf{E}) \exp[-\alpha(\mathbf{E})z] \quad (107)$$

Par définition du taux de génération de paires électron-trou, pour une épaisseur donnée de couche absorbante et pour une longueur infinie de cette couche, tous les photons sont absorbés et :

$$\int_{z=0}^{+\infty} \int_{x=0}^{D_1} g(\mathbf{E}, \mathbf{x}, z) dx dz = P_1/h\nu \quad (108)$$

Cette condition permet de trouver le coefficient constant  $B$  :

$$B = \left[ \int_0^{D_1} f(\mathbf{E}, \mathbf{x}) dx \right]^{-1} \quad (109)$$

Par conséquent, le taux de génération de paires électron-trou, pour un photodétecteur-guide, est donné par :

$$g(\mathbf{E}, \mathbf{x}, z) = (P_1/h\nu) \left[ \int_0^{D_1} f(\mathbf{E}, \mathbf{x}) dx \right]^{-1} \alpha(\mathbf{E}) \exp[-\alpha(\mathbf{E})z] \quad (110)$$

Afin d'inclure la dépendance temporelle,  $g(\mathbf{E}, \mathbf{x}, z)$  doit être multiplié par le facteur  $\exp(-i\omega t)$  pour obtenir ainsi  $g(\mathbf{E}, \mathbf{x}, z, t)$ .

Cette expression suppose un photodétecteur idéal et peut être pondérée dans le cas d'un photodétecteur réel (si un photon ne donne pas une paire électron-trou). Cependant, ce modèle est tout à fait général et peut être appliqué aux différents types de photodétecteurs intégrés sur guide optique et qui utilise la technique de couplage par ondes évanescentes. Néanmoins, l'étude de certains photodétecteurs, tels les structures métal-semiconducteur-métal (MSM), nécessite une simulation bidimensionnelle du transport électronique, qui constitue, à elle-seule, quasiment un travail de thèse (*Aboulhoda 1990*). Aussi, nous montrons l'application de ce modèle à la photodiode PIN qui ne requiert qu'un transport électronique unidimensionnelle.

### III.2. APPLICATION AU PIN-GUIDE

Nous appliquons notre modèle à la photodiode PIN en intégration monolithique sur guide optique, dont la structure est présentée Fig. 3.1. L'épaisseur totale de la couche absorbante est notée  $D_1$  et l'épaisseur de la couche  $p^+$  absorbante est  $(D_1 - D_i)$ . Par conséquent, la couche absorbante intrinsèque a une épaisseur  $D_i$ .

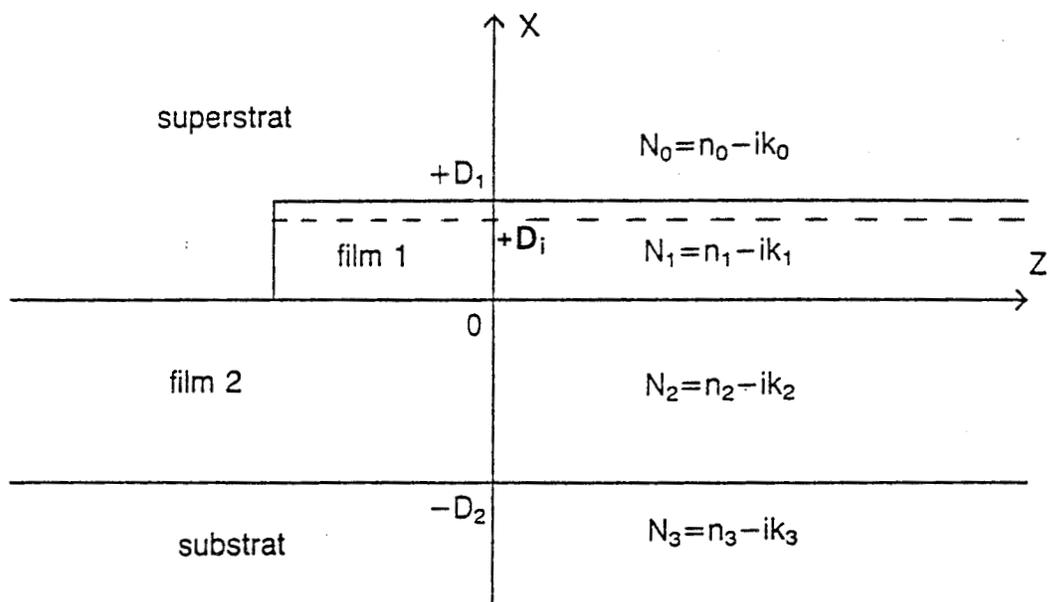


Fig. 3.1 : Structure de la photodiode PIN sur guide optique.

La limite inférieure de la couche  $p^+$  est représentée en pointillés.

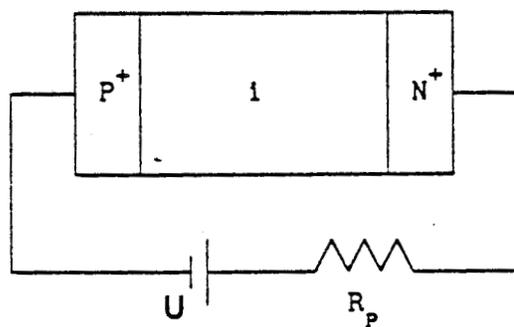


Fig. 3.2 : Schéma du circuit de polarisation de la photodiode PIN.

### III.2.1) Equations de base

Dans l'hypothèse d'une couche absorbante totalement désertée, étant donné le système d'axes choisi et d'après les équations de continuité bien connues (Sze 1981, Mathieu 1984), nous obtenons les équations suivantes :

$$(1/v_n) \delta J_n / \delta t = \delta J_n / \delta x + qg(x,z,t) \quad (111a)$$

$$(1/v_p) \delta J_p / \delta t = -\delta J_p / \delta x + qg(x,y,z) \quad (111b)$$

$$J = J_n + J_p + \delta E_{sc} / \delta t \quad (111c)$$

où nous négligeons les phénomènes de recombinaison et de diffusion.  $J_n(x,z,t)$  et  $J_p(x,z,t)$  sont respectivement les densités de courant d'électrons et de trous,  $v_n$  et  $v_p$  les vitesses de saturation des électrons et des trous,  $\epsilon$ , la permittivité de la couche absorbante et  $\epsilon \delta E_{sc} / \delta t$ , la densité de courant de déplacement.

Si la photodiode est chargée par une résistance  $R_p$  sous une tension de polarisation constante  $U$ , comme l'indique le schéma de la Fig. 3.2, alors nous obtenons la relation :

$$[1/(D_1 + D_2)] \int_{-D_2}^{D_1} \epsilon \delta E_{sc} / \delta t dx = -R_p C \delta J / \delta t \quad (112)$$

La capacité de la structure photodétecteur-guide est donnée par :

$$C = \epsilon S / (D_1 + D_2) \quad (113)$$

où  $S$  est l'aire de la photodiode.

Nous considérons donc que la couche intrinsèque, d'épaisseur  $D_i$ , est totalement désertée, que la génération ne modifie pas la zone déserte et que le substrat est de type  $n^+$ .

### III.2.2) Rendement quantique statique

En régime statique, l'équation (111a), concernant la densité de courant d'électrons, devient :

$$\delta J_n / \delta x = -qg(x,z) \quad (114a)$$

soit

$$\delta J_n / \delta x = -(qP_1/h\nu) [f(x) / \int_0^{D_1} f(x) dx] \alpha \exp(-\alpha z) \quad (114b)$$

En intégrant cette équation sur la région déplétée (entre  $x=0$  et  $x=D_i$ ), nous obtenons :

$$J_n(D_i, z) - J_n(0, z) = -(qP_1/h\ell) \left[ \int_0^{D_i} f(x) dx / \int_0^{D_1} f(x) dx \right] \alpha \exp(-\alpha z) \quad (115)$$

Les conditions aux limites d'une telle structure sont fixées à l'interface  $x=D_i$  (couche  $p^+$ /couche intrinsèque) par l'existence éventuelle d'un courant de diffusion et à l'interface  $x=0$  par l'obtention de la densité de courant totale, à  $z$  constant :

$$J_n(D_i, z) = J_d(z) \quad (116a)$$

$$J_n(0, z) = J(z) \quad (116b)$$

Par conséquent, la densité de courant, en fonction de  $z$ , s'écrit :

$$J(z) = J_d(z) + (qP_1/hf) \left[ \int_0^{D_i} f(x) dx / \int_0^{D_1} f(x) dx \right] \alpha \exp(-\alpha z) \quad (117)$$

Si nous notons  $L$ , la longueur de la couche absorbante pour la structure photodiode-guide, la densité de courant totale est obtenue par intégration :

$$J = \int_0^L J(z) dz \quad (118a)$$

soit,

$$J = J_d + (qP_1/h\ell) \left[ \int_0^{D_i} f(x) dx / \int_0^{D_1} f(x) dx \right] [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (118b)$$

où  $J_d$  est la densité de courant de diffusion totale.

Le calcul de la densité de courant de diffusion, lors de l'utilisation d'une couche  $p^+$  absorbante, est donné en Annexe 4.

En conséquence, le rendement quantique statique  $\eta$  est donné par l'expression suivante :

$$\eta = (JS/q) (h\ell/P_1S) \quad (119a)$$

soit,

$$\eta = \{C_d + \left[ \int_0^{D_i} f(x) dx / \int_0^{D_1} f(x) dx \right]\} [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (119b)$$

où  $C_d$  représente la contribution du courant de diffusion.

Dans le cas d'une photodiode idéale et si nous négligeons la diffusion ( $C_d=0$  et  $D_i=D_1$ ), nous obtenons :

$$\eta = [1 - \exp(-\alpha L)] = e \quad (120)$$

Par conséquent, pour une telle photodiode-guide, le rendement quantique statique est bien donné par l'efficacité de couplage optique.

### III.2.3) Rendement quantique dynamique

Les équations de conservation (111) et du circuit de charge (112) permettent d'obtenir l'équation différentielle :

$$\bar{J}(z,t) + R_p C (\delta \bar{J}(z,t) / \delta t) = [1 / (D_1 + D_2)] \int_{-D_2}^{D_1} (J_n + J_p) dx \quad (121)$$

où  $\bar{J}(z,t)$  est la densité moyenne de courant définie par :

$$\bar{J}(z,t) = [1 / (D_1 + D_2)] \int_{-D_2}^{D_1} J(x,z,t) dx \quad (122)$$

La dépendance temporelle de la densité de courant est la même que celle du taux de génération de paires électron-trou et le facteur de multiplication est  $\exp(-i\omega t)$ . Par conséquent, nous obtenons la transformée de Fourier de cette densité de courant :

$$\bar{J}(z,\omega) = [1 / (1 + i\omega R_p C)] [1 / (D_1 + D_2)] \int_{-D_2}^{D_1} (J_n + J_p) dx \quad (123)$$

Le problème principal, pour déterminer la quantité précédente, est le calcul des intégrales des densités de courant d'électrons et de trous. Ce calcul peut se scinder en deux parties :

- le calcul de ces intégrales dans la couche absorbante intrinsèque d'épaisseur  $D_1$ , en tenant compte du taux de génération dans cette couche et en négligeant les phénomènes de recombinaison.

- le calcul de ces intégrales dans la couche guidante d'épaisseur  $D_2$  qui constitue, en fait, uniquement une région de transit pour les électrons.

Tous les détails de ce calcul sont donnés en Annexe 4.

Le résultat final peut se mettre sous la forme suivante :

$$\bar{J}(z,\omega) = (qP_1/h\nu) [1 / (1 + iR_p C\omega)] [1 / (D_1 + D_2)] \alpha \exp(-\alpha z) [T_n(\omega) + T_p(\omega) + T_{nt}(\omega)] \quad (124)$$

où  $T_n(\omega)$  est la contribution des électrons générés dans la couche absorbante (diffusion comprise),

$T_p(\omega)$  est la contribution des trous générés dans la couche absorbante,

$T_{nt}(\omega)$  est donné par le transit supplémentaire des électrons à travers la couche guidante.

Le calcul du courant de diffusion en fonction de la fréquence se trouve également en Annexe 4.

En considérant la longueur  $L$  de la zone active de la photodiode-guide, nous obtenons la densité de courant totale :

$$J(\omega) = \int_0^L \bar{J}(z, \omega) dz \quad (125a)$$

soit,

$$J(\omega) = (qP_1/h\nu) [1/(1+iR_p C\omega)] [1/(D_1+D_2)] [1-\exp(-\alpha L)] [T_n(\omega)+T_p(\omega)+T_{nt}(\omega)] \quad (125b)$$

Par conséquent, le rendement quantique dynamique s'écrit :

$$\eta(\omega) = [1/(D_1+D_2)] [1-\exp(-\alpha L)] | [1/(1+iR_p C\omega)] [T_n(\omega)+T_p(\omega)+T_{nt}(\omega)] | \quad (126)$$

où  $| |$  signifie le module de la fonction complexe.

#### III.2.4) Le logiciel SYMPHONIE

##### a) Simulations possibles

Nous pouvons, grâce au logiciel SYMPHONIE, à partir de la saisie d'une structure donnée et de son étude optique, déterminer le comportement électronique d'une photodiode PIN intégrée sur un guide optique. Après avoir calculé la constante de propagation complexe d'une structure photodétecteur-guide, par le modèle optique, nous pouvons déterminer la distribution de puissance lumineuse dans la couche absorbante et, par conséquent, le taux de génération de paires électron-trou en tout point de cette couche. Le logiciel SYMPHONIE permet alors de tracer l'évolution des densités de courant d'électrons et de trou dans la couche absorbante, ainsi que le rendement quantique dynamique du PIN-guide, en tenant compte ou pas du transit supplémentaire introduit par la couche guidante et en chargeant ou pas le composant par une résistance de 50 . La capacité de la structure est déterminée à partir des paramètres saisis que sont la largeur et la longueur de la couche absorbante. Enfin, nous pouvons tenir compte d'une éventuelle couche p+ absorbante qui donne naissance à un courant de diffusion d'électrons.

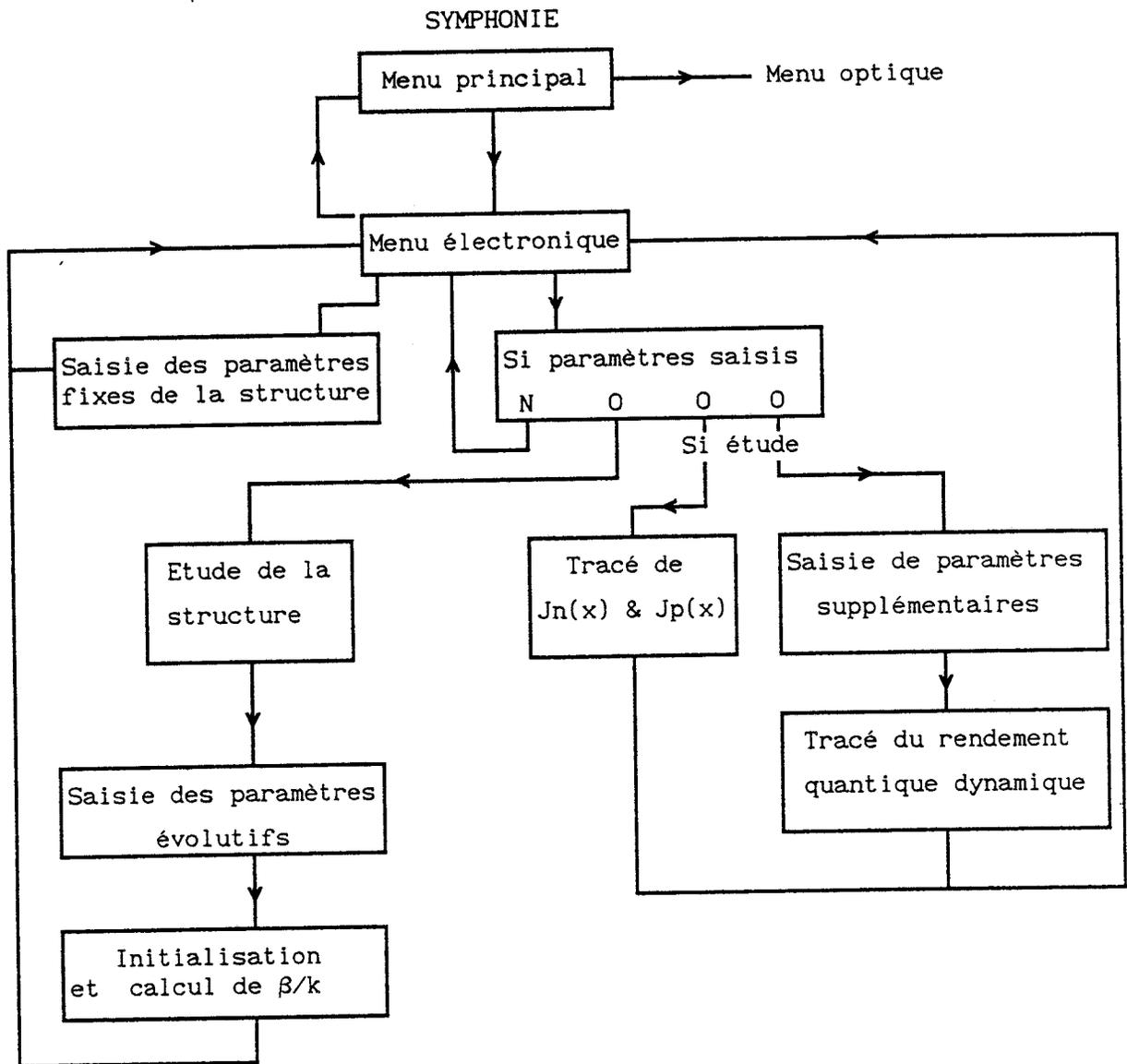


Fig. 3.3 : Organigramme du logiciel SYMPHONIE (partie électronique).

### **b) Organigramme de la simulation électronique**

Nous présentons, Fig. 3.3, l'organigramme du logiciel SYMPHONIE pour le comportement électronique d'un PIN-guide. De plus amples détails, concernant la présentation du logiciel et ses structures informatiques, sont donnés en Annexe 3.

#### **III.2.5) Résultats et discussion**

Nous présentons brièvement, dans cette partie, les résultats obtenus pour une structure à homojonction  $n^-/n^+$  InP et une structure à hétérojonction GaInAsP/InP, et nous exposons quelques éléments de discussion quant au comportement et à l'optimisation de tels dispositifs.

La première structure étudiée est une photodiode PIN GaInAs en intégration monolithique sur guide optique  $n^-/n^+$  InP, dont l'épaisseur de la couche guidante a été fixée à  $3.6 \mu\text{m}$ . La seconde structure étudiée est une photodiode PIN GaInAs en intégration monolithique sur guide optique GaInAsP/InP, dont l'épaisseur de la couche guidante a été fixée à  $2.0 \mu\text{m}$ . Ces deux structures ont été proposées dans la littérature (*Erman et al. 1988, Bornholdt et al. 1987*)

Nous présentons, pour ces deux composants, le rendement dynamique calculé en étudiant, séparément, les différentes contributions qui régissent le comportement dynamique d'un PIN-guide :

- contribution de la couche absorbante seule
- contribution de la couche absorbante et du transit supplémentaire introduit par la couche guidante
- contribution de l'existence d'un courant de diffusion dû à une couche  $p^+$  absorbante
- PIN-guide chargé sur  $50 \Omega$  (effet de la capacité)

Tous les calculs sont présentés en considérant une photodiode PIN idéale et en prenant une efficacité de couplage égale à 0.9, à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ . En effet, Le paramètre dynamique, qui caractérise le PIN-guide et tout photodétecteur-guide en général, est son produit efficacité de couplage-bande passante. Aussi, en imposant l'efficacité de couplage, nous pouvons comparer l'évolution de la bande passante des structures en fonction de différents paramètres.

#### **a) Contribution de la couche absorbante**

Nous présentons, dans ce paragraphe, le rendement quantique dynamique, pour les deux structures étudiées, en ne tenant compte que de la génération dans la

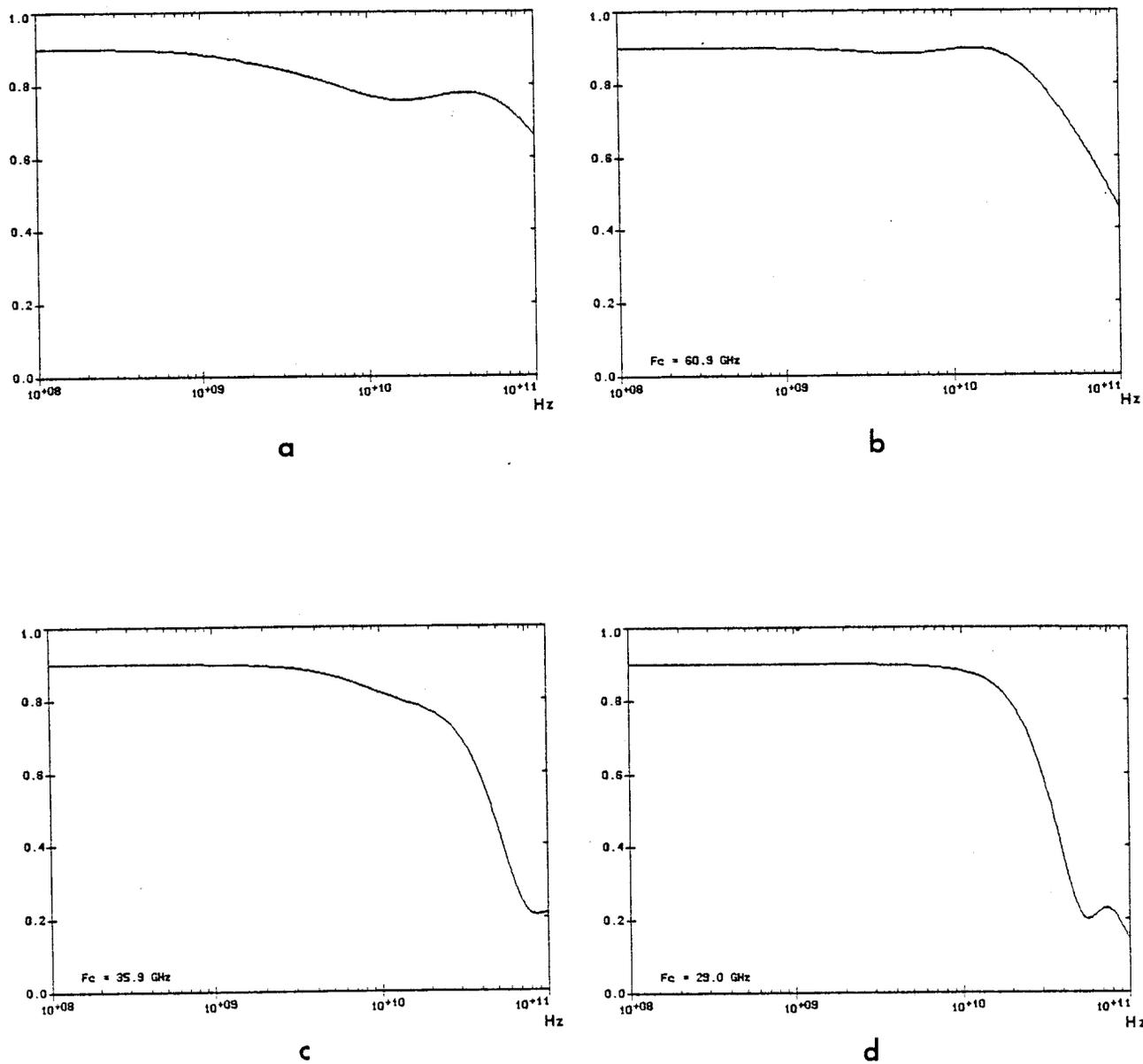


Fig. 3.4 : Rendement quantique dynamique intrinsèque de la photodiode PIN, éclairée par un guide optique  $n^-/n^+$  InP, pour différentes épaisseurs de GaInAs : a)  $0.2 \mu\text{m}$ , b)  $0.3 \mu\text{m}$ , c)  $0.7 \mu\text{m}$ , d)  $1.0 \mu\text{m}$ .

Effet de la couche absorbante seule.

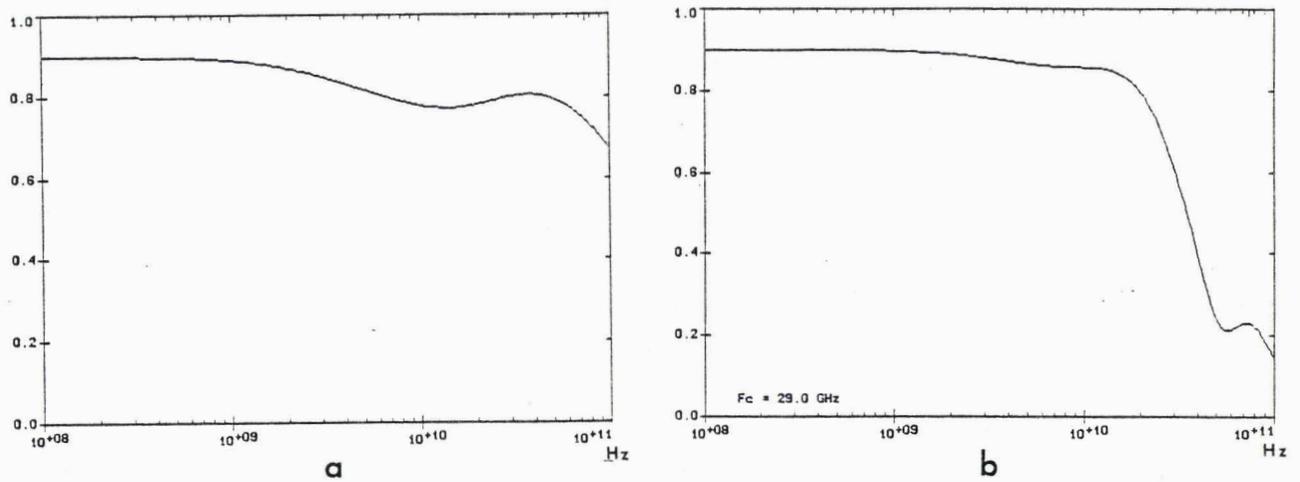


Fig. 3.5 : Rendement quantique dynamique intrinsèque de la photodiode PIN, éclairée par un guide optique GaInAsP/InP, pour différentes épaisseurs de GaInAs : a)  $0.2\mu\text{m}$ , b)  $1.0\mu\text{m}$ .

Effet de la couche absorbante seule.

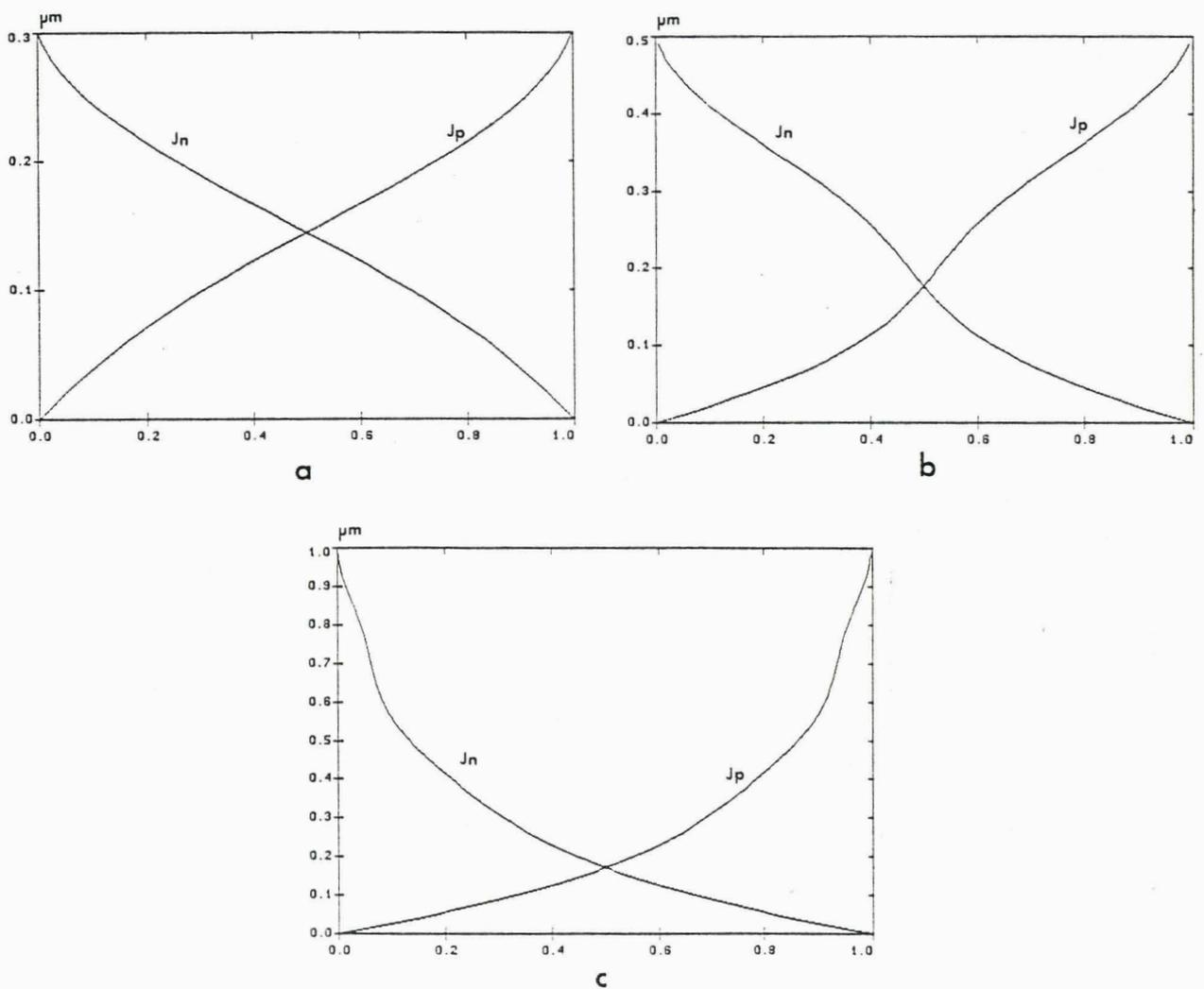


Fig. 3.6 : Evolution des densités de courant d'électrons et de trous dans la couche absorbante de la structure à homojonction, pour différentes épaisseurs : a)  $0.3\mu\text{m}$ , b)  $0.5\mu\text{m}$ , c)  $1.0\mu\text{m}$ .

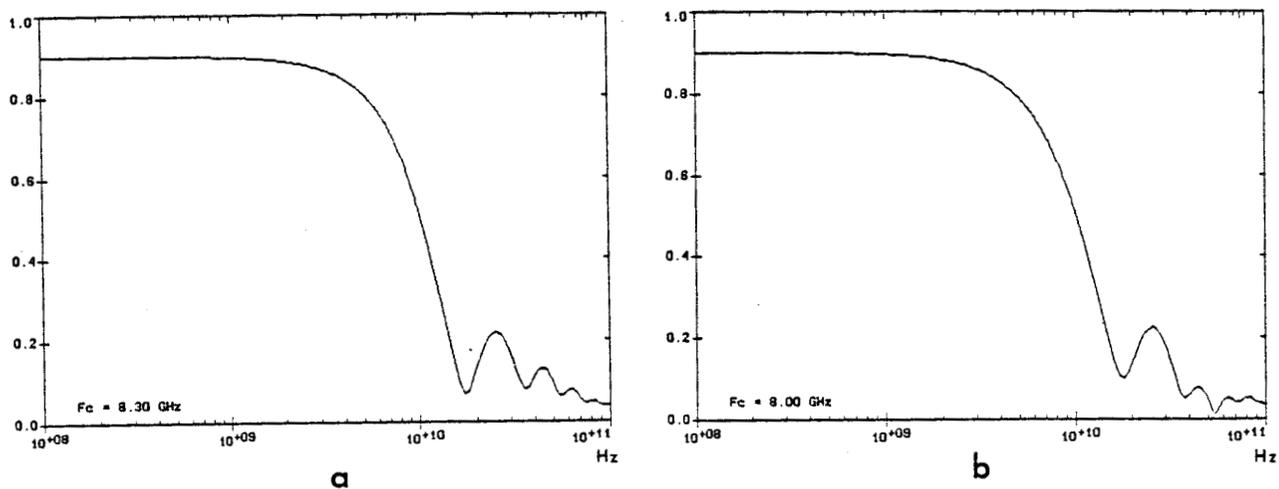


Fig. 3.7 : Rendement quantique dynamique du PIN-guide  $n^-/n^+$  InP (transit dans la couche guidante compris), pour différentes épaisseurs de GaInAs : a)  $0.6 \mu\text{m}$ , b)  $1.0 \mu\text{m}$ .

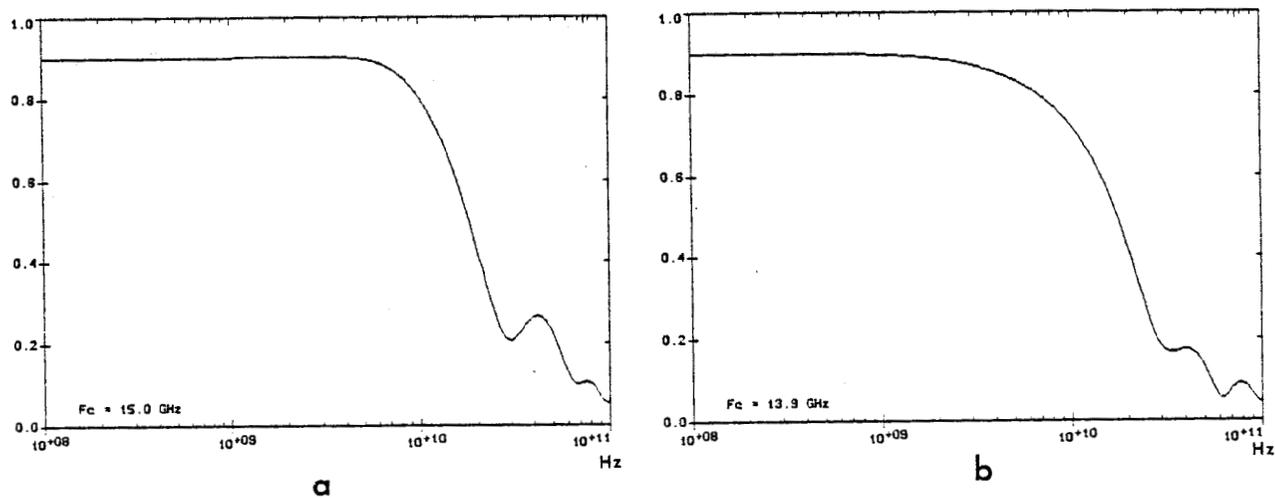


Fig. 3.8 : Rendement quantique dynamique du PIN-guide GaInAsP/InP (transit dans la couche guidante compris), pour différentes épaisseurs de GaInAs : a)  $0.6 \mu\text{m}$ , b)  $1.0 \mu\text{m}$ .

couche absorbante. Le profil de génération est calculé à partir du modèle optique, comme indiqué au paragraphe III.1.

Nous obtenons des comportements assez similaires, pour les deux structures, en fonction de la couche absorbante. Nous présentons, Fig. 3.4 et 3.5, le rendement quantique obtenu pour différentes épaisseurs de la couche absorbante, respectivement pour le dispositif à homojonction et à hétérojonction. Nous mettons en évidence, pour certaines épaisseurs de couche absorbante, un phénomène de résonance. Ce phénomène apparaît lorsque l'épaisseur de la couche absorbante entraîne une forte absorption et, par conséquent, est plus important pour la structure à hétérojonction. Cet effet se traduit par des fluctuations plus ou moins importantes de la valeur de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante (voir tableaux 4 et 5). Pour les faibles épaisseurs, ce phénomène semble rappeler celui rencontré pour la réponse dynamique d'un laser semiconducteur. En fait, nous constatons qu'en faisant varier, dans le GaInAs, les vitesses des électrons ( $7 \cdot 10^6$  cm/s initialement) et des trous ( $5 \cdot 10^6$  cm/s initialement), le phénomène de résonance se déplace en fréquence. Il s'agit donc bien d'un phénomène intrinsèque au transit des porteurs générés dans la couche absorbantes. En effet, par rapport à une photodiode PIN, éclairée par le dessus, où la loi de génération est en  $\alpha \exp(-\alpha x)$  suivant la direction de propagation de la lumière, la loi de génération dans la couche absorbante d'un PIN-guide est différente (voir paragraphe III.1). Nous mettons en évidence, Fig. 3.6, l'évolution des densités de courant d'électron et de trou produits par une telle loi de génération. De plus, cette loi de génération, qui intervient directement dans le calcul du courant, engendre probablement une loi de phase également très différente. Ainsi, des porteurs générés, à des profondeurs différentes de la couche absorbante, pourraient, à une fréquence et pour une épaisseur de couche absorbante données, arriver en phase ou en opposition de phase à l'un des contacts et être collectés en même temps. Un tel comportement semble être à l'origine de la résonance observée.

### **b) Contribution du transit supplémentaire**

Nous présentons, Fig. 3.7 et 3.8, le rendement quantique des PIN-guide étudiés, en tenant compte, désormais, du transit supplémentaire des électrons, imposé par la présence de la couche guidante. Nous mettons en évidence l'effet limitatif de ce transit supplémentaire puisqu'il dégrade fortement les performances en bande passante de ces dispositifs (voir le récapitulatif donné tableaux 4 et 5).

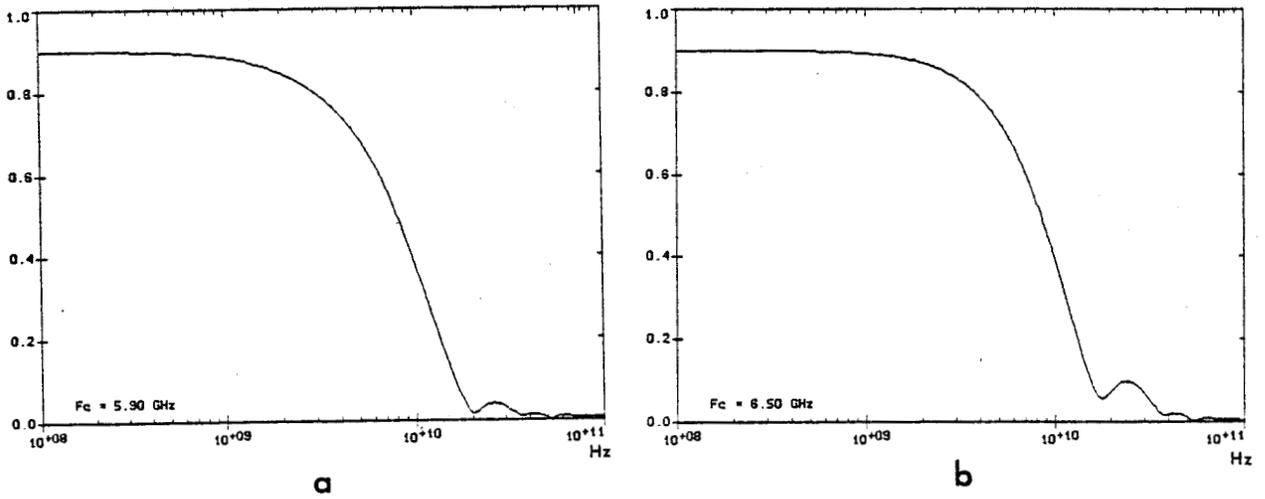


Fig. 3.9 : Rendement quantique dynamique du PIN-guide  $n^-/n^+$  InP chargé sur  $50\Omega$ , pour différentes épaisseurs de GaInAs : a)  $0.2\mu\text{m}$ , b)  $1.0\mu\text{m}$ .

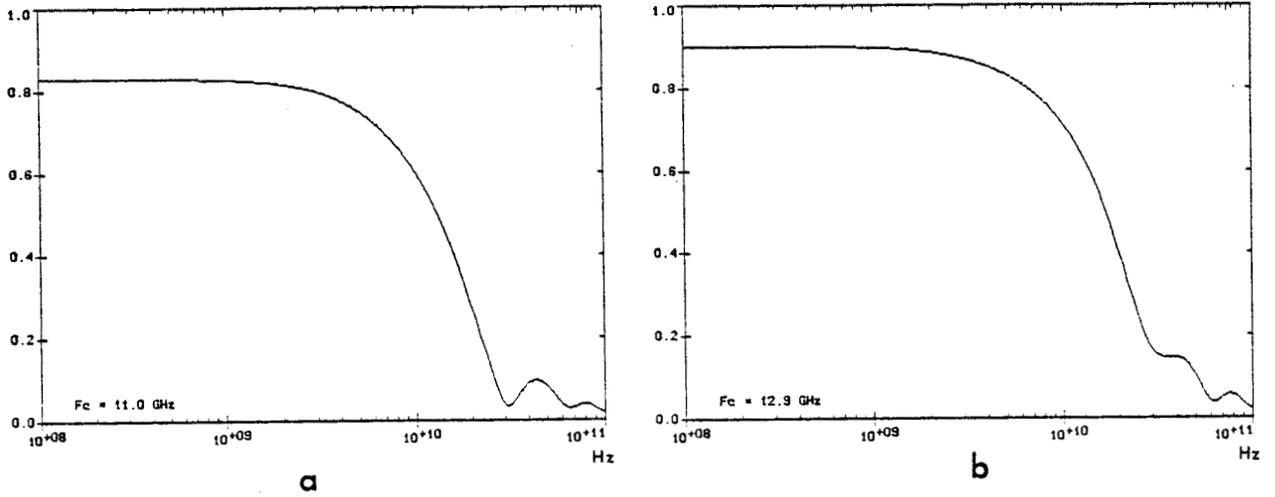


Fig. 3.10 : Rendement quantique dynamique du PIN-guide GaInAsP/InP chargé sur  $50\Omega$ , pour différentes épaisseurs de GaInAs : a)  $0.3\mu\text{m}$ , b)  $1.0\mu\text{m}$ .

### **c) Contribution de la diffusion dans la couche $p^+$**

Etant donné que l'éclairement, via un guide optique, génère une quantité moindre de lumière, dans la couche  $p^+$ , que dans le cas d'un éclairement par le dessus d'une photodiode PIN classique (*Gouy 1989*), l'effet de la diffusion des électrons générés dans cette couche est également moins important. Aussi, nous pouvons, compte tenu des limitations dues au transit supplémentaire ou aux effet capacitifs, négliger la diffusion. De plus, nous pouvons toujours nous affranchir de ce phénomène de diffusion en choisissant une couche  $p^+$  transparente à la longueur d'onde de travail.

### **d) PIN-guide chargé sur $50 \Omega$**

Nous présentons, Fig. 3.9 et 3.10, le rendement quantique des PIN-guide étudiés chargés sur  $50 \Omega$ , donc en fonctionnement dynamique classique. Nous constatons, Fig. 3.9, que pour une structure à homojonction, étant donnée la longueur de couche absorbante nécessaire pour obtenir une efficacité de couplage de 0.9, la capacité du dispositif, chargée sur  $50 \Omega$ , limite, au même titre que le transit supplémentaire, sa bande passante. Aussi, l'effet du transit supplémentaire, introduit par la couche guidante, étant du même ordre de grandeur que l'effet capacitif, n'est plus un facteur contraignant. Par contre, dans le cas d'une structure à hétérojonction, les longueurs de couche absorbante nécessaire à une efficacité de couplage de 0.9, sont beaucoup plus faibles et la capacité d'un tel dispositif, chargé sur  $50 \Omega$ , n'introduit pas de nouvelle limite (voir Fig. 3.10). Il en résulte, pour une structure à hétérojonction, une limitation de la bande passante uniquement gouvernée par le transit supplémentaire, introduit par la couche guidante.

Nous rappelons, dans les tableaux 4 et 5, les principales fréquences de coupure et paramètres des deux structures étudiées. L'optimisation d'une structure PIN-guide est donc conditionnée par l'utilisation d'une hétérojonction, afin d'augmenter au maximum l'efficacité de couplage et, par conséquent, de réduire la capacité de la photodiode, et par l'utilisation d'une fine couche guidante, afin de réduire le transit supplémentaire dû à cette couche. Aussi, un compromis apparait donc puisque la diminution de l'épaisseur de la couche guidante augmentera la capacité du dispositif.

$D_1$ ( $\mu\text{m}$ )	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2
$f_c$ (intrinsèque)	29	25	18	36	55	51	25	61	>100
$f_c$ (avec transit)	8.0	--	7.1	--	8.3	--	--	7.3	7.0
$L$ ( $\mu\text{m}$ ) pour $e=0.9$	1751	1714	1875	1937	1620	1508	2389	2664	1281
$f_c$ (RC seul)	12.1	12.1	10.8	10.2	11.9	12.5	7.7	6.7	13.6
$f_c$ (PIN-guide chargé)	6.5	--	5.7	--	6.7	--	--	4.7	5.9

Tableau 4 : Fréquences de coupure du PIN-guide à homojonction  $n^-/n^+$  InP ( $D_2 = 3.6\mu\text{m}$ ).

$D_1$ ( $\mu\text{m}$ )	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2
$f_c$ (intrinsèque)	29	17	13	46	57	43	24	45	>100
$f_c$ (avec transit)	14	--	--	--	15	--	--	12	13
$L$ ( $\mu\text{m}$ ) pour $e=0.9$	223	231	265	252	192	214	368	270	138
$f_c$ (RC seul)	64	58	49	50	64	53	32	40	73
$f_c$ (PIN-guide chargé)	13	--	--	--	14	--	--	11	--

Tableau 5 : Fréquences de coupure du PIN-guide à hétérojonction GaInAsP/InP ( $D_2 = 2.0\mu\text{m}$ ).

## CONCLUSION

Nous avons présenté, dans ce chapitre, la détermination du taux de génération de paires électron-trou dans un photodétecteur intégré sur un guide optique. Cet essai de modélisation électronique dégage les prolongements possibles de la modélisation optique, présentée au chapitre II.

Nous avons appliqué cette modélisation à la photodiode PIN intégrée sur un guide optique et nous montrons les limitations, dues à la capacité ou au transit supplémentaire, des dispositifs étudiés. Une telle structure semble donc limitée à une bande passante de l'ordre de 15 à 20 GHz, sachant qu'une diminution de l'épaisseur de la couche guidante entraînerait une augmentation de la capacité, qui limiterait alors le comportement dynamique du composant.

Contrairement au modèle optique, cette étude ne se veut pas une étude approfondie du comportement dynamique du PIN-guide mais plutôt une approche du comportement en prolongement du modèle optique. Il est à noter qu'une étude approfondie devrait considérer un transport électronique à travers des hétérojonctions, qui, aux fréquences mises en jeu, pourrait s'avérer limitatif. De plus, l'étude de structures photoconductrices ou métal-semiconducteur-métal (MSM) intégrées sur guide optique pourrait être très intéressante mais nécessiterait une modélisation bidimensionnelle du transport. De tels travaux pourraient constituer un prolongement très intéressant de notre étude, puisque nous allons présenter, maintenant, au chapitre IV, la réalisation de photoconducteurs et photodétecteurs MSM en intégration monolithique sur guide optique.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III**

Aboulhouda S., Thèse de docteur de l'Université, Lille (à paraître en 1990)

Bornholdt C., Doldissen W., Fiedler F., Kaiser R. & Kowalsky W., *Electron. Lett.*, 23(1), pp. 2-4 (1987)

Erman M., Jarry P., Gamonal R., Gentner J.L., Stephan P. & Guedon C., *J. Lightwave Technol.*, 6(3), pp. 399-411 (1988)

Gouy J.P., Thèse de docteur de l'Université, Lille (1989)

Mathieu H., *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques*, Paris : Masson (1984)

Sze S.M., *Physics of Semiconductor Devices*, New-York : Wiley (1981)

**CHAPITRE IV**  
**INTEGRATION MONOLITHIQUE DE**  
**PHOTOCONDUCTEURS OU DE PHOTODETECTEURS MSM**  
**ET D'UN GUIDE OPTIQUE.**

## INTRODUCTION

Dans ce quatrième chapitre, nous présentons la conception, la réalisation et la caractérisation des composants, à base de structures photodétectrices en intégration monolithique sur guides optiques, que nous avons étudiés dans le cadre de ce travail. Afin de synthétiser cette présentation, nous développerons, dans un premier temps, les techniques de mesure que nous avons mises au point et utilisées pour caractériser ces composants, tant en ce qui concerne leurs propriétés optiques que leurs propriétés optoélectroniques et hyperfréquences. Puis, nous présenterons la démarche adoptée quant à la conception et la réalisation d'une structure photoconductrice compacte sur guide optique. Enfin, nous présenterons un dispositif, intégrant un photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM) et un guide optique, qui possède non seulement une très grande compacité mais encore des performances qui sont parmi les meilleures rapportées, à ce jour, au niveau mondial.

### IV.1. TECHNIQUES DE CARACTERISATION

Nous exposons, dans cette partie, les différentes techniques de caractérisation optique et électronique dont nous disposons au sein du laboratoire ou que nous avons mises au point dans l'équipe optoélectronique du laboratoire.

#### IV.1.1) Caractérisation optique

La caractérisation optique d'une structure photodétectrice en intégration monolithique sur guide optique consiste à déterminer ou vérifier :

- le type de propagation dans les guides optiques seuls (monomode ...)
- les pertes de propagation de ces guides optiques
- les pertes d'insertion de ces guides optiques (couplage à l'entrée et à la sortie des guides)
- l'atténuation du mode guidé en présence de la couche photodétectrice pour en déduire le coefficient d'absorption.

Toutes ces mesures nécessitent l'utilisation d'un banc de caractérisation optique. Ce banc permet :

- l'injection de la puissance lumineuse, issue d'une source laser, dans la structure guidante,
- le positionnement des composants,

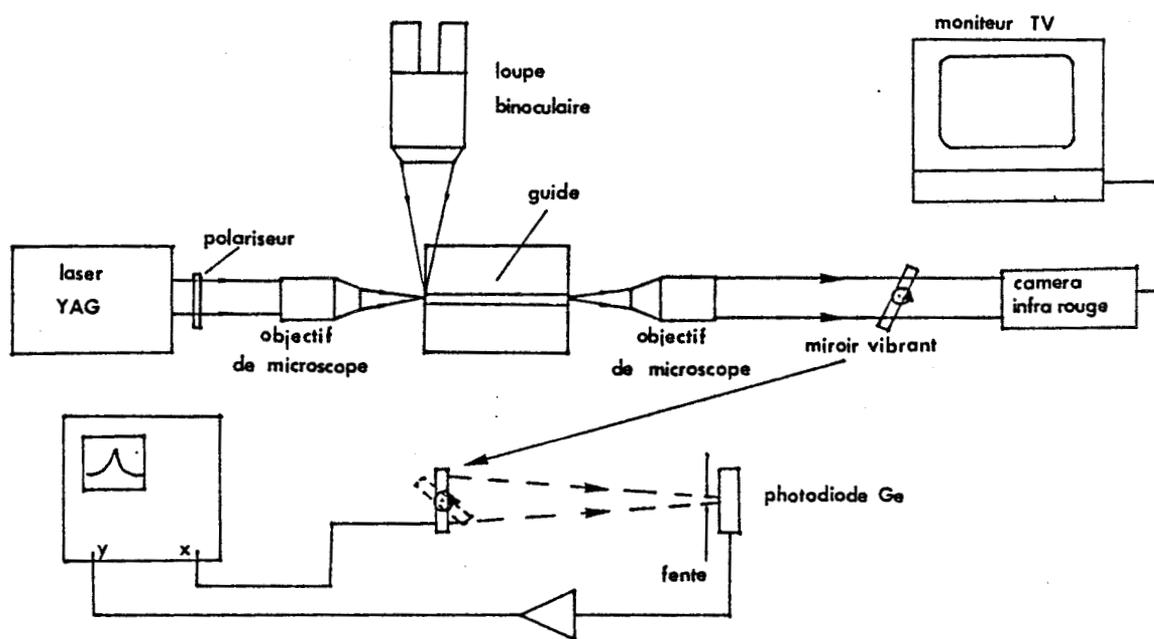


Fig. 4.1 : Banc de caractérisation optique.

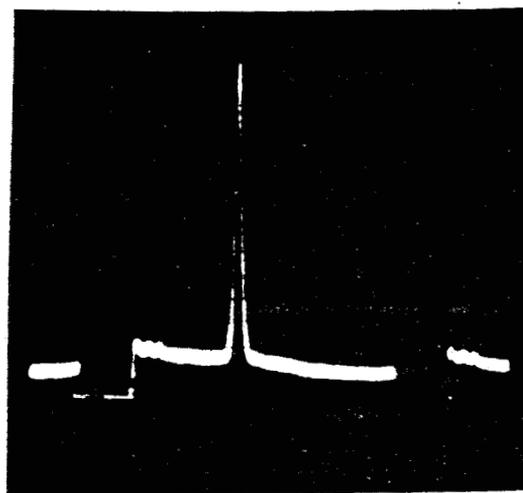
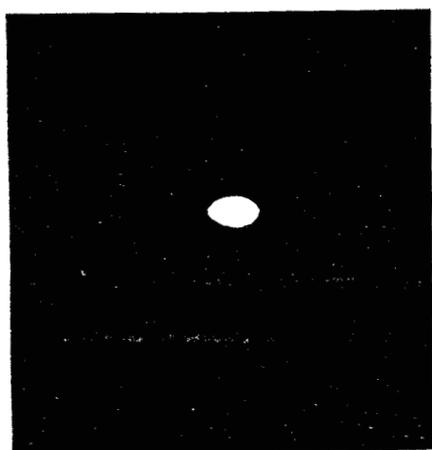


Fig. 4.2 : Observation du champ proche et du signal vidéo.

- la visualisation optique et électronique de la sortie des composants.

Un tel banc de caractérisation optique (voir Fig. 4.1) a été développé au sein de l'équipe optoélectronique (*Mallecot 1988*). Ce banc, schématisé Fig. 4.1, utilise la méthode de couplage par la tranche et est constitué :

- d'un laser YAG qui émet à la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$  ou de  $1.3 \mu\text{m}$ ,
- d'un polariseur extra-cavité pour choisir l'état de polarisation du mode (TE ou TM),
- d'un objectif de microscope qui assure le couplage du faisceau laser au guide optique,
- d'un support d'échantillon qui permet tous les degrés de liberté,
- d'un objectif de sortie pour l'observation de la sortie du guide optique,
- d'un système de visualisation (soit une caméra infra-rouge, soit une photodiode au germanium).

Il nécessite une mise au point très délicate. Nous avons apporté quelques modifications à ce banc d'injection, notamment en permettant l'utilisation d'un laser semiconducteur fibré. Ces aménagements nous permettront de caractériser nos dispositifs pour d'autres longueurs d'onde et de moduler en fréquence ou de pulser ces sources pour des mesures dynamiques.

#### **a) Type de propagation**

Le caractère monomode ou multimode d'une structure guidante se fait en analysant la répartition spatiale des modes guidés. Il existe principalement deux méthodes qui permettent d'y accéder : l'analyse du champ lointain ou celle du champ proche. Si l'analyse du champ lointain est bien adaptée à la caractérisation de fibres optiques ou de lasers, elle est difficilement applicable dans le cas de guides optiques. En effet, la longueur de ces composants, en général de quelques millimètres, n'est pas suffisante pour que la puissance lumineuse, non couplée aux modes guidés, soit éliminée (phénomènes de diffraction parasite). Le banc de caractérisation utilisé est donc fondé sur l'analyse du champ proche, qui consiste à visualiser l'image de la face de sortie du guide, obtenue au moyen d'un objectif de microscope. Cette visualisation s'effectue soit à l'aide d'une caméra IR et d'un moniteur de contrôle, soit d'une photodiode germanium (le profil de puissance lumineuse étant reconstitué, dans ce cas, à l'aide d'un miroir vibrant). Nous pouvons également analyser ce profil à l'aide d'un oscilloscope en examinant le signal vidéo délivré par la caméra (voir Fig. 4.2). Notons, qu'en toute rigueur, il convient de tenir compte de la fonction de transfert de l'optique d'agrandissement.

### **b) Pertes de propagation et pertes de couplage**

Les mesures de l'atténuation du mode guidé ou pertes intrinsèques ainsi que celles des pertes de couplage d'un guide optique passif peuvent se faire à l'aide de différentes méthodes plus ou moins précises. La méthode, que nous avons utilisée, consiste à mesurer la puissance lumineuse détectée à la sortie des guides optiques, en fonction de leur longueur, en effectuant des clivages successifs. D'après la représentation graphique de l'atténuation, en dB, en fonction de la longueur du guide, nous obtenons les pertes intrinsèques ou pertes de propagation (en dB/cm) en mesurant la pente de la droite obtenue, et les pertes de couplage (en dB) en extrapolant l'ordonnée à l'origine. Les pertes de propagation sont dues à la fabrication du guide optique (nature et qualité des matériaux) et aux phénomènes de diffusion de la lumière provenant de l'arête éventuelle (nature et qualité du processus technologique), alors que les pertes de couplage sont dues aux phénomènes de réflexion et de désadaptation aux interfaces air/semiconducteur.

Outre son caractère destructif, cette méthode n'offre qu'une précision limitée, liée à la reproductibilité des conditions d'injection (qualité du clivage). La caractérisation de structures de guidage à faibles pertes de propagation, inférieures au dB/cm, devient difficilement réalisable par cette méthode et nécessite l'utilisation d'autres techniques, notamment celle qui étudie les résonances de la cavité de Fabry-Perot que constitue la structure guidante, étant donnée la réflexion importante aux interfaces air/guide (*Austin et al. 1985, Walker 1985*). Cette technique a le gros avantage d'être non destructive puisque la mise en évidence de la résonance s'effectue en modifiant la longueur du chemin optique par changement de la température. Nous pouvons retenir de cette étude que la technique des clivages successifs surestime les pertes de propagation (*Austin et al. 1985*).

### **c) Coefficient d'absorption d'une structure photodétecteur-guide**

Comme nous l'avons présenté au chapitre II, les performances d'un photodétecteur intégré à un guide optique sont fortement conditionnées par l'efficacité de couplage, c'est à dire par la fraction de lumière absorbée par le matériau semiconducteur. Pour accéder à cette grandeur, il nous faut mesurer l'atténuation ou l'absorption liée à la présence du matériau absorbant. L'inconvénient majeur de ce type de mesure réside dans la nécessité de disposer d'une référence et de plusieurs éléments de comparaison. En effet, lorsqu'un photodétecteur-guide est réalisé, l'épaisseur de la couche absorbante est fixée et il s'agit de déterminer l'atténuation en transmission, due à cette couche, en fonction de la longueur de celle-ci. C'est pourquoi, afin de déterminer l'atténuation en transmission, nous avons réalisé, pour tous les dispositifs que nous

présenterons dans la suite, des séries de photodétecteurs/guide sur un même substrat. Chaque série comporte des photodétecteurs/guide avec différentes longueurs de matériau absorbant et un guide optique, sans matériau absorbant, servant de référence et utilisé pour déterminer les pertes de propagation et d'insertion. Cette façon de procéder présente l'avantage de minimiser l'influence des conditions d'injection et, d'autre part, l'utilisation d'un substrat unique doit permettre de garantir, au moins, un clivage quasiment identique pour chaque composant d'une même série.

#### IV.1.2) Caractérisation électronique

Les moyens classiques de caractérisation de photodétecteurs utilisent des techniques déjà éprouvées et mises au point au laboratoire :

- courant d'obscurité,
- photocourant et gain éventuel en régime statique (I-V) et basse fréquence,
- capacité (mesure de C-V)
- bruit (HP 8970A)
- paramètres " $S_{ij}$ ".

Les deux premières techniques peuvent être effectuées avec des structures photodétecteur-guide en injectant par le guide optique, alors que les techniques suivantes nécessitent de placer l'échantillon dans un boîtier spécial pour les mesures hyperfréquences et sont réalisées soit en obscurité, soit avec un éclairage par le dessus. Néanmoins, elles apportent des informations complémentaires quant aux comportements des structures étudiées.

Nous présentons, maintenant, de façon plus détaillée, deux techniques de caractérisation : la réponse à une impulsion lumineuse et la mesure du bruit en régime d'éclairage. Ces techniques sont relativement classiques. Cependant, la mesure du bruit microonde est tout à fait originale et a été mise au point par l'équipe optoélectronique du laboratoire (*Gouy 1989*). Nous verrons, lors de la présentation des résultats, combien cette dernière technique s'avère fondamentale pour l'étude de composants très rapides. En effet, les techniques actuelles (*Bowers et al. 1987*), qui permettent de déterminer le comportement dynamique et la fréquence de coupure d'un photodétecteur, sont de plus en plus sophistiquées et onéreuses, dans la mesure où les fréquences mises en jeu sont de plus en plus élevées.

##### a) Réponse impulsionnelle

La caractérisation des photodétecteurs par leur réponse à une impulsion lumineuse de très courte durée, délivrée par un laser semiconducteur, est fondée sur le schéma de la Fig. 4.3. Un générateur délivre un signal sinusoïdal qui est amplifié, afin

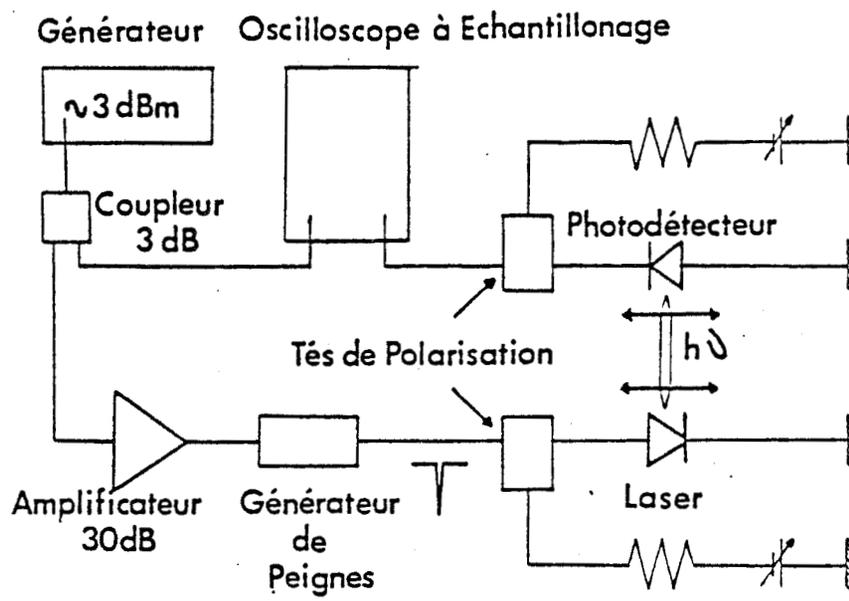


Fig. 4.3 : Banc de caractérisation en réponse impulsionnelle.

d'atteindre une puissance de sortie de 1 Watt. Par l'intermédiaire d'un générateur de peigne (combgenerator selon la terminologie anglosaxonne) adapté à la fréquence du générateur, le signal électrique est transformé en impulsion électrique avec une fréquence de répétition de l'ordre de 250 MHz (fréquence du générateur et du combgenerator). Nous obtenons ainsi une impulsion optique, dont les caractéristiques dépendent essentiellement du laser semiconducteur utilisé. 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 de 50 Ohms. Comme indiqué Fig. 4.3, le photodétecteur est polarisé par le biais d'un Té de polarisation, dont la bande passante est 10 kHz-12 GHz et le temps de réponse est égal à 25 ps. En utilisant un boîtier spécial pour les mesures hyperfréquences (travaillant jusqu'à 18 GHz) et un laser semiconducteur dont le temps de réponse est inférieur à 50 ps, les limites fréquentielles de cette technique de caractérisation se situe aux environs de 7 GHz. En effet, nous avons montré (*Gouy 1989*) qu'avec ce type de mesure, le temps de descente, entre 90% et 10% du signal électrique délivré par le photodétecteur, peut être directement relié à la fréquence de coupure du composant. La fréquence de coupure est donnée par :

$$f_c = 1/(\pi T_d) \quad (127)$$

où  $T_d$  est le temps de descente entre 90% et 10%.

En pratique, en tenant compte des éléments perturbant le signal (Té de polarisation et oscilloscope), nous exprimons le temps de descente intrinsèque  $T_{di}$  du composant en fonction du temps de descente mesuré  $T_{dm}$  :

$$T_{di}^2 = T_{dm}^2 - 25^2 - 25^2 \quad (128)$$

où les temps sont exprimés en picosecondes.

Cette étude a non seulement permis de montrer comment extraire, de la réponse impulsionnelle, la fréquence de coupure du dispositif, mais aussi qu'il faut considérer, avec beaucoup de réserves, l'évaluation de cette fréquence de coupure à partir de la largeur à mi-hauteur de la réponse.

En ce qui concerne les photodétecteurs-guides, nous avons dû aménager le banc de mesure de la Fig. 4.3 pour l'adapter au banc d'injection optique de la Fig. 4.1. Cette adaptation ne permet pas d'utiliser un boîtier spécial pour les mesures hyperfréquences, nécessitent des connexions assez longues pour relier le composant, et l'utilisation d'un laser fibré qui ne possède pas d'excellentes performances dynamiques. Aussi la caractérisation de composants photodétecteurs-guides par la réponse impulsionnelle sera limitée, dans notre cas, à des fréquences de l'ordre de quelques gigahertz.

## **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. Les techniques classiques (analyseur de spectre, mesureur HP 8970A) ne possèdent malheureusement qu'une sensibilité de mesure limitée par l'impédance d'entrée, qui les caractérise, égale à 50 Ohms. 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 1 MHz. Or les niveaux de bruit qui caractérisent les composants optoélectroniques, en régime d'éclairement, sont souvent inférieurs à cette limite.

### **- Bruit à 30 MHz**

Une technique, comparable à celle utilisée dans d'autres laboratoires, notamment au CNET Lannion (*Boisrobert et al. 1983*), et basée sur la modulation très basse fréquence du bruit à mesurer, a également été mise au point par l'équipe optoélectronique (*Gouy 1989*). En éclairant les photodétecteurs avec une source lumineuse modulée en très basse fréquence, cette technique permet d'extraire le bruit d'éclairement, qui sera modulé à cette même fréquence, alors que les différents bruits thermiques ne le seront pas a priori. Le schéma synoptique du banc de caractérisation est donné Fig. 4.4. La source lumineuse est un laser Hélium-Néon, rouge-infrarouge, émettant simultanément deux longueurs d'onde : 0.632  $\mu\text{m}$  et 1.15  $\mu\text{m}$ , qui peuvent être sélectionnées par des filtres adéquats. La 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. Le faisceau incident est ensuite modulé par un hacheur mécanique, afin d'obtenir un signal rectangulaire à une fréquence choisie de 1 kHz.

Au niveau de la réception, le photodétecteur est polarisé par le biais d'une résistance de 1 k $\Omega$  et d'un Té de polarisation de bande passante de 10 kHz-12 GHz. Un oscilloscope permet de mesurer la tension aux bornes de la résistance de 1 k $\Omega$ , ce 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 du composant et de l'oscilloscope sont très grandes devant cette valeur.

L'analyse du bruit d'éclairement se fait dans une fenêtre de 1 MHz (fixée 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

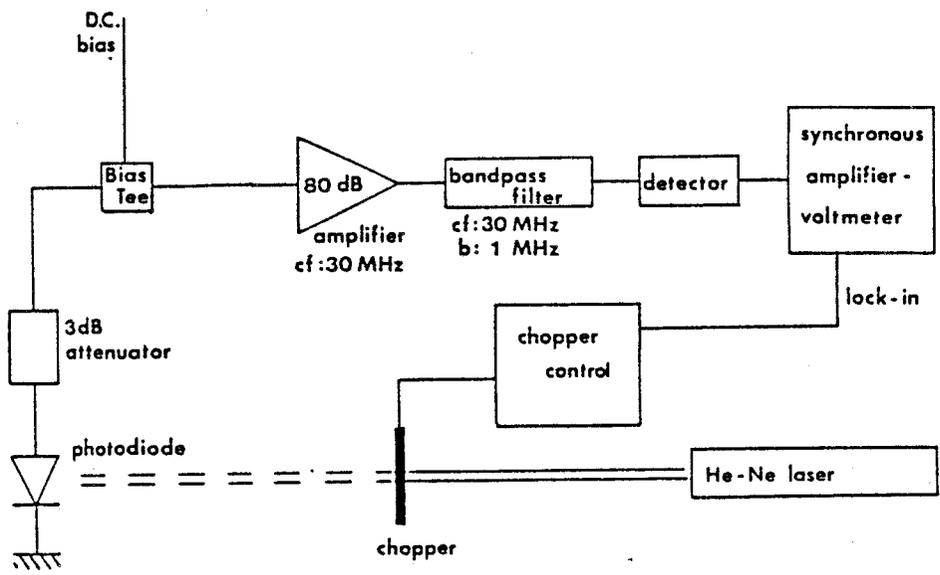


Fig. 4.4 : Banc de caractérisation du bruit à 30 MHz.

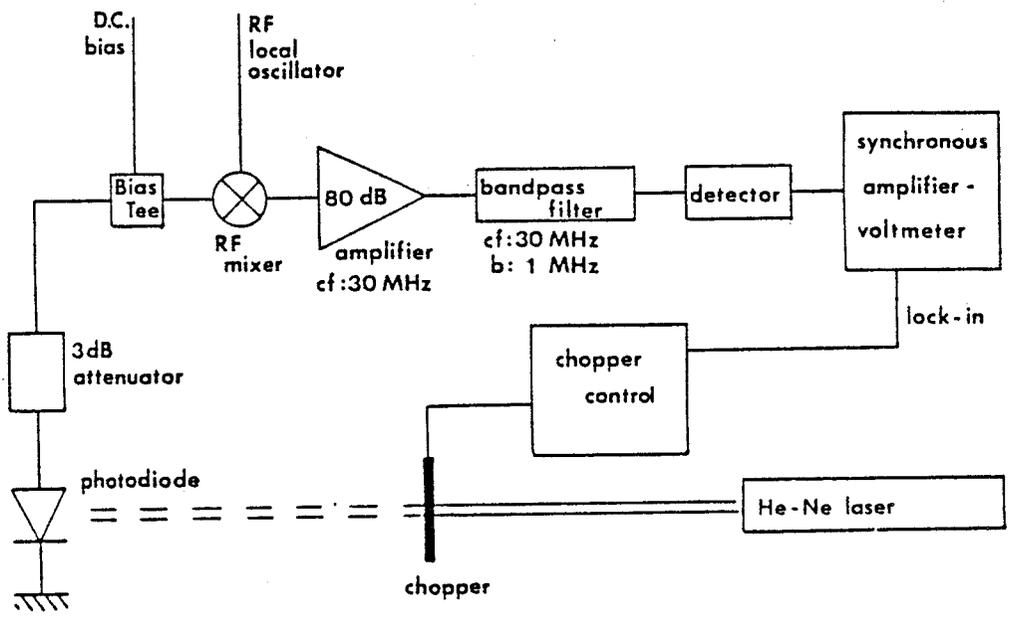


Fig. 4.5 : Banc de caractérisation du bruit microonde (2-18 GHz).

sortie une tension proportionnelle à la puissance incidente (dans la mesure où cette puissance est inférieure à 1 mW après amplification).

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).

L'étalonnage de la chaîne d'amplification a été réalisé en remplaçant le photodétecteur par un synthétiseur et a permis de relier le signal basse fréquence à la puissance lumineuse incidente par la relation (*Gouy 1989*) :

$$N \text{ (dBm)} = -136 + 10\log V \quad (129)$$

où  $N$  est la puissance de bruit en dBm et  $V$  la tension, en  $\mu\text{V}$ , mesurée par la détection synchrone. Cette relation a été vérifiée sur des composants de test (photodiodes PIN) pour lesquels le bruit d'éclairement a été étudié en fonction du photocourant. La validité de la méthode de mesure a pu ainsi être établie, tant sur le plan qualitatif que sur le plan quantitatif : les variations du bruit en fonction du photocourant et les niveaux mesurés correspondent à la loi :

$$\langle i^2 \rangle = 2qI_{\text{ph}}B.$$

#### - Bruit dans la gamme 2-18 GHz

La technique de caractérisation précédente permet d'étudier le comportement (loi d'évolution, facteur d'excès de bruit ...) des photodétecteurs pour des fréquences moyennes. Cependant, il est intéressant de déterminer l'évolution de ce comportement en fonction de la fréquence. De plus, étant donné que l'évolution du bruit en fonction de la fréquence est tout à fait semblable à celle du photocourant (*Van der Ziel 1954*), la détermination de la fréquence de coupure du composant devient directement réalisable. Aussi, nous avons mis au point une technique de mesure de bruit d'éclairement (*Gouy et al. 1990*), dans la gamme 2-18 GHz, basée sur la technique précédente. Dans le montage de la Fig. 4.4, nous avons inséré entre le Té de polarisation (1-18 GHz) et le premier amplificateur, un mélangeur large bande (1-26 GHz); l'excursion en fréquence est obtenue grâce à un oscillateur local qui est un générateur HP (2-18 GHz). L'ensemble du schéma synoptique, incluant le banc de mesure à 30 MHz et les modifications apportées, est présenté Fig. 4.5. Etant données les limites imposées par les différents éléments constituant la chaîne de mesure (Té de

polarisation, boîtier, câbles et connectiques), nous avons limité notre étude aux fréquences comprises entre 2 et 18 GHz.

L'étalonnage de la chaîne de mesure du bruit est modifié par :

- les pertes d'insertion du mélangeur que nous pouvons déterminer, dans la gamme 2-18 GHz, à l'aide du mesureur de bruit HP 8570A,
- le doublement du niveau de bruit détecté par rapport au niveau de bruit théorique, puisqu'à une fréquence  $f_0$ , donnée par l'oscillateur local, le bruit d'éclairage contient à la fois la composante à la fréquence  $f_0 + 30$  MHz et celle à la fréquence  $f_0 - 30$  MHz. Nous pouvons nous affranchir de cette situation en incluant un atténuateur 3 dB, qui, de plus, permet une adaptation sommaire du composant, mais dont il faudra tenir compte lors de l'étalonnage.

## IV.2. INTEGRATION MONOLITHIQUE D'UN PHOTOCONDUCTEUR ET D'UN GUIDE OPTIQUE

Nous avons évoqué brièvement, lors de l'Etat de l'Art sur ce type de composant à la fin du chapitre I, les performances des structures photoconducteur-guide que nous avons réalisées au laboratoire. Ces structures sont basées sur la technique de couplage par ondes évanescentes pour des applications à 1.3-1.55  $\mu\text{m}$ . La première structure est un photoconducteur  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  intégré à un guide optique en arête  $n^-/n^+$  GaAs (Mallecot et al. 1987). Ce dispositif présente une faible efficacité de couplage, puisqu'environ 2.5 mm sont nécessaires pour détecter 90% du signal optique. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette structure a été à l'origine du développement de la modélisation présentée dans les chapitres précédents.

Cette étude nous a permis de concevoir et réaliser une seconde structure compacte dont nous présentons, dans cette partie, la conception, les étapes technologiques et la caractérisation. Cette structure est un photoconducteur  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  intégré à un guide en arête GaAs/GaAlAs sur substrat GaAs semi-isolant (Mallecot et al. 1988). Nous montrerons l'amélioration des performances obtenues, à l'aide de ce dispositif, en les comparant à celles de la première structure.

### IV.2.1) Conception de la structure

Le but de cette structure est d'utiliser le passage d'un guide optique à homojonction à un guide optique à hétérojonction pour améliorer les performances, comme nous l'avons déjà montré au chapitre II. De plus, l'utilisation d'un substrat GaAs semi-isolant, au lieu d'un substrat GaAs dopé  $n^+$ , permet d'envisager une intégration

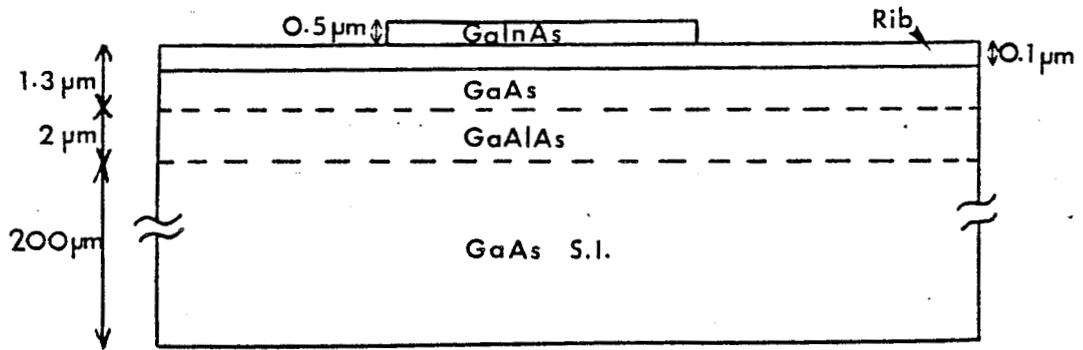


Fig. 4.6 : Schéma de la structure photoconducteur sur guide GaAs/GaAlAs.

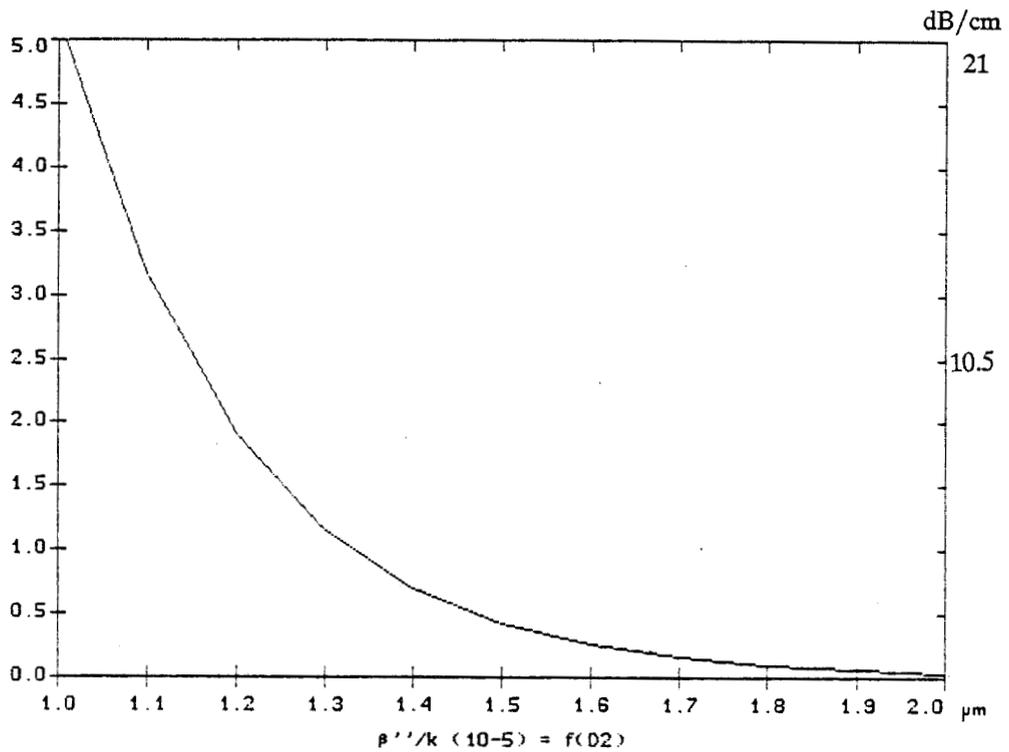


Fig. 4.7 : Pertes de radiation en fonction de l'épaisseur de la couche de GaAlAs (10% d'Al).

monolithique du photodétecteur avec un transistor à effet de champ. Nous avons donc utilisé une hétérojonction GaAs/GaAlAs pour réaliser la structure guidante sur un substrat GaAs semi-isolant (voir Fig. 4.6). Afin d'obtenir un guide optique, la couche guidante en GaAs doit être isolée optiquement du substrat, lui-même en GaAs. Aussi, l'épaisseur de la couche de GaAlAs doit être choisie afin d'obtenir de faibles pertes de radiation dans le substrat. L'épaisseur de la couche guidante, quant à elle, a été choisie pour obtenir une propagation monomode à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ . Nous observons, Fig. 4.7, les résultats théoriques, donnés par notre modèle, concernant les pertes de radiation dans le substrat, en fonction de l'épaisseur de la couche de GaAlAs, pour la structure de la Fig. 4.6. Une épaisseur de cette couche de  $2 \mu\text{m}$ , avec un taux d'Aluminium de 10%, a été retenue afin d'obtenir des pertes de radiation théoriques de l'ordre de 0.2 dB/cm. Notre objectif n'a pas été d'optimiser la structure au niveau de l'épaisseur de la couche absorbante, mais uniquement de confirmer expérimentalement l'apport de l'utilisation d'une hétérojonction. Nous montrerons, lors de la présentation du composant suivant, les possibilités offertes par l'optimisation de l'épaisseur de la couche absorbante.

#### IV.2.2) Etapes technologiques

Nous présentons, dans ce paragraphe, les différentes étapes technologiques qui ont conduit au photoconducteur intégré sur guide optique.

La première étape a consisté à faire croître, au laboratoire, par épitaxie par jets moléculaires (MBE) la couche d'isolation optique en  $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$  NID de  $2 \mu\text{m}$  d'épaisseur et la couche guidante en GaAs NID de  $1.3 \mu\text{m}$  d'épaisseur, sur un substrat en GaAs semi-isolant (voir Fig. 4.8 a).

La seconde étape est également une épitaxie pour déposer le ternaire  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  qui constitue la couche absorbante NID d'épaisseur  $0.5 \mu\text{m}$  du dispositif. L'hétéroépitaxie obtenue (GaInAs/GaAs) a été réalisée au Laboratoire Central de Recherche de Thomson, à l'aide de la méthode des organométalliques basse pression (LPMOCVD), par M<sup>me</sup> M. Razeghi (voir Fig. 4.8 b). La bonne qualité du dépôt de GaInAs, en désaccord de maille (3.8%) avec le GaAs, a été vérifiée notamment par photoluminescence (*Mallecot 1988*).

La troisième étape concerne la réalisation d'un premier méso (voir Fig. 4.9 a) par usinage ionique, afin d'obtenir des guides optiques en arête de  $6 \mu\text{m}$  de large, recouverts de GaInAs sur la totalité de leur longueur.

La quatrième étape a consisté en la réalisation d'un second méso en ôtant, par usinage ionique, le matériau absorbant de la partie du composant qui servira de guide passif. Notons qu'il est nécessaire de maîtriser les vitesses d'usinage de GaInAs et de GaAs afin que la combinaison de l'étape précédente et de celle-ci permette, à la fois, de

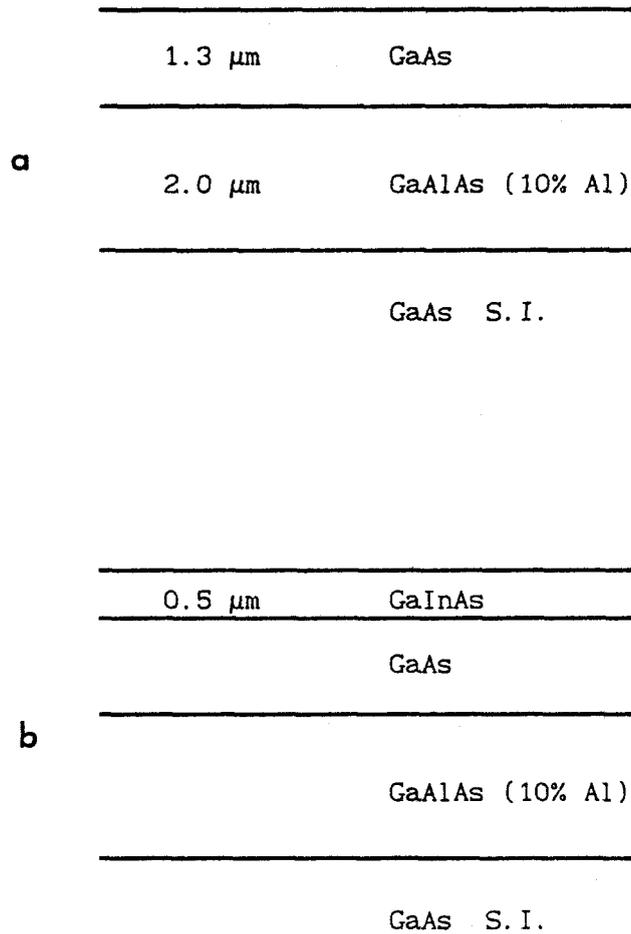


Fig. 4.8 : Etapes technologiques :  
 a) épitaxie du GaAlAs et du GaAs par MBE  
 b) épitaxie du GaInAs par LPMOCVD

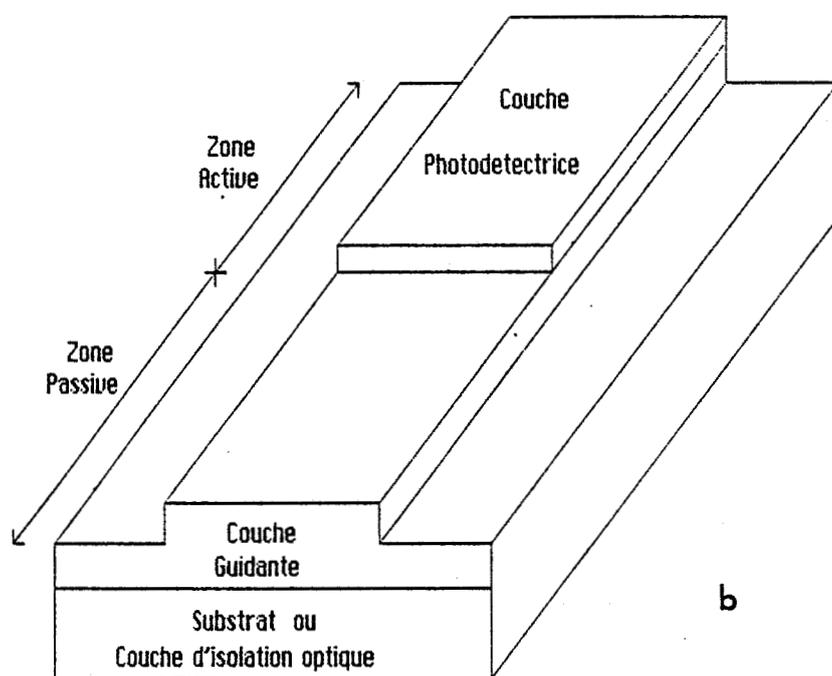
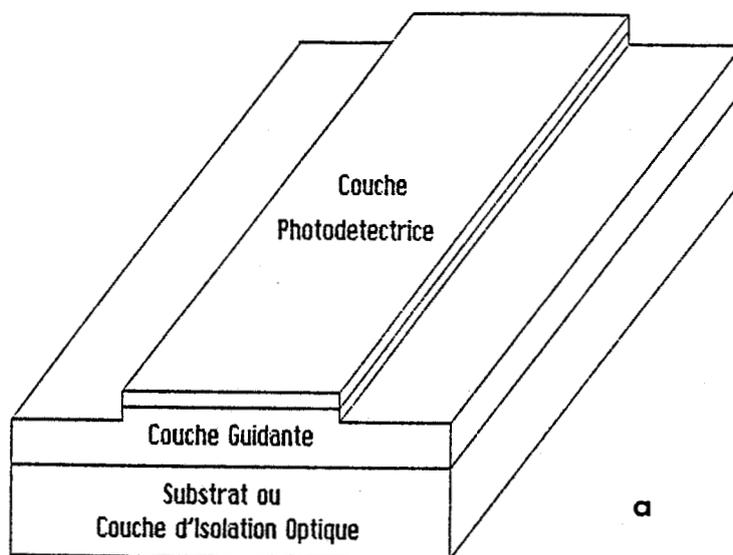
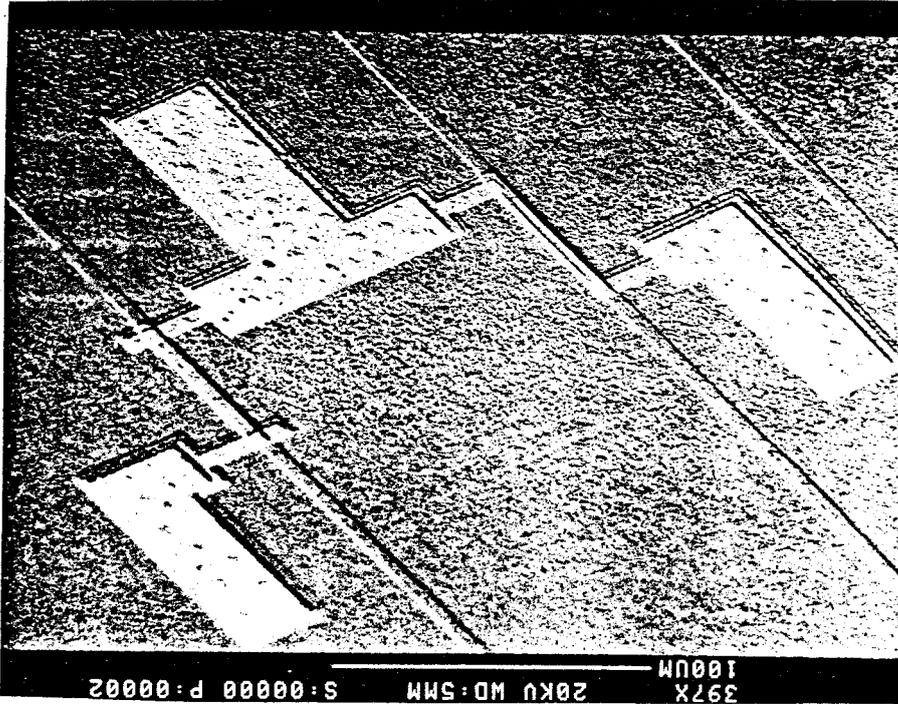


Fig. 4.9 : Etapes technologiques :  
 a) formation du premier méso.  
 b) formation du second méso.

Fig. 4.10 : Photographies du dispositif prises au microscope électronique à balayage.



s'arrêter le plus près possible de l'interface GaInAs/GaAs et d'obtenir la hauteur d'arête de l'ordre de  $0.1 \mu\text{m}$  (voir Fig. 4.9 b).

La cinquième étape est celle du dépôt des contacts ohmiques Au-Ge (88%-12%) sur une épaisseur de  $2000 \text{ \AA}$ . Deux configurations d'électrodes ont été déposées :

- soit parallèles à l'axe du guide avec une distance inter-électrodes de  $2 \mu\text{m}$ ,
- soit perpendiculaires à l'axe du guide avec une distance inter-électrodes de  $50 \mu\text{m}$ .

La sixième étape a consisté à déposer une métallisation Ti/Pt/Ti/Au ( $500 \text{ \AA}/500 \text{ \AA}/500 \text{ \AA}/2000 \text{ \AA}$ ) pour former les plots d'épaississements.

L'ensemble du dispositif est présenté, Fig. 4.10, à l'aide de photographies prises au microscope électronique à balayage : nous pouvons observer les différentes longueurs de GaInAs sur les guides optiques ainsi que la qualité de l'alignement entre les contacts ohmiques, la couche photodéetectrice et le guide en arête.

Nous pouvons préciser que le clivage correct de l'ensemble des dispositifs, pour la caractérisation, peut nécessiter l'amincissement du substrat (de  $400 \mu\text{m}$  à environ  $200 \mu\text{m}$ ) qui constitue une étape délicate.

### **IV.2.3) Résultats et discussion**

Les résultats, que nous présentons dans cette partie, sont issus de la caractérisation du photoconducteur, de distance inter-électrodes de  $2 \mu\text{m}$ , intégré à un guide optique en arête.

#### **a) Guides passifs**

La caractérisation des guides optiques s'est effectuée à partir de guides optiques en arête de référence (dépourvu totalement de couche absorbante), réalisés sur la plaquette comprenant les guides optiques intégrés au photodéetecteurs. L'observation du champ proche et de la distribution spatiale de l'intensité lumineuse en sortie de guides en arête (voir paragraphe IV.1.1) nous a permis de vérifier leur caractère monomode, à la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$ , sachant que l'excitation du mode était de type transverse électrique. Compte tenu des relations exprimant les épaisseurs de coupure des modes TE guidés et des dimensions des guides testés, nous pouvons en déduire que le caractère monomode sera également obtenu à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ .

Les mesures des pertes en transmission ont été réalisées par la technique des clivages successifs, présentée au paragraphe IV.1.1. Ces mesures ont été effectuées à la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$  sur un grand nombre de guides. Nous obtenons des pertes de propagation de l'ordre de  $2.1 \text{ dB/cm}$  et des pertes de couplage de l'ordre de  $6 \text{ dB}$ .

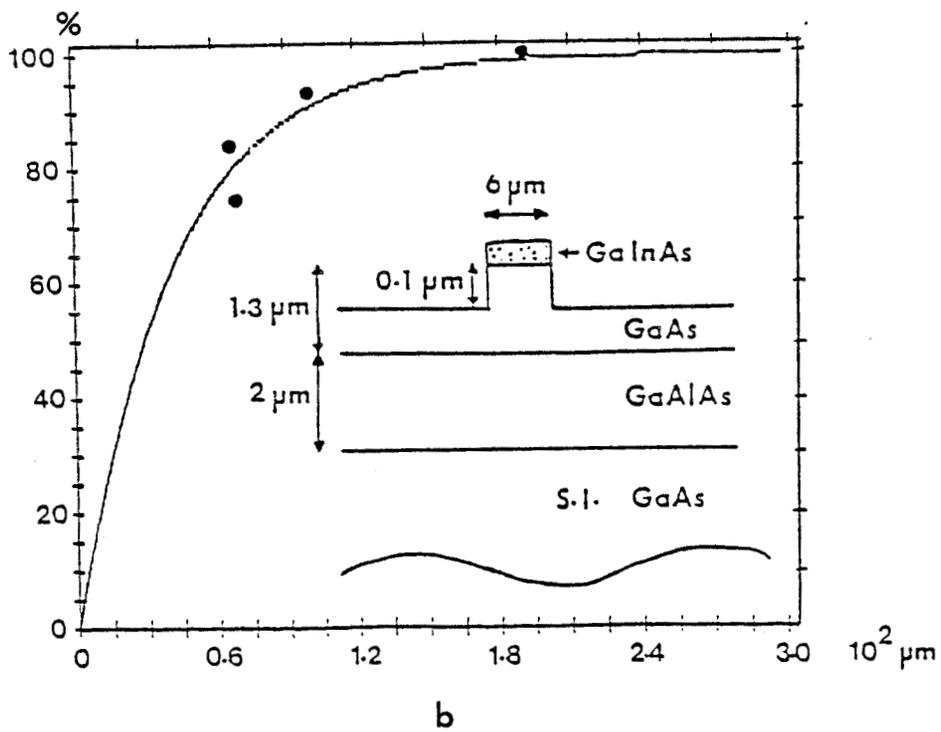
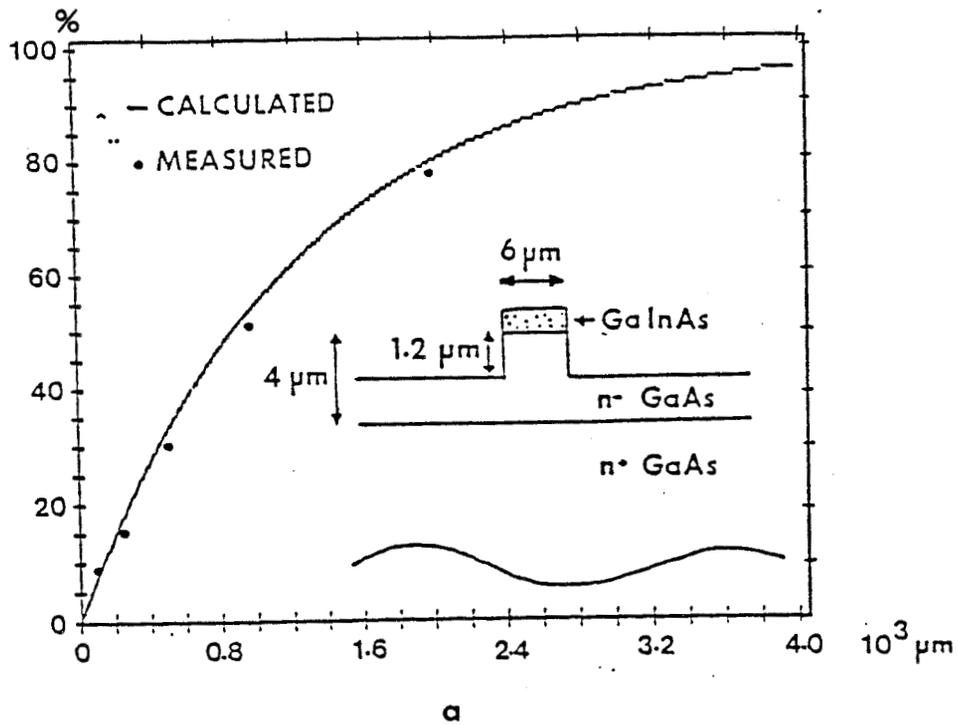


Fig. 4.11 : Efficacité de couplage en fonction de la longueur de GaInAs :  
 a) sur guide à homojonction n-/n+ GaAs  
 b) sur guide à hétérojonction GaAs/GaAlAs.

Les pertes de propagation semblent assez élevées mais s'expliquent par la rugosité des parois des guides, puisque l'arête est directement réalisée sur la couche guidante. Elles pourraient être améliorées en réalisant l'arête sur une couche GaAlAs déposée sur la couche guidante (*Lin et al. 1985*).

### **b) Coefficient d'absorption**

#### **- Efficacité de couplage**

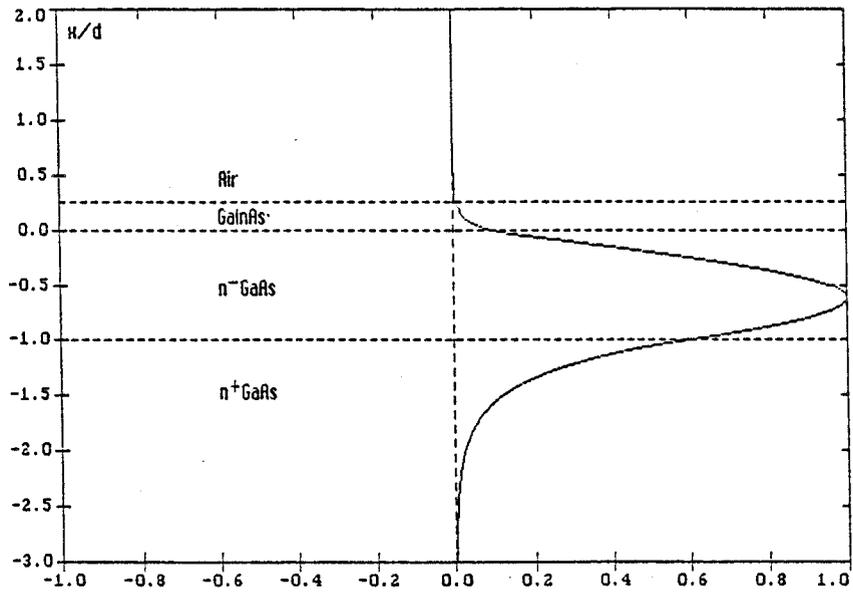
La détermination du coefficient d'absorption, à la longueur de  $1.06 \mu\text{m}$ , a été réalisée grâce aux différentes longueurs de couche absorbante déposée sur les guides optiques et par référence aux guides optiques passifs, dont les résultats viennent d'être présentés. Nous montrons, Fig. 4.11, les résultats expérimentaux et théoriques relatifs à l'hétérojonction GaAs/GaAlAs, que nous comparons à ceux de l'homojonction  $n^-/n^+$  GaAs. Nous observons la performance principale de ce dispositif à fort confinement : une longueur de couche absorbante de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  est suffisante pour absorber 90% de la lumière guidée, ce qui correspond à un coefficient d'absorption de l'ordre de 100 dB/mm. Nous obtenons une amélioration d'un facteur 25, puisque 2.5 mm était nécessaire pour absorber 90% de la lumière, dans le cas de la structure à homojonction, ce qui correspondait à un coefficient d'absorption de l'ordre de 4 dB/mm.

Notons que nos prévisions théoriques sont confirmées par l'expérience, ce qui justifie ainsi le choix des paramètres technologiques.

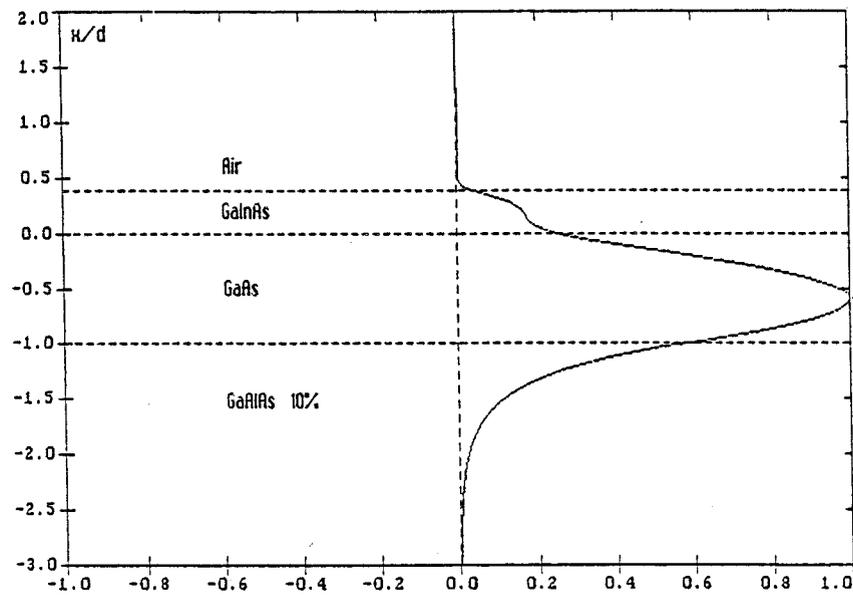
Hormis la variation de l'épaisseur de la couche absorbante, l'amélioration de ce résultat peut se faire en augmentant le contraste d'indice, le confinement latéral ou en utilisant une structure en ruban "inversé" pour déposer, sur une surface plane, la couche absorbante en débordant de part et d'autre du guide optique.

#### **- Interprétation**

L'interprétation de la différence de longueur, nécessaire à l'absorption de la quasi-totalité de la lumière guidée, peut se faire en comparant les profils calculés de puissance lumineuse à l'intérieur des structures à homojonction et à hétérojonction. Nous observons, Fig. 4.12, que l'utilisation d'une couche de confinement en GaAlAs tend à augmenter la quantité de lumière dans la couche absorbante.



a



b

Fig. 4.12 : Profil de champ électrique en module :  
 a) pour la structure à homojonction  
 b) pour la structure à hétérojonction.

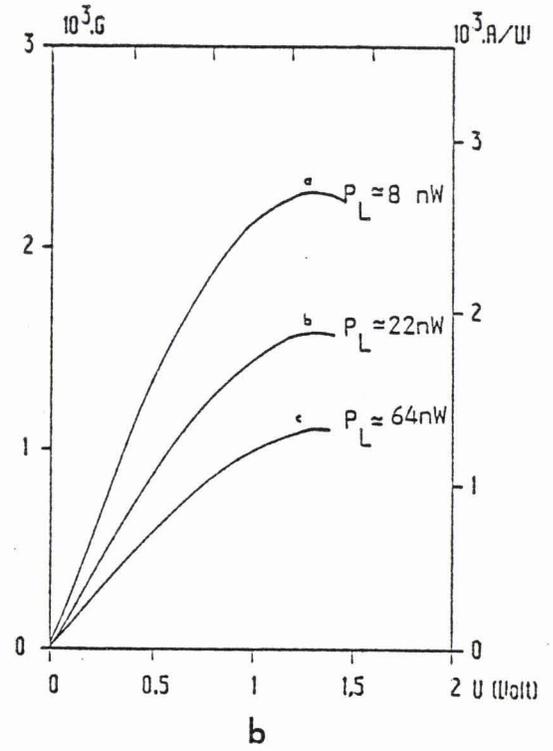
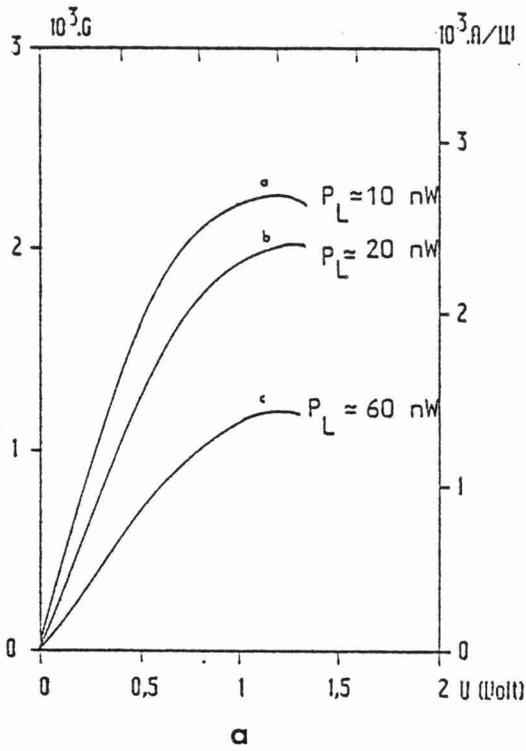


Fig. 4.13 : Gain et coefficient de réponse en fonction de la tension de polarisation :  
 a) éclairage par le dessus  
 b) éclairage par le guide.

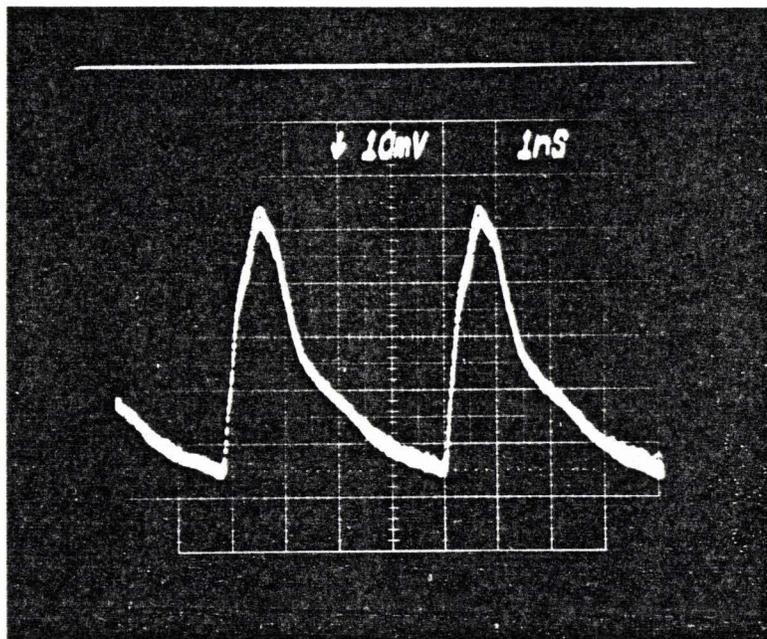


Fig. 4.14 : Réponse impulsionnelle.

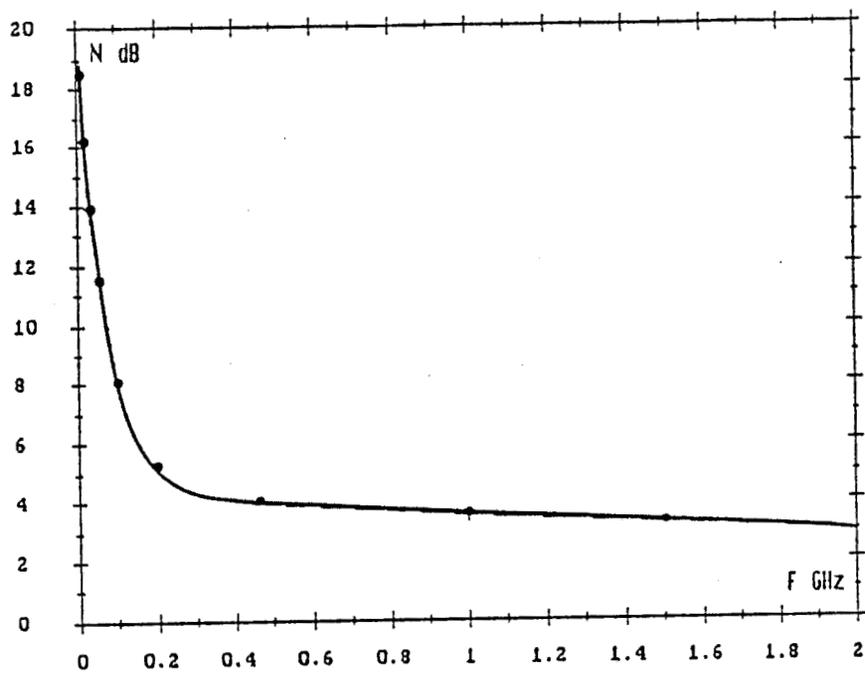


Fig. 4.15 : Evolution du bruit en fonction de la fréquence.

### c) Caractérisation statique

Les photoconducteurs ont d'abord été vérifiés sous pointes et une résistance de l'ordre de  $300 \Omega$  est obtenue pour un espace inter-électrodes de  $2 \mu\text{m}$ , ce qui est compatible avec la géométrie et le dopage des couches semiconductrices.

Le photocourant a été mesuré en éclairant le photoconducteur par l'intermédiaire du guide optique et également par le dessus, à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ . Les résultats sont donnés, Fig. 4.3, en ramenant les mesures à une efficacité identique. Lorsque le photoconducteur est éclairé par le guide, la puissance lumineuse guidée est déterminée en tenant compte des pertes d'insertion, de la désadaptation entre le faisceau laser et le mode guidé, et des pertes de propagation dans le guide en arête. La détermination de la puissance guidée peut être vérifiée par les mesures de photocourant, connaissant la valeur de l'efficacité de couplage.

Nous constatons donc, Fig. 4.13, le bon accord entre les mesures, par le dessus et par le guide optique, qui confirme, une fois de plus, le calcul de l'efficacité de couplage déterminée par notre modèle. Par ailleurs, l'évolution du gain et du coefficient de réponse, en fonction de la tension appliquée, est celle obtenue pour un photoconducteur III-V classique (*Vilcot et al. 1984*). En effet, le gain du photoconducteur augmente avec la tension appliquée, jusqu'à saturation, et lorsque la puissance lumineuse diminue.

### d) Réponse impulsionnelle

La réponse impulsionnelle a été obtenue en utilisant une diode laser fibrée monomode, émettant à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ . Nous montrons, Fig. 4.14, le résultat obtenu pour une tension de polarisation de  $1.3 \text{ V}$  et un débit d'impulsion de  $236 \text{ MHz}$ . Nous obtenons un temps de descente (90%-10%) de l'ordre de  $2 \text{ ns}$ , qui correspond à une fréquence de coupure de l'ordre de  $150 \text{ MHz}$ , d'après la formule (127) du paragraphe IV.1.2. De plus, le gain basse fréquence étant de quelques dizaines pour la même puissance lumineuse, nous en déduisons un produit gain-bande de l'ordre de  $5 \text{ GHz}$ .

Notons que la queue de la réponse est assez importante et connectée à la durée de vie des paires électron-trou, gérée par le mécanisme de piégeage.

### e) Mesures de bruit

Le niveau de bruit de ce dispositif, en fonction de la fréquence, a été déterminé à l'aide d'un mesureur de bruit HP 8970A. Nous observons, Fig. 4.15, qu'au delà de  $100$  à  $200 \text{ MHz}$ , le niveau de bruit est proche du bruit thermique. Cette évolution est celle d'un photoconducteur III-V classique (*Vilcot et al. 1984*). En nous

référant aux travaux de Forrest (*Forrest 1985*), nous pouvons en déduire, à titre d'exemple, qu'une sensibilité de -33 dBm, pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$  et un débit de 1 Gbits/s, pourrait être obtenue en associant ce photoconducteur à un transistor à effet de champ de type MESFET GaAs, dont les caractéristiques seraient :

- couche active, épaisseur  $0.2 \mu\text{m}$  et dopage  $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- grille du transistor, longueur  $1 \mu\text{m}$  et largeur  $300 \mu\text{m}$
- $g_m = 20 \text{ mS}$ ,  $C_{GS} = 0.25 \text{ pF}$  ( $V_{GS} = -2 \text{ V}$  et  $V_{DS} = 3 \text{ V}$ ).

### IV.3. INTEGRATION MONOLITHIQUE D'UN PHOTODETECTEUR MSM ET D'UN GUIDE OPTIQUE

L'étude d'un photodétecteur MSM en GaAs intégré à un guide optique est née de plusieurs constats.

- D'abord, après avoir amélioré l'efficacité de couplage à l'aide d'une structure à hétérojonction, il semblait très intéressant de diminuer l'épaisseur de couche absorbante, nécessaire à la détection du signal optique. En effet, le modèle optique, présenté au chapitre II, mettait en évidence la possibilité de réaliser des structures à la fois courte et fine. Les potentialités d'une telle solution résident dans l'augmentation de la résistance d'obscurité pour un photoconducteur, ainsi que dans la diminution du temps de transit pour un photoconducteur, une photodiode PIN ou un photodétecteur MSM.

- Ensuite, nous voulions également améliorer les performances dynamiques de la structure intégrée. Cette exigence nous conduisait à retenir soit la photodiode PIN, soit le photodétecteur MSM. Or compte tenu de l'augmentation assez important de la capacité d'une photodiode lorsque la couche absorbante devient fine, nous prenions une option pour le photodétecteur MSM.

- Ce choix s'est confirmé en optant pour une structure qui soit compatible avec l'intégration monolithique d'un transistor à effet de champ sur substrat semi-isolant, puisque nous disposions, en plus d'une fine couche absorbante en GaAs, compatible avec l'épaisseur de la couche active d'un transistor à effet de champ, d'une structure plane et donc compatible avec la technologie de ces transistors.

#### IV.3.1) Conception de la structure

La structure photodétecteur/guide a été conçue pour obtenir un photodétecteur MSM sur GaAs et utiliser un substrat GaAs semi-isolant. Par conséquent, le guide optique est réalisé en GaAlAs pour obtenir une propagation

GaAlAs 15% 1.5 $\mu\text{m}$
GaAlAs 20% 0.5 $\mu\text{m}$
GaAlAs 30% 1.0 $\mu\text{m}$
GaAs SI

Fig. 4.16 : Structure du guide optique.

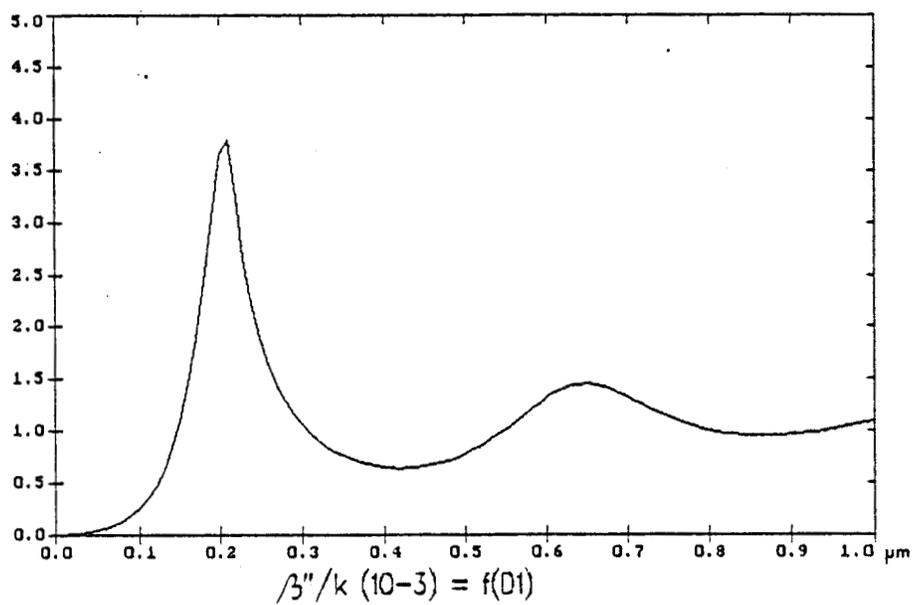


Fig. 4.17 : Atténuation en fonction de l'épaisseur de GaAs.

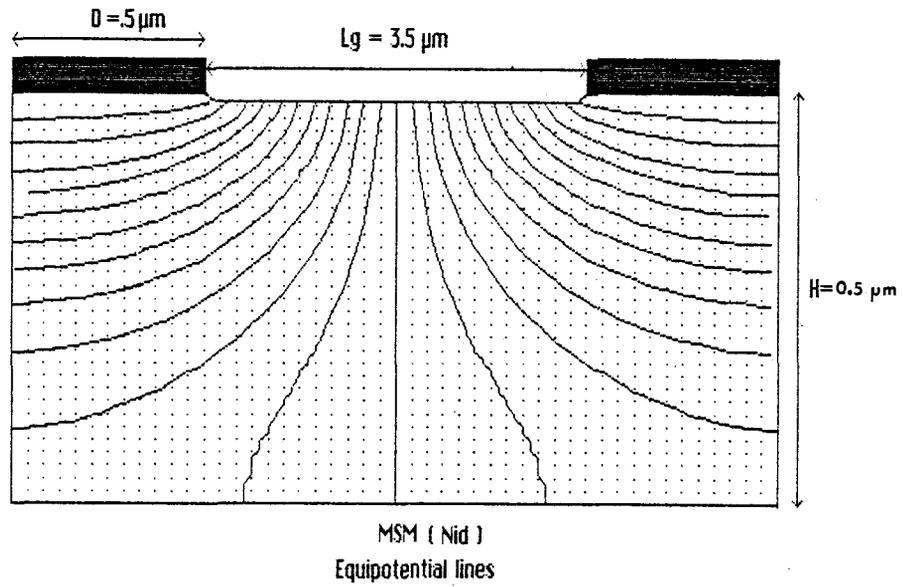


Fig. 4.18 : Lignes équipotentiellles pour une structure MSM sur GaAs d'espace inter-électrodes 3.5  $\mu\text{m}$ .

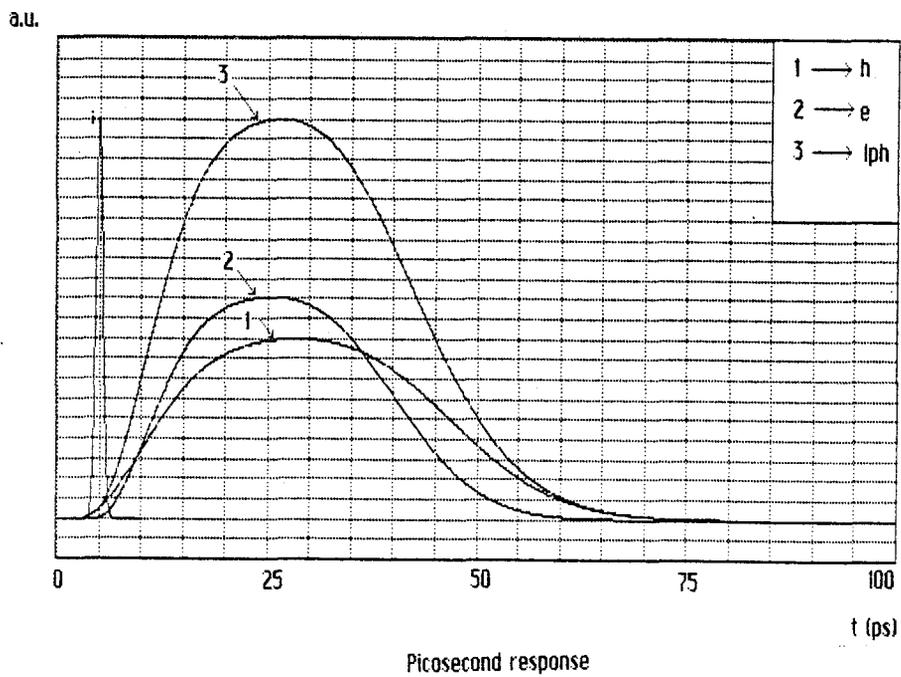


Fig. 4.19 : Réponse impulsionnelle théorique du dispositif de la Fig. 4.18 (1:trous, 2:électrons, 3:photocourant total). i correspond à l'impulsion de lumière.

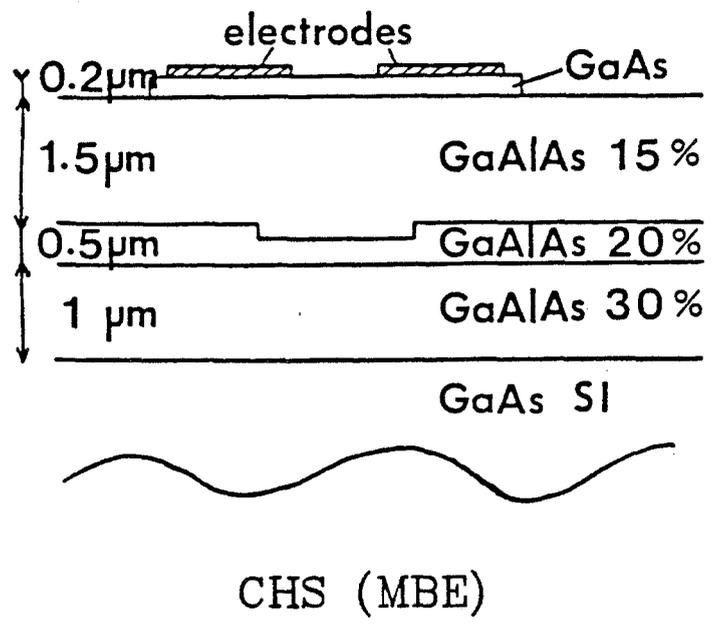


Fig. 4.20 : Structure MSM sur guide optique.

monomode à  $0.85 \mu\text{m}$ . La structure du guide optique est présentée Fig. 4.16. Afin d'isoler optiquement la couche guidante en GaAlAs (taux d'Aluminium 15%) du substrat GaAs semi-isolant, deux couches en GaAlAs, avec un taux d'Aluminium respectivement de 30% et 20%, ont été utilisées : les pertes de radiation dans le substrat sont limitées à 0.2 dB/cm (résultat issu de la modélisation optique). Nous avons choisi deux couches d'isolation optique, d'épaisseur totale  $1.5 \mu\text{m}$ , afin de réduire le temps de croissance épitaxiale (par rapport à une couche GaAlAs, avec 20% d'Al, unique et d'épaisseur d'au moins  $3 \mu\text{m}$ ) et d'éviter une épaisseur de couche guidante trop fine (cas d'une couche GaAlAs, avec 30% d'Al, unique) et donc d'avoir un bon couplage fibre-guide.

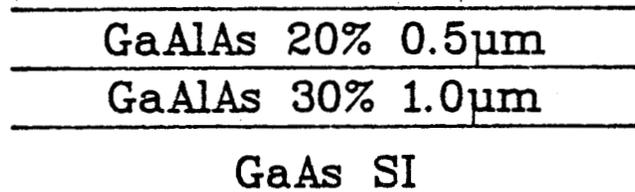
La structure du guide optique étant déterminée, nous avons étudié (voir Fig. 4.17) le coefficient d'absorption en fonction de l'épaisseur d'une couche absorbante en GaAs déposée sur la structure précédente. Comme nous le voyons Fig. 4.17, une épaisseur de couche absorbante de  $0.2 \mu\text{m}$  peut être choisie pour avoir une forte absorption. De plus, une telle épaisseur est compatible avec la fabrication de transistors à effet de champ.

Nous avons également développé, au sein de l'équipe optoélectronique, une modélisation bidimensionnelle du transport dans les photodétecteurs MSM, sous éclairage (*Aboulhoda 1990*). La structure étudiée sur GaAs NID est présentée Fig. 4.18. Nous observons, sur cette figure, les lignes de potentiel, les lignes de champ étant perpendiculaires à ces dernières. La structure MSM possède un espace inter-électrodes de  $3.5 \mu\text{m}$ . Sa réponse impulsionnelle est calculée à partir de la résolution de l'équation de Poisson et des équations de continuité. Nous travaillons avec les hypothèses d'une structure totalement désertée et d'une génération qui ne modifie ni la zone déserte, ni la forme du champ électrique. Nous observons, Fig. 4.19, que la réponse impulsionnelle, ainsi obtenue, est très courte et que nous pouvons obtenir, avec un tel espace inter-électrodes, une fréquence de coupure de l'ordre de 13 GHz, déduite du temps de descente (90%-10%) de l'ordre de 25 ps et de la formule (127) du paragraphe IV.1.2 a). Notons que nous avons considéré, pour cette simulation, une épaisseur de GaAs de  $0.5 \mu\text{m}$ , plus épaisse que celle prévue, et que nous ne tenons pas compte des éventuelles hétérostructures du composant.

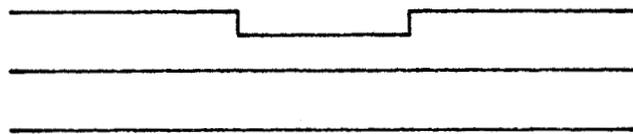
La structure, retenue pour le photodétecteur MSM intégré à un guide optique, est présentée Fig. 4.20. Afin d'assurer le confinement latéral de la lumière, nous avons adopté une structure à ruban "inversé", ce qui nous permettra de conserver la planéité nécessaire à une intégration monolithique avec des transistors à effet de champ.

## TECHNOLOGICAL PROCESS

a first epitaxial step (MBE)



b second step  
0.2 $\mu$ m \* 6 $\mu$ m inverted rib etching



c third step  
epitaxial growth (MBE)

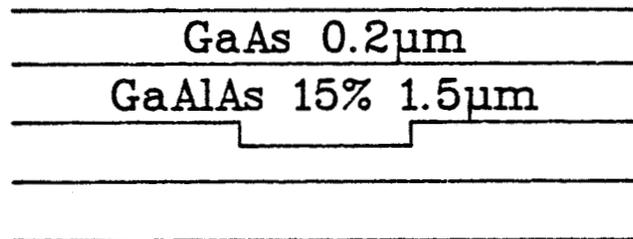
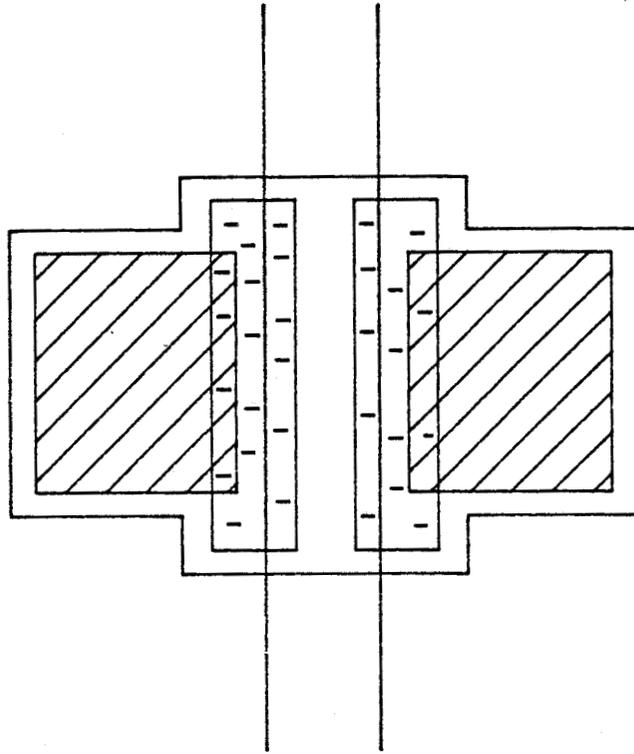


Fig. 4.21 : Etapes technologiques :

- épitaxie des couches d'isolation optique en GaAlAs par MBE
- formation de l'arête inversée
- épitaxie des autres couches de GaAlAs et GaAs.

# TECHNOLOGICAL PROCESS

## last steps



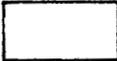
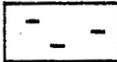
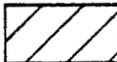
- a — GaAs mesa etching 
- b — Schottky metallization 
- c — Contact pads 

Fig. 4.22 : Etapes technologiques :  
a) formation du méssa en GaAs  
b) dépôt métallique pour les électrodes  
c) dépôt métallique pour les plots de contact.

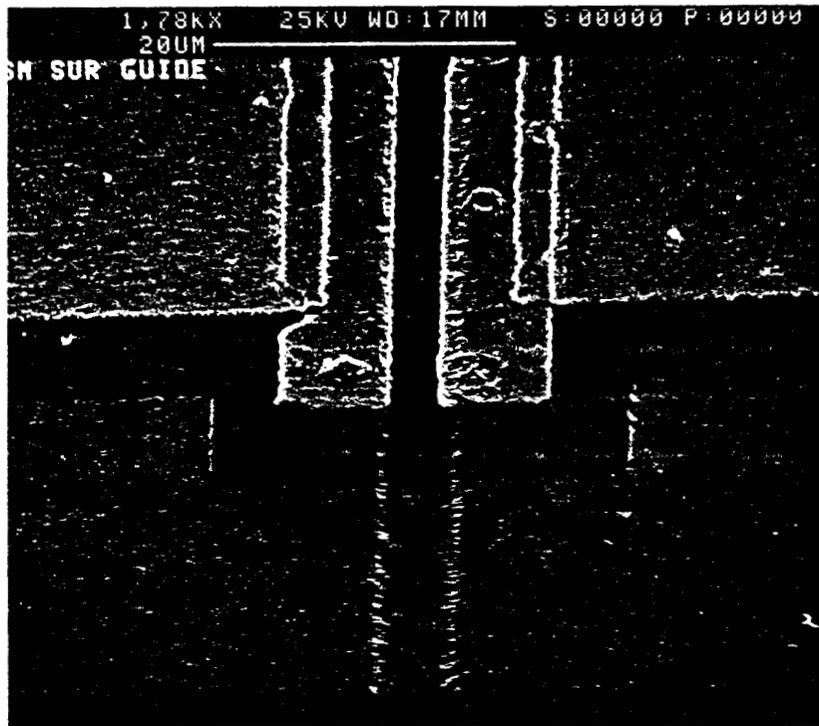


Fig. 4.23 : Photographie d'un composant prise au microscope électronique à balayage.

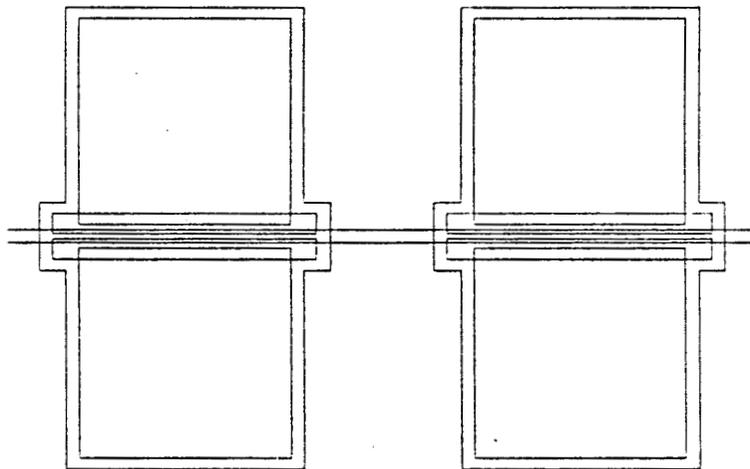


Fig. 4.24 : Agrandissement des masques des deux dispositifs, l'un derrière l'autre sur le même guide.

### IV.3.2) Etapes technologiques

Nous présentons, dans ce paragraphe, les différentes étapes technologiques qui ont permis la réalisation de la structure schématisée Fig. 4.20.

La croissance de toutes les couches a été effectuée, au laboratoire, par épitaxie par jets moléculaires (MBE), sur substrat GaAs semi-isolant.

La première étape a consisté à déposer les deux couches de GaAlAs ( $1 \mu\text{m}$  de  $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$  et  $0,5 \mu\text{m}$  de  $\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$ ) pour obtenir l'isolation optique (voir Fig. 4.21 a).

La seconde étape a permis l'obtention du ruban inversé, de profondeur  $0,2 \mu\text{m}$  et de largeur  $6 \mu\text{m}$ , par attaque chimique (voir Fig. 4.21 b).

La troisième étape a nécessité une reprise d'épitaxie, par MBE, pour déposer la couche guidante en  $\text{Ga}_{0,85}\text{Al}_{0,15}\text{As}$ , d'épaisseur  $1,5 \mu\text{m}$ , et la couche absorbante en GaAs, d'épaisseur  $0,2 \mu\text{m}$  (voir Fig. 4.21 c).

La quatrième étape a permis de délimiter la zone active (mésa) du photodétecteur par attaque chimique ( $\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ , 1/1/200). Plusieurs longueurs de couche absorbante ont été prévues afin de permettre les mesures d'absorption.

Puis la cinquième étape a consisté à effectuer un dépôt métallique pour former les deux contacts Schottky du MSM. Pour minimiser les perturbations dues aux électrodes, nous avons choisi une composition Ti/Pt/Au très riche en or ( $150 \text{ \AA}/150 \text{ \AA}/3500 \text{ \AA}$ ). Les électrodes sont parallèles à l'axe du guide optique et sont distantes de  $3,5 \mu\text{m}$ .

Enfin, la dernière étape est un second dépôt métallique Ti/Pt/Au ( $500 \text{ \AA}/250 \text{ \AA}/4300 \text{ \AA}$ ) pour former les plots de contacts (voir Fig. 4.22).

Nous présentons, Fig. 4.23, une photographie d'un dispositif, prise au microscope électronique à balayage, où nous retrouvons les dernières étapes technologiques que nous venons de présenter.

Afin de vérifier les mesures d'absorption, nous avons réalisé un système possédant deux structures de  $100 \mu\text{m}$  de long, l'une derrière l'autre sur le même guide optique. Nous observons, Fig. 4.24, l'agrandissement des masques de cette association où les deux photodétecteurs sont distants de  $50 \mu\text{m}$ .

### IV.3.3) Résultats et discussion

Nous présentons et interprétons les résultats optiques et électroniques obtenus sur les dispositifs que nous venons de décrire.

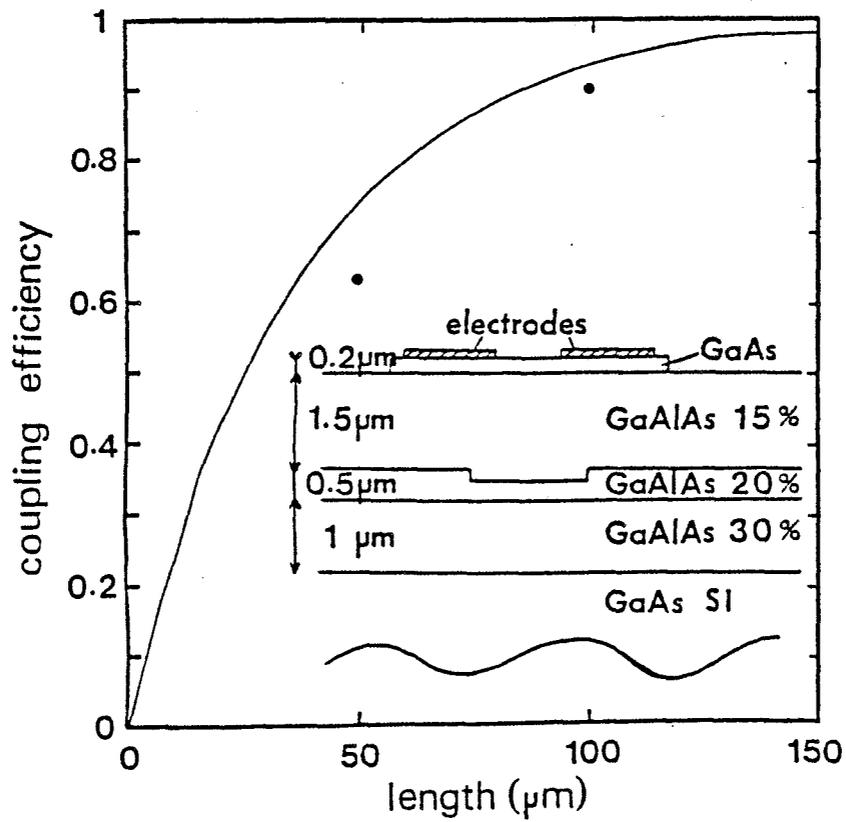


Fig. 4.25 : Efficacité de couplage en fonction de la longueur de GaAs.

(- théorie, • expérience)

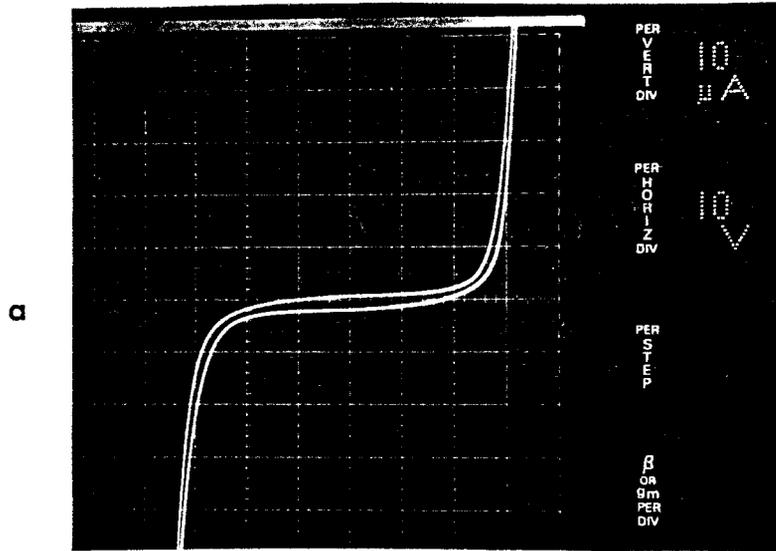
### **a) Pertes de propagation et de couplage**

Après avoir vérifié le caractère monomode des guides optiques, à la longueur d'onde de  $0.85 \mu\text{m}$  émise par une diode laser, nous avons déterminé les pertes de propagation et de couplage, en utilisant la technique des clivages successifs sur des guides passifs, réalisés à côté des structures actives. Ces mesures ont été effectuées sur plusieurs guides et nous obtenons des pertes de propagation de l'ordre de 4 dB/cm et des pertes de couplage de l'ordre de 6.5 dB. Comparées à la structure photoconducteur/guide, nous obtenons des pertes de couplage comparables mais des pertes de propagation plus importantes. Cependant, la plupart des structures processées complexes possèdent des pertes de propagation supérieure à celles des guides passifs. A titre indicatif, une structure MSM-guide, fabriquée par Bellcore (*Soole et al. 1988*), possède des pertes de propagation de l'ordre de 3.5 dB/cm.

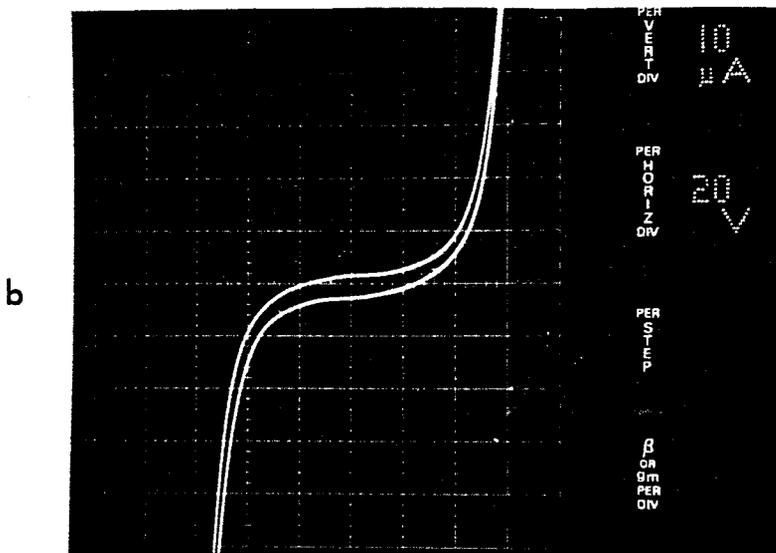
### **b) Coefficient d'absorption**

Comme pour le composant précédent, les mesures du coefficient d'absorption ou de l'atténuation en transmission ont été effectuées à l'aide de plusieurs structures, avec différentes longueurs de couche absorbante, en prenant comme référence les guides passifs, que nous venons de caractériser. Nous présentons, Fig. 4.25, les résultats expérimentaux pour des structures dont la couche absorbante est longue de  $50 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$ . Ces résultats expérimentaux sont comparés aux valeurs théoriques, calculées par notre modèle. Nous observons encore un bon accord entre la théorie et l'expérience qui confirme nos prévisions théoriques et le choix des paramètres technologiques.

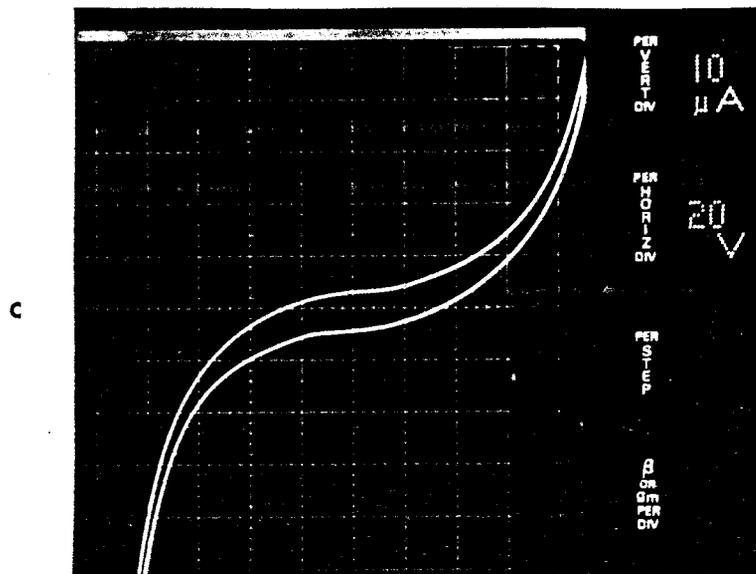
Les mesures du coefficient d'absorption ont également été effectuées à partir des deux structures de  $100 \mu\text{m}$  de long, l'une étant placée derrière l'autre sur le même guide optique. Etant donné que l'évaluation de la puissance lumineuse, transmise par la première structure, s'est faite à l'aide des mesures du photocourant, cette étude n'a pu être menée qu'à l'issue de la caractérisation électrique des composants. En effet, pour remonter à la puissance lumineuse guidée, après la première structure, il est nécessaire de connaître son coefficient de réponse, car l'analyse ne peut se faire directement à partir du photocourant puisque, comme nous le montrerons dans le prochain paragraphe, le composant possède un gain en photocourant qui évolue à la fois en fonction de la tension de polarisation et de la puissance lumineuse guidée. Nous ne respectons donc pas la chronologie de la caractérisation des différents composants, mais nous regroupons les mesures qui ont permis d'évaluer le coefficient d'absorption. Nous avons polarisé les deux photodétecteurs MSM à 20 V et nous avons mesuré leurs photocourants, pour plusieurs puissances lumineuses guidées (à l'entrée des deux



0



0



0

Fig. 4.26 : Caractéristiques I-V pour différents espaces inter-électrodes

- a)  $3.5 \mu\text{m}$
- b)  $5 \mu\text{m}$
- c)  $10 \mu\text{m}$

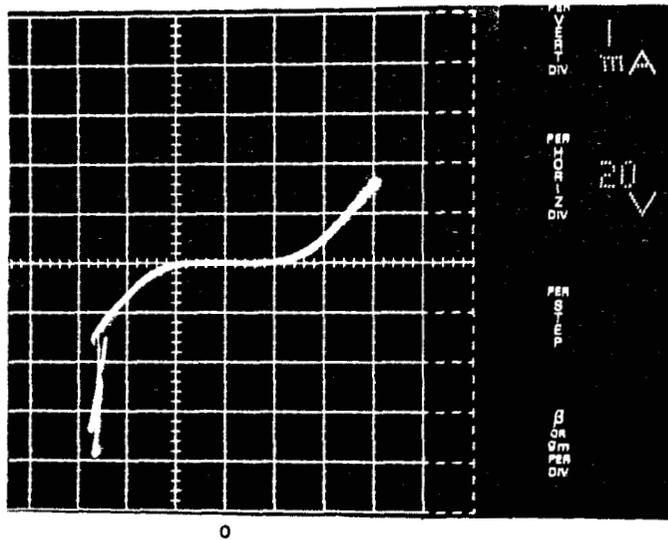


Fig. 4.27 : Caractéristique I-V proche du claquage.  
 (distance inter-électrodes de  $3.5 \mu\text{m}$ )

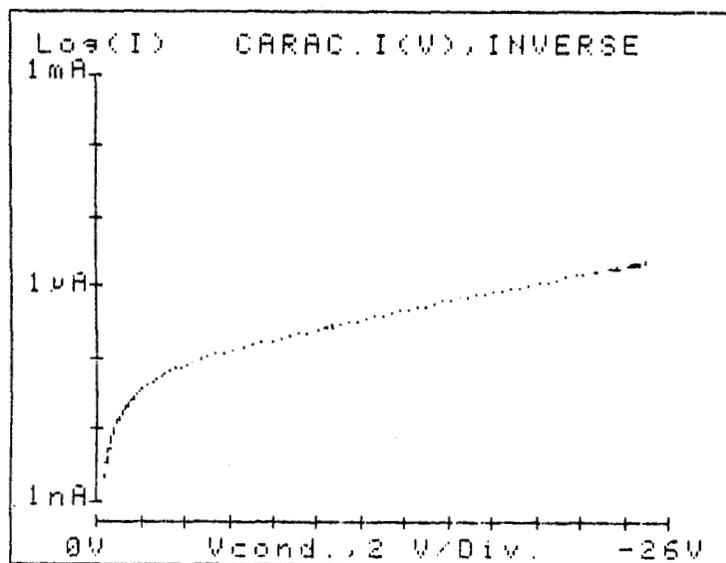


Fig. 4.28 : Caractéristique I-V mesurée.

structures) de quelques  $\mu\text{W}$  à  $100 \mu\text{W}$ , afin d'éviter les phénomènes de saturation. Nous obtenons, en tenant compte des considérations précédentes, un pourcentage de lumière de l'ordre de 13% sortant de la première structure. Ce résultat confirme les mesures d'atténuation optique.

Nous pouvons, par conséquent, en conclure qu'une couche absorbante très fine ( $0.2\mu\text{m}$ ) et courte ( $100 \mu\text{m}$ ) permet de détecter la quasi-totalité (90%) de la lumière guidée. Ce résultat constitue, à ce jour, une première mondiale.

### **c) Caractérisation statique**

Nous présentons, dans ce paragraphe, les mesures électriques statiques sur les photodétecteurs MSM intégrés sur guide optique. Etant donnée la nouveauté de ce type de composant, nous les détaillons de façon plus précise que pour le photoconducteur.

#### **- Contrôle sous pointes**

Nous avons vérifié le bon fonctionnement des photodétecteurs MSM par contrôle sous pointes. Nous présentons, Fig. 4.26, les caractéristiques I-V, en obscurité, relevées au traceur de courbes, pour les structures sur guide, de distance inter-électrodes  $3.5 \mu\text{m}$ , et pour des structures de test, de distance inter-électrodes  $3.5 \mu\text{m}$ ,  $5 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$ . Nous observons la bonne qualité des contacts Schottky et l'excellente symétrie du composant. Nous observons aussi l'augmentation des tensions de claquage lorsque la distance inter-électrodes augmente. Notons que l'effet apparent d'hystérésis n'est dû qu'au condition de mesure avec le traceur de courbes.

Nous présentons, Fig. 4.27, le fonctionnement de la structure MSM proche du claquage, qui provoque une rupture de pente sur la caractéristique : la condition de claquage, étant très critique, peut mettre en évidence un légère dissymétrie de la structure.

#### **- Mesures de I-V**

Des mesures plus précises de la caractéristique I-V ont été réalisées par la centrale de caractérisation du laboratoire. Nous donnons, Fig. 4.28, le résultat typique obtenu, quel que soit le sens de polarisation du photodétecteur MSM, pour une structure photodétecteur-guide. Nous en déduisons des conditions de fonctionnement de notre photodétecteur jusqu'à environ 25 V avec un courant d'obscurité inférieur à  $1 \mu\text{A}$ .

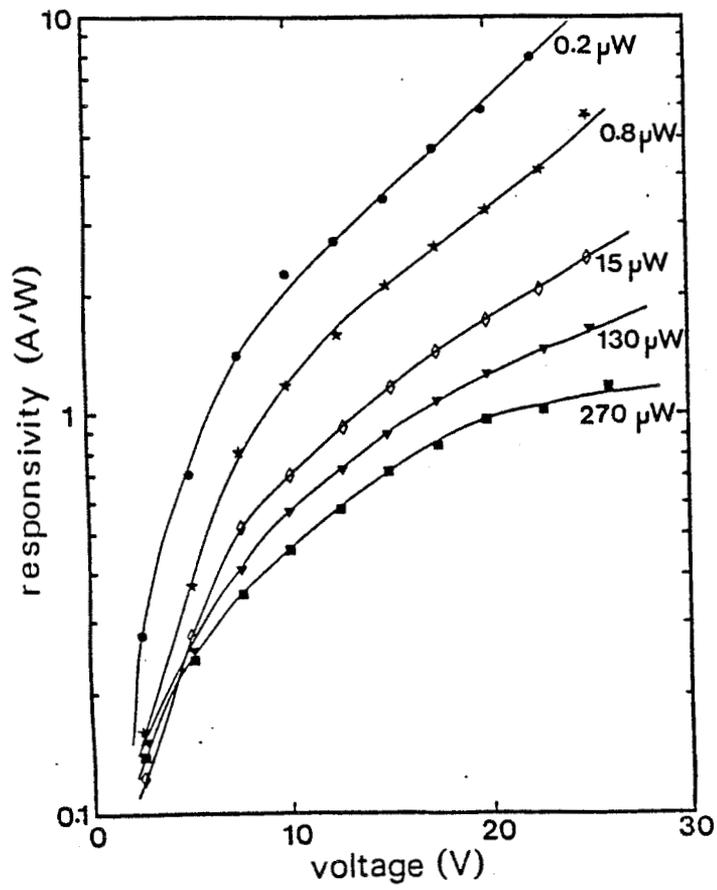


Fig. 4.29 : Coefficient de réponse en fonction de la tension de polarisation, pour différentes puissances lumineuses.

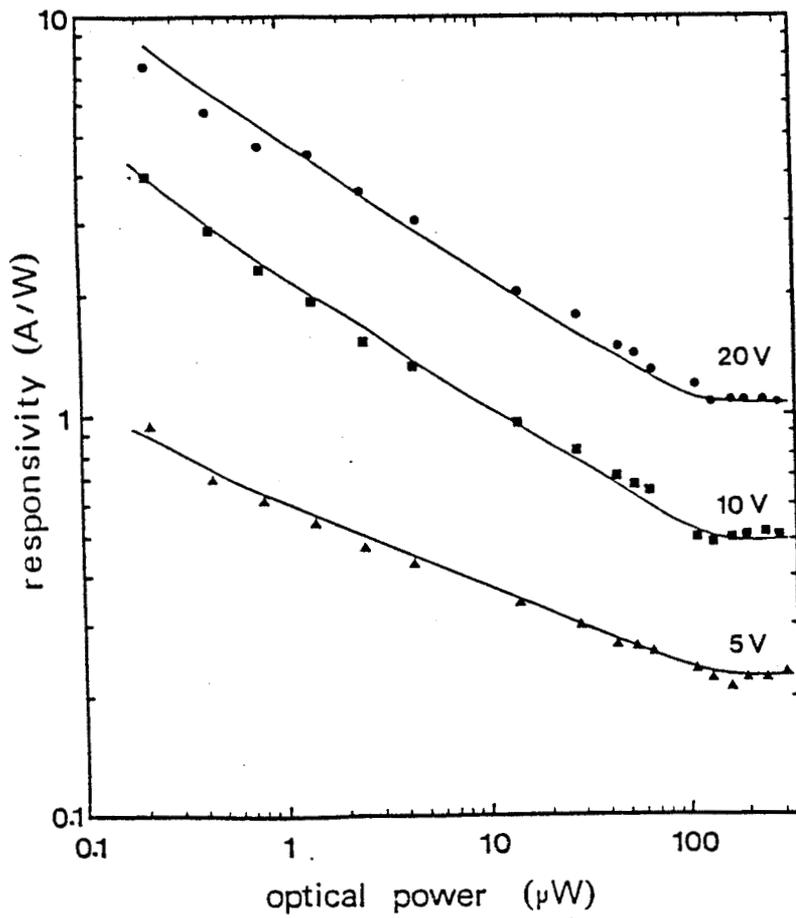


Fig. 4.30 : Coefficient de réponse en fonction de la puissance lumineuse, pour différentes tension de polarisation.

### - Coefficient de réponse statique

Nous présentons maintenant les mesures du photocourant obtenu à la longueur d'onde de  $0.85 \mu\text{m}$ , en fonction de la puissance lumineuse se propageant dans le guide optique à l'entrée du détecteur. La puissance lumineuse guidée a été déterminée de la même manière que pour le photoconducteur sur guide. Afin d'analyser les résultats, nous présentons, Fig. 4.29, directement le coefficient de réponse, en  $A/W$ , en fonction de la tension de polarisation du photodétecteur MSM, et pour plusieurs puissances lumineuses guidées. Nous observons une évolution classique du coefficient de réponse en fonction de la tension de polarisation, cependant, un gain en photocourant est mesuré. Ce gain augmente lorsque la puissance lumineuse diminue ou la tension de polarisation augmente. Ce comportement est comparable à celui d'un photoconducteur et peut s'expliquer par des mécanismes de piégeages, que nous avons exposé au paragraphe I.2.3) du chapitre I. Un phénomène similaire est observé, Fig. 4.30, où nous donnons le coefficient de réponse en fonction de la puissance lumineuse, pour différentes tensions de polarisation. Notons qu'un effet de saturation est mis en évidence dans le cas des fortes puissances lumineuse : cet effet s'explique par la saturation des pièges.

### d) Caractérisation dynamique

Les performances dynamiques d'un photodétecteur MSM sont généralement déterminées par le transit des porteurs entre les électrodes, suivant les lignes de champ électrique, puisque, dans la plupart des cas, la capacité de la structure est très faible. Nous allons donc déterminer la capacité de notre photodétecteur et considérer son comportement impulsionnel.

### - Détermination de la capacité du MSM

Pour évaluer la capacité d'une structure MSM, nous pouvons utiliser la formule donnant la capacité idéale d'une structure interdigitée (*Ito et al. 1986*) :

$$C = \epsilon_0(1 + \epsilon_r)L (K/K')$$

$$K/K' = (\pi/2) / [\ln(2\{(1+k')/(1-k')\}^{1/2})]$$

$$k' = 1 - k^2$$

$$k = \tan^2[(\pi/4)(l/W + 1)]$$

avec  $L, W$  et  $l$ , respectivement la longueur, la largeur des électrodes et l'espace inter-électrodes du composant

Nous considérons, dans notre cas, une structure à deux doigts. Par ce calcul, nous trouvons une capacité de l'ordre de  $10 \text{ fF}$ .

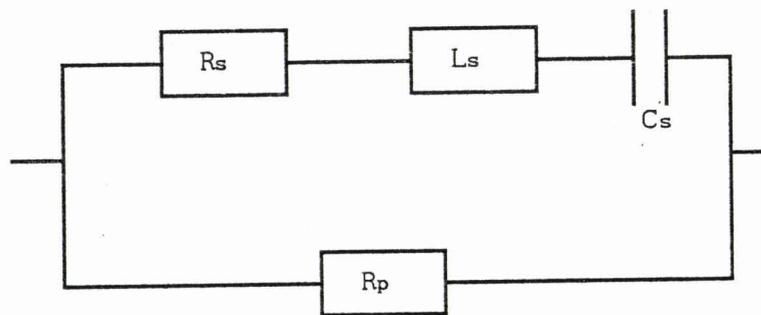


Fig. 4.31 : Schéma équivalent simplifié d'une structure MSM.

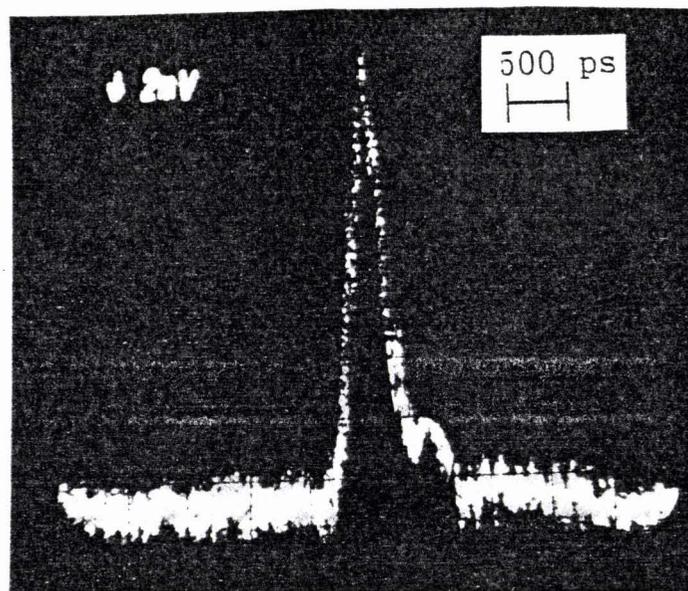


Fig. 4.32 : Réponse impulsionnelle.

Nous avons aussi réalisé les mesures de C-V à la fréquence de 500 MHz, avec un composant monté sur un boîtier spécial pour les hyperfréquences. Nous obtenons une capacité maximale de l'ordre de 23 fF.

Nous avons également déterminé le paramètre  $S_{11}$  de notre photodétecteur, pour différentes tension de polarisation et en obscurité. Ces mesures ont été faites à l'aide d'un analyseur de réseau (HP 8510) par la centrale de caractérisation du laboratoire. Cette analyse nous permet d'évaluer les différents éléments du schéma équivalent d'un photodétecteur MSM, donné Fig. 4.31. Dans ce schéma, la résistance parallèle  $R_p$ , de quelques dizaines de  $M\Omega$ , traduit les fuites du composant. La résistance série  $R_s$ , de l'ordre de  $1\ \Omega$ , et la self série  $L_s$ , de l'ordre de  $0.2\ nH$ , traduisent l'effet résistif et selfique des électrodes; la capacité  $C_s$ , de l'ordre de  $15\ fF$ , représente la capacité intrinsèque du MSM.

D'après les différentes analyses précédentes, nous obtenons une fréquence de coupure de l'ordre de  $100\ GHz$ , si le composant est chargé sur  $50\ \Omega$ . Aussi, étant donné l'espace inter-électrodes de  $3.5\ \mu m$ , le composant sera limité par le transit des porteurs au sein de la structure.

### **- Réponse impulsionnelle**

La réponse du photodétecteur MSM a été obtenue en utilisant une diode laser fibrée multimode, émettant à la longueur d'onde de  $0.85\ \mu m$ . A la sortie de la fibre optique multimode, un objectif de microscope est utilisé pour obtenir une injection correcte. Nous montrons, Fig. 4.32, le résultat obtenu pour une tension de polarisation du MSM de  $20\ V$  et un débit d'impulsion de  $250\ MHz$ . Cependant, ce résultat est limité par le laser et les connexions entre le composant, monté sur la banc d'injection, et les appareils de mesure. En effet, cette réponse nous donne une fréquence de coupure de l'ordre de quelques GHz, ce qui correspond aux limitations précédentes.

Aussi, afin de déterminer le comportement dynamique du MSM et la fréquence de coupure de ce composant, nous avons réalisé des mesures de bruit du photodétecteur MSM sur guide.

### **e) Mesures de bruit**

Les mesures de bruit sur des composants présentant un gain permet d'analyser le comportement du facteur d'excès de bruit, relié à ce gain.

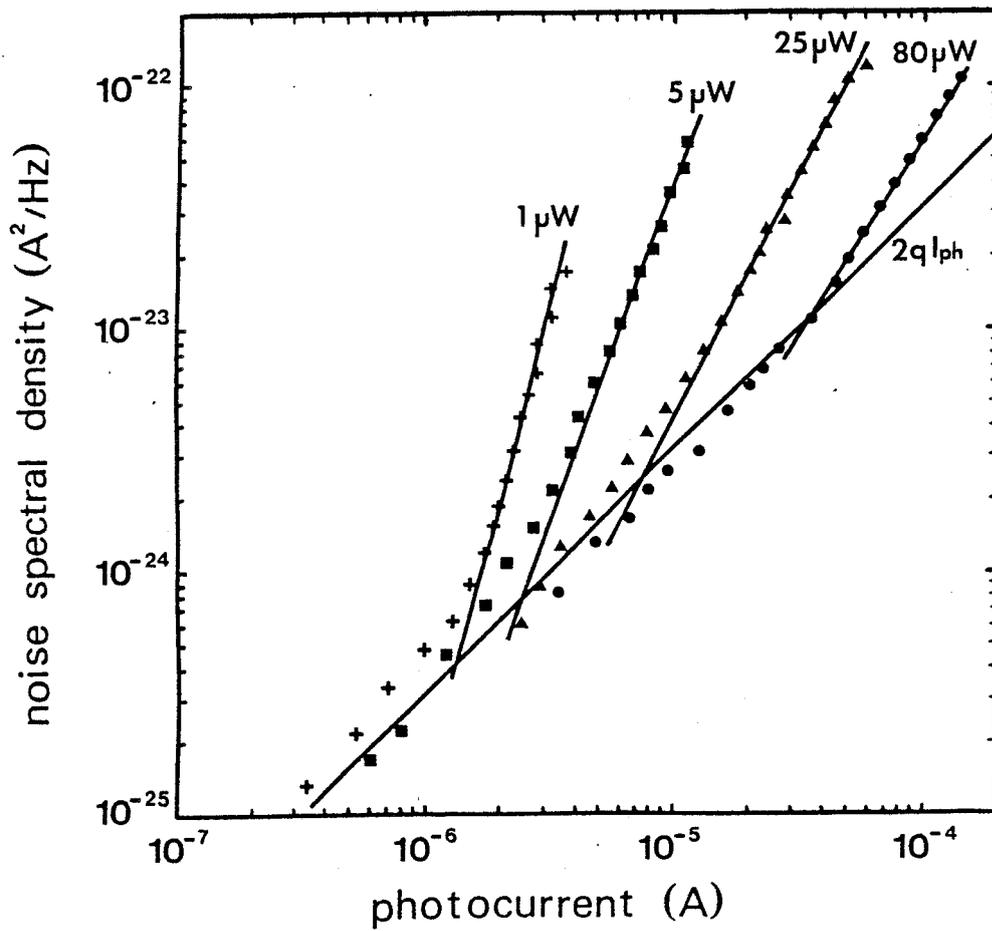


Fig. 4.33 : Densité spectrale de bruit à 30 MHz en fonction du photocourant, pour plusieurs puissances lumineuses.

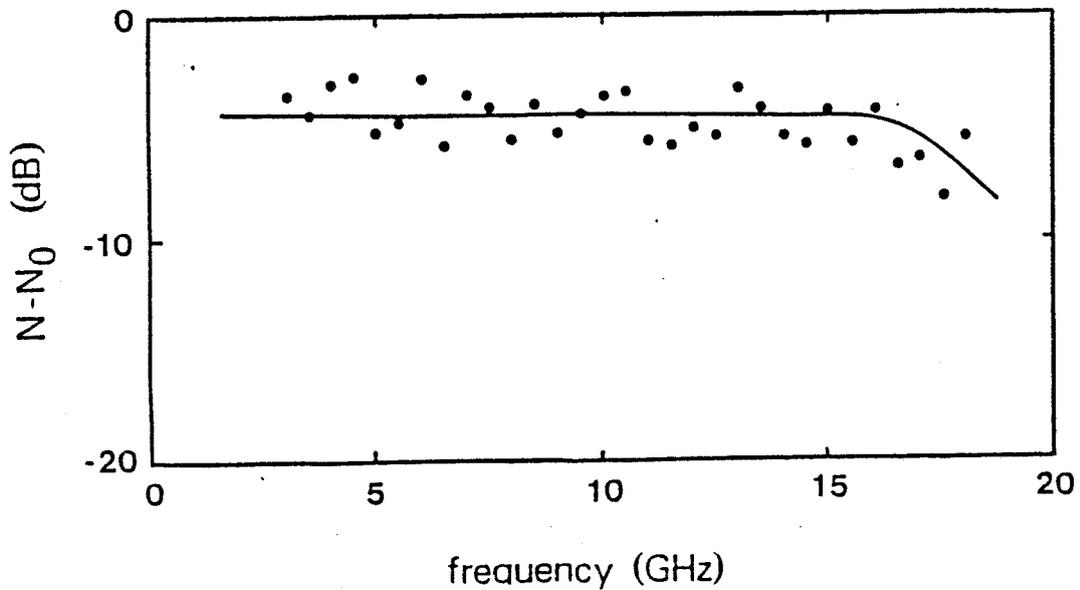


Fig. 4.34 : Niveau relatif de bruit en fonction de la fréquence, dans la gamme 2-18 GHz. ( $N_0$  correspond au niveau de bruit basse fréquence)

### - bruit à 30 MHz

Nous avons d'abord étudié le bruit du photodétecteur MSM à la fréquence de 30 MHz, en utilisant la technique présentée au paragraphe IV.1.2 b) de ce chapitre. Nous présentons, Fig. 4.33, l'évolution de la densité spectrale de bruit ( $A^2/Hz$ ), en fonction du photocourant, pour plusieurs puissances lumineuses incidentes. Etant donné les impératifs de mesure, nous rappelons que cette mesure est faite en éclairant le composant par le dessus. Cependant, étant donnée la profondeur de pénétration, de l'ordre de  $0.23 \mu m$ , de la lumière à  $0.632 \mu m$  dans la GaAs (*Mathieu 1984*) et la finesse de la couche absorbante en GaAs ( $0.2 \mu m$ ), nous pouvons attendre un comportement quasiment analogue en éclairage par le guide optique.

La densité spectrale de bruit du photodétecteur MSM, Fig. 4.33, est comparée à la densité spectrale de bruit correspondant à la loi du bruit de grenaille en  $2qI_{ph}$ . Nous montrons que la densité spectrale de bruit varie, à puissance lumineuse donnée, en accord avec cette loi pour les faibles photocourants alors qu'elle varie avec la loi  $(I_{ph})^x$  pour les photocourants élevés. L'exposant  $x$  peut atteindre 4.4 pour de faibles puissances lumineuses, de l'ordre de  $1 \mu W$ . Nous mettons en évidence un facteur d'excès de bruit, directement relié au gain  $G$  du composant :  $F(G) = G^y = G^{x-2}$ . Ce facteur d'excès de bruit augmente lorsque la tension de polarisation augmente ou la puissance lumineuse incidente diminue. L'exposant  $y$  peut atteindre des valeurs de l'ordre de 2.4, ce qui est plus élevé que les valeurs obtenues pour des photodiodes à avalanche, où  $y$  peut atteindre 1. Ce comportement d'un photodétecteur MSM est tout à fait en accord avec des résultats obtenus par ailleurs (*Wada et al. 1988*). Les explications de ce phénomène sont du même ordre que ceux qui décrivent le comportement en gain d'un photoconducteur. En effet, comme pour le photoconducteur, le gain est régi par un mécanisme de piégeage, que nous avons déjà exposé au paragraphe I.2.3 du chapitre I.

Néanmoins, il devient intéressant d'étudier le comportement de ce composant dans le domaine des hyperfréquences.

### - Bruit dans la gamme 2-18 GHz

Afin de déterminer le comportement, dans le domaine des microondes, du photodétecteurs MSM, nous avons réalisé les mesures de bruit dans la gamme 2-18 GHz, en utilisant la technique de mesures présentée au paragraphe IV.1.2 b) de ce chapitre. Nous montrons, Fig. 4.34, la différence entre le niveau de bruit haute fréquence,  $N$ , et le niveau de bruit en statique,  $N_0$ , en fonction de la fréquence. Les analyses de ce résultat, rapporté expérimentalement pour la première fois sur des structures MSM, sont les suivantes :

- nous avons déterminé que le niveau de bruit, dans la gamme 2-18 GHz, est donné par la loi  $2qI_{ph}B$ , et, par conséquent, qu'il n'existe qu'un gain unité à ces fréquences,

- l'écart par rapport au 0 dB exprime l'existence d'un facteur d'excès de bruit et donc d'un gain basse fréquence,

- nous montrons que le niveau de bruit décroît au delà de 15 GHz. Or une telle évolution, du niveau de bruit, est tout à fait reliée à l'évolution du photocourant en fonction de la fréquence (*Van der Ziel 1954*). Par conséquent, cette diminution du niveau de bruit correspond à la fréquence de coupure du photodétecteur (*Gouy et al. 1990*). Nous pouvons donc en déduire une fréquence de coupure de l'ordre de 15 GHz pour notre photodétecteur MSM sur guide optique.

En utilisant le même transistor à effet de champ GaAs que pour le photoconducteur sur guide, une sensibilité de l'ordre de -40 dBm serait obtenue pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$  et un débit de 1 Gbits/s. Cette sensibilité pourrait encore être améliorée en utilisant un transistor submicronique. De tels résultats seraient meilleurs que les sensibilités actuellement obtenues en structure hybride.

## CONCLUSION

En conclusion, notre démarche nous a permis, à l'aide de la modélisation de photodétecteur en intégration monolithique sur guide optique, de réaliser non seulement une structure photoconducteur-guide très courte (100  $\mu\text{m}$ ) mais aussi une structure photodétecteur MSM-guide compacte (100  $\mu\text{m}$  de long et 0.2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) qui permettent d'obtenir une efficacité de couplage de 0.9. De plus, avec la structure MSM sur guide, nous obtenons une bande passante de 15 GHz et une configuration planaire sur substrat semi-isolant qui, étant donnée la fine épaisseur de couche absorbante en GaAs, est totalement compatible avec l'intégration monolithique de transistors à effet de champ.

Aussi bien la compacité d'une telle structure (100  $\mu\text{m}$  par 0.2  $\mu\text{m}$ ) que son comportement dynamique (15 GHz de bande passante) constituent des performances encore inégalées à ce jour.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV**

- Aboulhouda S., Thèse de docteur de l'Université, Lille (à paraître en 1990)
- Austin M.W. & Kemeny, Proc. European Conf. on Integrated Optics, Berlin , Germany (1985)
- Boisrobert C.Y. et al., L'onde électrique, 63(6-7) (1983)
- Bowers J.E. & Burrus C.A., IEEE J. Lightwave Technol., 5(10), pp. 1339-1350 (1987)
- Forrest S.R., IEEE J. Lightwave Technol., 3(2), pp. 347-360 (1985)
- Gouy J.P., Thèse de docteur de l'Université, Lille (1989)
- Gouy J.P., Vilcot J.P., Decoster D., Riglet P., Patillon J.N. & Martin G., Microwave and Optical Technol. Lett. (to be published in Feb. 1990)
- Ito M. & Wada O., IEEE J. Quantum Electron., 22(7), pp. 1073-1077 (1986)
- Lin S.H., Wang S.Y., Newton S.A. & Houng Y.M., Electron. Lett., 21(14), pp. 597-598 (1985)
- Mallecot F., Vilcot J.P., Decoster D. & Razeghi M., Proc. 17th European Solid State Device Research Conf., Bologna, Italy : Technoprint, pp. 955-958 (1987)
- Mallecot F., Vinchant J.F., Razeghi M., Vandermoere D., Vilcot J.P. & Decoster D., Appl. Phys. Lett., 53(25), pp. 2522-2524 (1988)
- Mallecot F., Thèse de docteur de l'Université, Lille (1988)
- Mathieu H., *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques*, Paris : Masson (1984)
- Soole J.B.D., Schumacher H., Esagui R., Koza M.A. & Bhat R., Electron. Lett., 24(24), pp. 1478-1480 (1988)
- Van der Ziel A., Noise, New-York : Prentice Hall Inc. (1954)
- Vilcot J.P., Decoster D., Raczy L. & Constant M., Electron. Lett., 20(7), pp. 274-275 (1984)
- Wada O., Hamaguchi H., Le Beller L. & Boisrobert C.Y., Electron. Lett., 24(25), pp. 1574-1575 (1988)
- Walker R.G., Electron. Lett., 21(13), pp. 581-583 (1985)

**ANNEXES**

## ANNEXE 1

## Expressions du champ et équation transcendante

Nous présentons, en Annexe 1, les calculs qui permettent d'obtenir les expressions du champ électrique et du champ magnétique, ainsi que l'équation transcendante associée, respectivement dans le cas des ondes TE et des ondes TM, pour une structure photodétecteur sur guide optique.

Cas des ondes TE

Nous considérons la structure de la Fig. 2.1 ainsi que les notations du chapitre II.

Etant données les équations (84) dans chaque couche  $p$ , ainsi que les paramètres (87), les solutions sont de la forme :

$$\begin{aligned} E_{y,0}(x) &= a_0 \exp[kGx] + b_0 \exp[-kGx] \\ E_{y,1}(x) &= a_1 \exp[ikHx] + b_1 \exp[-ikHx] \\ E_{y,2}(x) &= a_2 \exp[ikKx] + b_2 \exp[-ikKx] \\ E_{y,3}(x) &= a_3 \exp[kTx] + b_3 \exp[-kTx] \end{aligned}$$

Les équations de continuité des champs électrique et magnétique aux interfaces s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{en } x=D_1 & \quad E_{y,0}(D_1) = E_{y,1}(D_1) \text{ et } (\delta E_{y,0}/\delta x)(D_1) = (\delta E_{y,1}/\delta x)(D_1) \\ \text{en } x=0 & \quad E_{y,1}(0) = E_{y,2}(0) \text{ et } (\delta E_{y,1}/\delta x)(0) = (\delta E_{y,2}/\delta x)(0) \\ \text{en } x=-D_2 & \quad E_{y,2}(-D_2) = E_{y,3}(-D_2) \text{ et } (\delta E_{y,2}/\delta x)(-D_2) = (\delta E_{y,3}/\delta x)(-D_2) \end{aligned}$$

De plus, le champ électrique ne tendant pas vers l'infini lorsque  $x$  devient infini (exponentielle décroissante), cette condition entraîne :

$$a_0 = 0 \text{ et } b_3 = 0$$

Nous posons désormais l'expression du champ électrique dans la région 0 :

$$E_{y,0}(x) = A \exp[-kG(x-D_1)]$$

où  $A$  est un coefficient de normalisation qui sera déterminé par l'équation (90) du chapitre II.

Les conditions de continuité à l'interface  $x=D_1$  deviennent :

$$\begin{aligned} A &= a_1 \exp[ikHD_1] + b_1 \exp[-ikHD_1] \\ -kAG &= ikH(a_1 \exp[ikHD_1] - b_1 \exp[-ikHD_1]) \end{aligned}$$

et permettent de déterminer les coefficients  $a_1$  et  $b_1$  en fonction de  $A$  :

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{2}A (1 + iG/H) \exp[-ikHD_1] \\ b_1 &= \frac{1}{2}A (1 - iG/H) \exp[ikHD_1] \end{aligned}$$

Nous obtenons donc l'expression du champ électrique dans la région 1 :

$$E_{y,1}(x) = A [\cos(kH(x-D_1)) - (G/H) \sin(kH(x-D_1))]$$

Les équations de continuité à l'interface  $x=0$  deviennent :

$$A [\cos(kHD_1) + (G/H) \sin(kHD_1)] = a_2 + b_2$$

$$kA [H \sin(kHD_1) - G \cos(kHD_1)] = ikK(a_2 - b_2)$$

Par conséquent, les coefficients  $a_2$  et  $b_2$  s'écrivent en fonction de  $A$  :

$$a_2 = \frac{1}{2}A[(1+iG/K) \cos(kHD_1) + (G/H - iH/K) \sin(kHD_1)]$$

$$b_2 = \frac{1}{2}A[(1-iG/K) \cos(kHD_1) + (G/H + iH/K) \sin(kHD_1)]$$

Nous obtenons donc l'expression du champ électrique dans la région 2 :

$$E_{y,2}(x) = A\{[\cos(kHD_1) + (G/H) \sin(kHD_1)] \cos(kKx) + [(H/K) \sin(kHD_1) - (G/K) \cos(kHD_1)] \sin(kKx)\}$$

L'équation de continuité du champ électrique à l'interface  $x=-D_2$  devient :

$$E_{y,2}(-D_2) = a_3 \exp[-kTD_2]$$

et permet d'obtenir l'expression du champ électrique dans la région 3 :

$$E_{y,3}(x) = E_{y,2}(-D_2) \exp[kT(x+D_2)]$$

L'équation de continuité du champ magnétique à l'interface  $x=-D_2$  permet d'éliminer le coefficient de normalisation  $A$  et devient :

$$\begin{aligned} & [\cos(kHD_1) + (G/H) \sin(kHD_1)] K \sin(kKD_2) + [(H/K) \sin(kHD_1) - \\ & (G/H) \cos(kHD_1)] K \cos(kKD_2) = \\ & T\{[\cos(kHD_1) + (G/H) \sin(kHD_1)] \cos(kKD_2) - [(H/K) \sin(kHD_1) - \\ & (G/H) \cos(kHD_1)] \sin(kKD_2)\} \end{aligned}$$

Cette équation conduit à l'équation transcendante (89) :

$$\tan(kKD_2) = \frac{[(T/K) + (G/K) + \{(TG/HK) - (H/K)\} \tan(kHD_1)]}{[1 - (TG/K^2) + \{(G/H) + (TH/K^2)\} \tan(kHD_1)]}$$

Notons que si  $D_1$  ou  $D_2$  est nul, nous retrouvons le cas d'un guide optique classique. Par exemple si  $D_1 = 0$  :

$$\tan(kKD_2) = [(T/K) + (G/K)] / [1 - (TG/K^2)]$$

Cette équation transcendante peut se mettre sous une forme adaptée, équation (91) du chapitre II, en utilisant les identités trigonométriques :

$$\arctan[(u+v)/(1-uv)] = \arctan(u) + \arctan(v)$$

$$\arctan |u| = \pi/2 - \arctan(1/|u|)$$

pour faire apparaître, étant donné que le passage de la tangente à l'arctangente est défini modulo  $\pi$ , l'ordre des modes de propagation.

### Cas des ondes TM

Les solutions des équations d'onde dans chaque couche  $p$  donnent, pour le champ magnétique dans le cas TM, des expressions de la même forme que pour le champ électrique dans le cas TE. Cependant, alors que, pour les ondes TE, les équations de continuité du champ magnétique sont données par l'écriture directe de la continuité

de la dérivée du champ électrique, les équations de continuité du champ électrique, pour les ondes TM, s'écrivent :

$$\text{en } x=D_1 \quad (1/N_0^2) (\delta H_{y,0}/\delta x)(D_1) = (1/N_1^2) (\delta H_{y,1}/\delta x)(D_1)$$

$$\text{en } x=0 \quad (1/N_1^2) (\delta H_{y,1}/\delta x)(0) = (1/N_2^2) (\delta H_{y,2}/\delta x)(0)$$

$$\text{en } x=-D_2 \quad (1/N_2^2) (\delta H_{y,2}/\delta x)(-D_2) = (1/N_3^2) (\delta H_{y,3}/\delta x)(-D_2)$$

Les expressions du champ magnétique et l'équation transcendante associée se calculent de la même façon que pour les ondes TE. Nous obtenons :

$$H_{y,0}(x) = B \exp[-kG(x-D_1)]$$

$$H_{y,1}(x) = B [\cos(kH(x-D_1)) - (N_1^2/N_0^2)(G/H) \sin(kH(x-D_1))]$$

$$H_{y,2}(x) = B \{ [\cos(kHD_1) + (N_1^2/N_0^2)(G/H) \sin(kHD_1)] \cos(kKx) + [(N_2^2/N_1^2)(H/K) \sin(kHD_1) - (N_2^2/N_0^2)(G/K) \cos(kHD_1)] \sin(kKx) \}$$

$$H_{y,3}(x) = H_{y,2}(-D_2) \exp[kT(x+D_2)]$$

où B est un coefficient de normalisation.

Nous constatons que, par rapport aux équations des modes TE, nous obtenons les équation des modes TM par le changements des rapports suivants et uniquement ceux-ci:

$$K/T \text{ est remplacé par } (N_3^2/N_2^2)(K/T)$$

$$H/G \text{ est remplacé par } (N_0^2/N_1^2)(H/G)$$

$$H/T \text{ est remplacé par } (N_3^2/N_1^2)(H/T)$$

$$K/G \text{ est remplacé par } (N_0^2/N_2^2)(K/G)$$

## ANNEXE 2

## Méthode de Newton-Raphson

La résolution de l'équation transcendante consiste à déterminer la constante de propagation complexe. Or la détermination d'une solution complexe revient à trouver le couple de réels  $(x_0, y_0)$  qui est solution de l'équation. Nous résolvons l'équation transcendante en séparant partie réelle  $R$  et partie imaginaire  $I$  et en identifiant les deux membres de l'équation. Cette méthode revient à résoudre un système de deux équations à deux inconnus de la forme :

$$R(x,y) = 0$$

$$I(x,y) = 0$$

La méthode de Newton s'applique à la résolution d'un tel système. Nous devons alors considérer un développement de Taylor, au premier ordre, autour de  $(x,y)$  :

$$R(x+\delta, y+\epsilon) = R(x,y) + R_x(x,y) \delta + R_y(x,y) \epsilon$$

$$I(x+\delta, y+\epsilon) = I(x,y) + I_x(x,y) \delta + I_y(x,y) \epsilon$$

où  $R_x$ ,  $R_y$ ,  $I_x$  et  $I_y$  sont les dérivées partielles des fonctions  $R$  et  $I$  par rapport à  $x$  ou à  $y$ .

Nous considérons maintenant que le couple  $(\delta, \epsilon)$  est tel que :

$$R(x+\delta, y+\epsilon) = 0$$

$$I(x+\delta, y+\epsilon) = 0$$

c'est à dire que le couple  $(x+\delta, y+\epsilon)$  est solution du système. nous obtenons alors un autre système en  $\delta$  et  $\epsilon$  :

$$R_x(x,y) \delta + R_y(x,y) \epsilon = -R(x,y)$$

$$I_x(x,y) \delta + I_y(x,y) \epsilon = -I(x,y)$$

Ce nouveau système de deux équations à deux inconnues possède un jacobien (ou déterminant) défini par :

$$D(x,y) = [R_x(x,y) I_y(x,y) - R_y(x,y) I_x(x,y)]$$

Il est nécessaire que ce jacobien soit non nul au voisinage de la solution. Dans ce cas, quel que soit le couple  $(x,y)$  proche de la solution, le système a une solution unique :

$$\delta = \delta(x,y) = [I(x,y) R_y(x,y) - R(x,y) I_y(x,y)]/D(x,y)$$

$$\epsilon = \epsilon(x,y) = [R(x,y) I_x(x,y) - I(x,y) R_x(x,y)]/D(x,y)$$

et le point  $(x+\delta(x,y), y+\epsilon(x,y))$  est choisi comme nouvelle approximation de la solution.

Ce procédé itératif nécessite donc d'être initialisé par une valeur suffisamment proche de la solution pour converger. Cette nécessité est l'inconvénient de cette méthode qui, cependant, a pour avantage une grande simplicité.

Néanmoins, l'initialisation du processus itératif, dans le cas que nous étudions au chapitre II, peut être réalisée en calculant les solutions aux limites  $kD_1$  ou  $kD_2$  tendant

vers l'infini. Ces solutions sont aisées à déterminer et peuvent s'exprimer analytiquement.

## ANNEXE 3

### Le logiciel SYMPHONIE

Nous présentons, dans cette annexe, la mise en page et l'utilisation du logiciel SYMPHONIE, ainsi que les principales structures informatiques.

#### Menu principal

Le menu principal comporte trois options :

- Optique : accès au menu optique
- Electronique : accès au menu électronique
- Fin : sortie du logiciel.

#### Menu Optique

Le menu optique permet l'étude du comportement optique d'un photoconducteur sur guide et comprend les options :

- 1: Saisie des données principales de la structure (indice de réfraction et coefficient d'absorption de chaque couche, longueur d'onde de travail).
- 2: Etude de la structure avec saisie des paramètres évolutifs (type de propagation (TE ou TM), localisation de la couche guidante (couche 1 ou couche 2), épaisseurs  $D_1$  et  $D_2$  des couches précédentes, ordre du mode considéré). Ensuite, le calcul de l'indice effectif complexe se fait à partir d'une initialisation. Ce calcul effectué, cette option permet de tracer:
  - le module, la partie réelle et imaginaire du champ
  - la surface d'onde
  - l'efficacité de couplage en fonction de la longueur de la couche absorbante.
- 3: Tracé de l'évolution de l'indice effectif réel en fonction de l'épaisseur  $D_1$  ou  $D_2$ .
- 4: Tracé de l'atténuation en fonction de l'épaisseur  $D_1$  ou  $D_2$ .
- 5: Retour au Menu principal.

#### Menu Electronique

Le menu électronique permet l'étude du comportement électronique et comprend les options :

- 1: Saisie des données principales (option en commun avec le menu optique).

- 2: Etude de la structure avec saisie des paramètres évolutifs (voir Menu Optique). Puis calcul de l'indice effectif complexe uniquement.

- 3: Tracé des profils de densités de courant d'électrons et de trous, dans la couche absorbante (avec ou sans diffusion, à une fréquence donnée).

- 4: Tracé du rendement quantique dynamique après saisie de paramètres supplémentaires (largeur et longueur de la couche absorbante pour le calcul de la capacité, résistance de charge, avec ou sans diffusion, avec ou sans transit supplémentaire).

- 5: Retour au Menu principal.

Tous les paramètres de structure sont stockés dans un enregistrement, commun aux deux menus (optique et électronique), et permet donc une souplesse d'utilisation.

### Structure informatique

La structure photodétecteur-guide est stockée en mémoire dans un enregistrement informatique, appelé PARDEF (définition des paramètres). Cet enregistrement comprend plusieurs champs :

- tpro : chaîne de caractère indiquant le type de propagation (TE ou TM).
- tmod : booléen précisant la recherche des grands modes (couche guidante d'épaisseur  $D_2$ ) ou des modes superficiels (couche guidante d'épaisseur  $D_1$ ).
- m : entier déterminant l'ordre du mode.
- $d_0$  : épaisseur de la couche  $P^+$ .
- $d_1$  : épaisseur de la couche absorbante.
- $d_2$  : épaisseur de la couche guidante.
- $d_k$  : vecteur d'onde de la lumière dans le vide.
- larg : largeur de la couche absorbante.
- long : longueur de la couche absorbante.
- res : résistance de charge du photodétecteur.
- unt : caractère précisant si les coefficients d'absorption sont saisis en np/cm ou en dB/cm.
- $n_0$  : indice de réfraction complexe de la couche 0.
- $n_1$  : indice de réfraction complexe de la couche 1.
- $n_2$  : indice de réfraction complexe de la couche 2.
- $n_3$  : indice de réfraction complexe de la couche 3.
- $c_1$  : rapport de carrés d'indice de réfraction permettant de traiter directement le cas des ondes TM.
- $c_2$  : rapport de carrés d'indice de réfraction permettant de traiter directement le cas des ondes TM.

An. 3.3

-  $c_3$  : rapport de carrés d'indice de réfraction permettant de traiter directement le cas des ondes TM.

Le logiciel SYMPHONIE comporte environ 3000 lignes et la version exécutable, délivrée par le Turbo Pascal version 4, comporte un peu plus de 80 Koctets.

## ANNEXE 4

**Calcul des densités de courant en statique et en dynamique pour un PIN-guide**

Nous calculons, dans cette annexe, les densités de courant d'électrons, de trous, de diffusion, ainsi que leurs intégrales, pour une structure PIN-guide. Nous considérons la structure de la Fig. 3.1 et les notations du chapitre III.

**1) Approximation de  $g(x,z,t)$** 

Le taux de génération de paires électron-trou a été déterminé au chapitre III et son expression est la suivante :

$$g(x,z,t) = (P_1/h\nu) \left[ \int_0^{D_1} f(x) dx \right] \alpha \exp[-\alpha z] \exp[-i\omega t]$$

Nous posons désormais :

$$g(x,z,t) = (K(z)/q) f(x)$$

afin d'éviter de trop longues formules

Les équations différentielles, que nous devrions résoudre, ont des solutions classiques lorsque leur second membre a une dépendance en  $x$  de la forme  $\exp[-\alpha'x]$ . Aussi, afin de calculer les densités de courant, nous approximations la fonction  $f(x)$ , déduite de la distribution de puissance dans la couche absorbante ( $0 < x < D_1$ ), par :

$$f_a(x) = a_i \exp[-\alpha_i(x-x_i)] , \text{ pour } x_i < x < x_{i+1}$$

où les coefficients  $a_i$  et  $\alpha_i$  sont définis de la façon suivante :

$$a_i = f(x_i)$$

$$\alpha_i = [1/(x_{i+1}-x_i)] \ln[f(x_i)/f(x_{i+1})]$$

Nous divisons ainsi l'intervalle d'étude compris entre 0 et  $D_1$  en un certain nombre d'intervalles. Sur chaque petit intervalle,  $f(x)$  est approximée par  $f_a(x)$ .

**2) Densité de courant d'électrons**

Nous considérons une dépendance temporelle en  $\exp[-i\omega t]$ , donnée par la génération.

**-couche absorbante intrinsèque ( $0 < x < D_1$ )**

La densité de courant d'électrons, est donnée dans la région absorbante intrinsèque, considérée totalement désertée, par (la recombinaison est négligée) :

$$\delta J_n / \delta x - i (\omega / v_n) J_n = -q g(x,z) = -K(z) f(x)$$

La solution de cette équation différentielle, sans second membre, est :

$$J_n(x) = A_n \exp[i\omega x / v_n]$$

La solution particulière, étant donnée l'approximation de  $f(x)$ , peut s'écrire :

$$s_n(x) = B_{ni} \exp[-\alpha_i(x-x_i)] + C_{ni}, \text{ pour } x_i < x < x_{i+1}$$

avec

$$B_{ni} = [K(z) a_i / (\alpha_i + iw/v_n)]$$

et  $C_{ni}$ , un coefficient constant calculée afin d'obtenir une solution  $s_n(x)$  continue sur tout l'intervalle d'étude.

La condition aux limites, pour la densité de courant d'électrons, s'écrit :

$$J_n(D_i) = J_d$$

où  $J_d$  est le courant de diffusion des électrons dans la couche  $p^+$ , si elle est absorbante, sinon ce terme est nul. Le calcul du courant de diffusion, dans le cas d'une couche  $p^+$  absorbante, sera donné ultérieurement.

Nous obtenons donc une densité de courant d'électrons, dans la région absorbante intrinsèque, donnée par :

$$J_n(x) = (J_d - s_n(D_i)) \exp[i(w/v_n)(x-D_i)] + s_n(x)$$

- couche guidante ( $-D_2 < x < 0$ )

Dans la couche guidante, il n'y a ni génération ni recombinaison. Seul un effet de transit supplémentaire existe pour les électrons et l'équation à résoudre s'écrit simplement :

$$\delta J_{nt} / \delta x - iw/v_n = 0$$

Nous obtenons donc une solution de la forme :

$$J_{nt}(x) = E \exp[iwx/v_n]$$

La condition aux limites de cette densité de courant d'électrons est :

$$J_{nt}(0) = J_n(0)$$

ce qui signifie, qu'en  $x=0$ , nous retrouvons la densité de courant d'électrons précédemment calculée.

Par conséquent, la densité de courant d'électrons, dans la couche guidante, s'écrit:

$$J_{nt}(x) = J_n(0) \exp[iwx/v_n]$$

### 3) Densité de courant de trous

Nous avons également, comme pour les électrons, à considérer deux régions.

- couche absorbante intrinsèque ( $0 < x < D_i$ )

Pour les trous, l'équation à résoudre s'écrit :

$$\delta J_p / \delta x + i (w/v_p) J_p = q g(x,z) = K(z) f(x)$$

La solution de l'équation différentielle, sans second membre, est :

$$J_p(x) = A_p \exp[-iwx/v_p]$$

La solution particulière s'écrit :

$$s_p(x) = B_{pi} \exp[-\alpha_i(x-x_i)] C_{pi}$$

avec

$$B_{pi} = [K(z) a_i / (-\alpha_i + iw/v_p)]$$

et  $C_{pi}$ , un coefficient constant calculée afin d'obtenir une solution  $s_p(x)$  continue sur tout l'intervalle d'étude.

La condition aux limites, pour la densité de courant de trous, s'écrit :

$$J_p(0) = 0$$

Par conséquent, la densité de courant de trous, dans la région absorbante intrinsèque, s'écrit :

$$J_p(x) = -s_p(0) \exp[-iwx/v_p] + s_p(x)$$

- couche guidante ( $-D_2 < x < 0$ )

la densité de courant de trous est nulle dans la couche absorbante :

$$J_{pt}(x) = 0$$

#### 4) Densité de courant de diffusion

La densité de courant de diffusion est due à la diffusion des électrons générés dans une couche  $p^+$  absorbante d'une photodiode PIN. La région  $p^+$ , comprise entre  $x=D_i$  et  $x=D_1$ , est donc considérée absorbante. Dans cette région, la densité de courant d'électrons s'écrit :

$$J_n = q D_n \delta n / \delta x$$

où  $D_n$  est le coefficient de diffusion et  $n$  la densité d'électrons de cette couche.

L'équation à résoudre, en tenant compte du processus de recombinaison, est la suivante :

$$\delta n / \delta t = (1/q) \delta J_n / \delta x + g(x,z,t) + r(x,z,t)$$

Avec une dépendance temporelle en  $\exp[-iwt]$ , l'équation précédente devient :

$$iwn = D_n \delta^2 n / \delta x^2 + K(z) f(x) - n/T_{nd}$$

où  $T_{nd}$  est la durée de vie des électrons dans la région  $p^+$  absorbante, qui est connectée au coefficient de diffusion  $D_n$  par :

$$L_n = (D_n T_{nd})^{1/2}$$

avec  $L_n$ , la longueur de diffusion des électrons dans cette région.

Par conséquent, l'équation différentielle précédente peut s'écrire :

$$\delta^2 n / \delta x^2 - [(1+iwT_{nd}) / (T_{nd} D_n)] n = -K(z) f(x) / D_n$$

ou encore

$$\delta^2 n / \delta x^2 - n / h^2 = -[K(z) / D_n] f(x)$$

avec

$$h^2 = L_n^2 / (1 + i\omega\tau_{nd})$$

Notons que, pour obtenir la densité de courant de diffusion en statique, il suffit de remplacer  $h$  par  $L_n$  ( $\omega=0$ ).

La solution générale de l'équation différentielle, sans second membre, est de la forme :

$$n(x) = C_1 \exp[(x-D_1)/h] + C_2 \exp[-(x-D_1)/h]$$

La solution particulière est donnée par :

$$s_{di}(x) = B_{di} \exp[-\alpha_1(x-x_1)] + C_{di}, \text{ pour } x_1 < x < x_{i+1}$$

avec

$$B_{di} = [K(z) a_1 h^2 / (D_n(1 - \alpha_1^2 h^2))]$$

et  $C_{di}$  est calculé afin d'obtenir une solution continue sur tout l'intervalle d'étude ( $D_1 < x < D_1$ ).

Les conditions aux limites de la densité d'électrons sont

$$n(D_1) = 0$$

$$n(D_1) = 0$$

Nous posons  $D_0 = (D_1 - D_1)$  :  $D_0$  représente l'épaisseur de la région  $p^+$  absorbante.

Nous obtenons ainsi les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  :

$$C_1 = [s_d(D_1) - s_d(D_1) \exp(-D_0/h)] / [2 \operatorname{sh}(D_0/h)]$$

$$C_2 = [s_d(D_1) \exp(D_0/h) - s_d(D_1)] / [2 \operatorname{sh}(D_0/h)]$$

où  $\operatorname{sh}$  est la fonction sinus hyperbolique.

Or la densité de courant de diffusion des électrons dans la couche  $p^+$  absorbante est donnée par :

$$J_d = J_n(D_1) = q D_n (\delta n / \delta x)(D_1)$$

Nous obtenons donc :

$$J_d = q D_n [(C_1/h) - (C_2/h) + (\delta s_d / \delta x)(D_1)]$$

Notons qu'il faut obtenir, pour la dérivée de  $s_d$ , une fonction continue.

### 5) Calcul des densités de courant moyennes

Nous présentons, dans ce paragraphe, le calcul de l'intégrale  $I$ , en fonction des expressions des densités de courant précédemment déterminées :

$$I = \int_{-D_2}^{D_1} (J_n + J_p) dx$$

$$-I_n = \int_0^{D_1} J_n(x) dx$$

D'après l'expression de la densité de courant d'électrons, dans la couche absorbante intrinsèque, nous obtenons :

$$I_n(\omega) = (J_d - s_n(D_i)) [(1 - \exp(-i\omega T_n)) / (i\omega / v_n)] + \int_0^{D_i} s_n(x) dx$$

où  $T_n$  est le temps de transit des électrons dans cette couche,

$$T_n = D_i / v_n$$

Nous posons :

$$T_n(\omega) = I_n(\omega) / K(z)$$

$$-I_p = \int_0^{D_i} J_p(x) dx$$

D'après l'expression de la densité de courant de trous, dans la couche absorbante intrinsèque, nous obtenons :

$$I_p(\omega) = -s_p(0) [(1 - \exp(-i\omega T_p)) / (i\omega / v_p)] + \int s_p(x) dx$$

où  $T_p$  est le temps de transit des trous dans cette couche,

$$T_p = D_i / v_p$$

Nous posons :

$$T_p(\omega) = I_p(\omega) / K(z)$$

$$-I_{nt} = \int_{-D_2}^0 J_{nt}(x) dx$$

D'après l'expression de la densité de courant d'électrons, dans la couche guidante, nous obtenons :

$$I_{nt}(\omega) = J_n(0) [(1 - \exp(-i\omega T_{nt})) / (i\omega / v_n)]$$

où  $T_{nt}$  est le temps de transit des électrons dans cette couche,

$$T_{nt} = D_2 / v_n$$

Nous posons :

$$T_{nt}(\omega) = I_{nt}(\omega) / K(z)$$

Les intégrales de  $s_n$  et  $s_p$  sont calculées par la méthode des trapèzes.

**CONCLUSION GENERALE**

L'essor des télécommunications optiques et ses nombreuses perspectives d'application confèrent à l'intégration monolithique un rôle essentiel. En effet, la réalisation de lasers, photodétecteurs, composants optiques, optoélectroniques et hyperfréquences sur un même substrat constitue un enjeu fondamental pour l'avenir. D'autant plus que de nombreux travaux effectués sur les matériaux III-V, ainsi que les progrès récents dans les domaines des différentes techniques d'épitaxie et des processus technologiques, permettent déjà de réaliser des dispositifs tout à fait performants.

Dans ce contexte, notre travail a consisté à apporter notre contribution à ce formidable enjeu, en démontrant, théoriquement et expérimentalement sur matériaux III-V, la faisabilité de photodétecteurs en intégration monolithique sur guide optique, dont la compacité et les performances soient en accord avec une telle perspective.

Après avoir rappelé les principales propriétés électroniques et optiques des matériaux III-V qui régissent le comportement d'un photodétecteur-guide, nous avons présenté les différents types de photodétecteurs et les éléments de base de l'Optique Intégrée, qui constitue l'approche de ce genre de structure. Puis il nous a paru opportun d'exposer l'Etat de l'Art, concernant les photodétecteurs intégrés à un guide optique, pour mieux cerner les structures et leurs exigences.

Fort de notre première analyse, nous avons développé une modélisation des phénomènes de couplage optique au sein d'un photodétecteur-guide. Nous avons alors mis en évidence et expliqué le comportement oscillatoire du coefficient d'absorption d'une telle structure en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante déposée sur le guide optique. Aussi, nous montrons que ce phénomène constitue un élément important pour l'optimisation et l'obtention de structures très courtes, mais également à couche active très fine.

Non désireux d'en rester là et conscient de l'intérêt porté à l'étude optique mais également électronique d'un photodétecteur-guide, nous avons alors dégagé un prolongement de notre modèle optique, afin d'étudier le comportement électronique de ce type de composant. Nous proposons une approche de ce comportement que nous appliquons au PIN-guide, en montrant les influences des différentes contributions qui régissent les performances dynamiques de ce dispositif.

La dernière étape de notre travail a consisté à démontrer expérimentalement, après l'avoir validé théoriquement, la faisabilité de photodétecteurs compacts intégrés à un guide optique. Nous avons, dans un premier temps, réalisé l'intégration monolithique d'un photoconducteur GaInAs et d'un guide optique GaAs/GaAlAs monomode à la longueur d'onde de  $1.3 \mu\text{m}$ . Ce dispositif ne nécessite qu'une longueur de  $100 \mu\text{m}$  de GaInAs pour détecter la quasi-totalité de la lumière guidée (Mallecot *et al.* 1988). Dans un deuxième temps, nous avons réalisé l'intégration monolithique d'un photodétecteur MSM GaAs et d'un guide optique

GaAlAs monomode à la longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ . Ce dispositif possède des propriétés de compacité et des performances dynamiques parmi les meilleures, puisqu'une couche absorbante en GaAs de  $100 \mu\text{m}$  de long et de  $0.2 \mu\text{m}$  d'épaisseur suffit pour détecter la quasi-totalité de la lumière guidée, et qu'une bande passante de  $15 \text{ GHz}$  a été mesurée (*Vinchant et al. 1989*). De plus, un tel dispositif, réalisé sur substrat semi-isolant, possède une configuration planaire qui, associée à la fine épaisseur de la couche absorbante en GaAs, est totalement compatible avec l'intégration monolithique de transistors à effet de champ. Aussi, les études théoriques et expérimentales, que nous avons menées, nous permettent de croire à l'avenir très prometteurs des photodétecteurs MSM, quant à leur utilisation dans les futurs circuits intégrés optoélectroniques.

Les prolongements de ce travail sont nombreux, tant du point de vue théorique :

- une étude approfondie du comportement électronique de photodétecteurs (photoconducteurs, photodiodes PIN et photodétecteurs MSM) intégrés sur guides optiques,

que du point de vue expérimental :

- l'étude et la réalisation de photodétecteurs, guides optiques et transistors à effet de champ, en intégration monolithique, et donc une orientation vers une approche système,

- l'utilisation des techniques récentes d'épithaxie localisée pour réaliser les photodétecteurs, uniquement aux endroits désirés, et éviter ainsi la dégradation des structures guidantes,

- la réalisation, en utilisant les techniques d'isolation optique que nous avons montrées, de tels dispositifs sur substrat silicium.

## BIBLIGRAPHIE DE LA CONCLUSION

Mallecot F., Vinchant J.F., Razeghi M., Vandermoere D., Vilcot J.P. & Decoster D., Appl. Phys. Lett., 53(25), pp. 2522-2524 (1988)

Vinchant J.F., Vilcot J.P., Lorriaux J.L. & Decoster D., Appl. Phys. Lett., 55(19), pp. 1966-1968 (1989)

**LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS EFFECTUEES  
LORS DE CE TRAVAIL**

## PUBLICATIONS

**J.F. Vinchant, F. Mallecot, D. Decoster & J.P. Vilcot**

'Effects of absorbing layers on the propagation constants : a four layer model on desktop-computer applied to photodetectors monolithically integrated with optical waveguides.'

Optics Comm., 67(4), pp. 266-270 (1988)

**F. Mallecot, J.F. Vinchant, M. Razeghi, D. Vandermoere, J.P. Vilcot & D. Decoster**

'Monolithic integration of a short-length GaInAs photoconductor with a GaAs/GaAlAs optical waveguide on a GaAs semi-insulating substrate.'

Appl. Phys. Lett., 53(25), pp. 2522-2524 (1988)

**J.F. Vinchant, F. Mallecot, D. Decoster & J.P. Vilcot**

'Photodetectors monolithically integrated with optical waveguides : theoretical and experimental study of absorbing layer effects.'

IEE Proc., Part J, 136(1), pp. 72-75 (1989)

**J.F. Vinchant, F. Mallecot, D. Decoster & J.P. Vilcot**

'Photodétecteurs en intégration monolithique sur guides optiques : modélisation et vérifications expérimentales.'

Annales des Télécom., 44(3-4), pp. 149-154 (1989)

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, F. Mallecot & D. Decoster**

'Monolithic integration of short length photodetector with optical waveguide on semi-insulating substrate.'

Proc. SOTAPOCS X (Los Angeles, CA), J. Electrochem. Soc., 136(4), p. 229C, paper 674SOA (1989)

**J.F. Vinchant, F. Mallecot, J.P. Vilcot, D. Decoster & M. Razeghi**

'Monolithic integration of short length photodetector with optical waveguide.'

Proc. SPIE, 5th European Conf. on Integrated Optics (ECIO'89), vol. 1141, pp. 14-18 (1989)

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, J.L. Lorriaux & D. Decoster**

'GaAlAs optical inverted rib waveguide integrated with thin and short GaAs MSM photodetector on GaAs semi-insulating substrate.'

Proc. SOTAPOCS XI (Hollywood, FL), J. Electrochem. Soc., 136(9), p. 478C, paper 723SOA (1989)

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, J.L. Lorriaux & D. Decoster**

'Monolithic integration of a thin and short metal-semiconductor-metal photodetector with a GaAlAs optical inverted rib waveguide on a GaAs semi-insulating substrate.'

Appl. Phys. Lett., 55(19), pp. 1966-1968 (1989)

## CONFERENCE INVITEE

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, J.P. Gouy, S. Aboulhouda & D. Decoster**

'Thin and short GaAs MSM photodetector monolithically integrated on GaAlAs optical inverted rib waveguide on GaAs semi-insulating substrate.'

invited paper, European Conf. on Optical Integrated Systems at Amsterdam, The Netherlands, September 25-28 (1989)

## COMMUNICATIONS

**J.F. Vinchant, F. Mallecot, D. Decoster & J.P. Vilcot**

'Photodétecteurs en intégration monolithique sur guides optiques : Etude de la quantité de lumière absorbée par modélisation "4 couches" sur microordinateur et vérifications expérimentales.'

Journées Nationales d'Optique Guidée, Lannion, France, 24-25 Mars (1988)

**J.F. Vinchant, F. Mallecot, D. Decoster & J.P. Vilcot**

'Photodetectors monolithically integrated with optical waveguides : a model for the study of absorbing layer effects on the propagation constants.'

Semiconductor and Integrated Optoelectronics, Cardiff, United Kingdom, March 28-29 (1988)

**F. Mallecot, J.F. Vinchant, M. Razeghi, J.P. Vilcot & D. Decoster**

'Photoconducteur GaInAs en intégration monolithique sur guide optique sur substrat GaAs semi-isolant.'

Journées Nationales Microélectroniques III-V (CNRS), Oleron, France, 1-3 Juin (1988)

**F. Mallecot, J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, D. Decoster & M. Razeghi**

'Monolithic integration of short length photodetector with optical waveguide.'

5th European Conf. on Integrated Optics, Paris, France, 26-28 Avril (1989)

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, F. Mallecot & D. Decoster**

'Monolithic integration of short length photodetector with optical waveguide on semi-insulating substrate.'

175th Meet. of the Electrochemical Society, SOTAPOCS X, Los Angeles (CA), U.S.A., May 7-12 (1989)

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot, J.L. Lorriaux & D. Decoster**

'GaAlAs optical inverted rib waveguide integrated with thin and short GaAs MSM photodetector on GaAs semi-insulating substrate.'

176th Meet. of the Electrochemical Society, SOTAPOCS XI, Hollywood (FL), U.S.A., Oct. 15-20 (1989)

## SEMINAIRES

**J.F. Vinchant, J.P. Vilcot & D. Decoster**

'Monolithic integration of compact MSM photodetectors with optical waveguides.'

Bellcore, Red-Bank (NJ), U.S.A., Oct. 20 (1989)

**J.F. Vinchant**

'Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V.'

Laboratoire d'Electronique Philips, Limeil-Brevannes, France, 22 Nov. (1989)

## RESUME

L'objet de cette thèse est de présenter l'étude théorique et expérimentale de l'intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V. Après avoir rappelé les principales propriétés électroniques et optiques des matériaux III-V qui régissent le comportement d'un photodétecteur-guide, nous présentons les différents types de photodétecteurs et les éléments de base de l'Optique Intégrée qui permettent une telle association, ainsi qu'un Etat de l'Art de l'intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques. A l'issue de cette première analyse, nous développons une modélisation des phénomènes de couplage optique au sein d'un photodétecteur-guide. Nous mettons alors en évidence et expliquons le comportement oscillatoire du coefficient d'absorption d'un tel dispositif en fonction de l'épaisseur de la couche absorbante déposée sur le guide optique. Aussi, nous montrons l'importance de ce phénomène pour obtenir une structure compacte. Ensuite, nous dégageons un prolongement de notre modèle optique en étudiant le comportement électronique d'un photodétecteur-guide. Nous proposons une approche de ce comportement que nous appliquons au PIN-guide, en montrant les influences des différentes contributions qui régissent les performances dynamiques de ce dispositif. Enfin, nous démontrons expérimentalement, après l'avoir validée théoriquement, la faisabilité de photodétecteurs compacts intégrés à un guide optique. Notamment, nous avons réalisé un photodétecteur métal-semiconducteur-métal intégré à un guide optique dont les propriétés de compacité (une couche absorbante de  $100\ \mu\text{m}$  de long et de  $0.2\ \mu\text{m}$  d'épaisseur pour une efficacité de couplage de 0.9) et les performances dynamiques (15 GHz de bande passante) sont les meilleures rapportées à ce jour.

### Mots clés

Optoélectronique  
Optique Intégrée  
Guides optiques  
Photodétecteurs  
Intégration monolithique  
Modélisation

# MONOLITHIC INTEGRATION OF PHOTODETECTORS AND OPTICAL WAVEGUIDES ON III-V MATERIALS.

## ABSTRACT

The purpose of this thesis is to present the theoretical and experimental study of monolithic integration of photodetectors and optical waveguides on III-V materials. After a recall of the main electrical and optical properties of III-V materials that govern the behaviour of an integrated waveguide-photodetector, we present the different types of photodetectors, the basic elements of Integrated Optics and a State of the Art of integrated waveguide-photodetectors. After this first analysis, we develop a model to study optical coupling phenomena between an optical waveguide and a photodetector. Then we point out and explain an oscillatory behaviour of the absorption coefficient of such a device versus the thickness of an absorbing layer deposited on the optical waveguide. We show that this phenomenon is quite important to obtain a compact structure. Then, by using our optical model, we study the electrical behaviour of an integrated waveguide-photodetector. We propose an approach of this behaviour and apply it to waveguide-PIN photodiodes and show the different contributions that influence dynamic performances of such a device. Finally, we experimentally demonstrate the feasibility of compact photodetectors monolithically integrated with optical waveguides. Particularly, we have fabricated a metal-semiconductor-metal photodetector integrated to an optical waveguide from which compactness (100  $\mu\text{m}$  long and 0.2  $\mu\text{m}$  thick absorbing layer for a 0.9 coupling efficiency) and dynamic performances (15 GHz bandwidth) are the best reported to date.

### Key words

Optoelectronics  
Integrated Optics  
Optical waveguides  
Photodetectors  
Monolithic integration  
Modelling

