



HAL
open science

Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques

Vincent Magnin

► **To cite this version:**

Vincent Magnin. Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques. Modélisation et simulation. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 1998. Français. NNT : . tel-00009353

HAL Id: tel-00009353

<https://theses.hal.science/tel-00009353>

Submitted on 31 May 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : 2339

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

Par

Vincent MAGNIN

**CONTRIBUTION A L'ETUDE ET A L'OPTIMISATION DE
COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES**

Soutenue le 22 octobre 1998 devant la Commission d'Examen :

M. E. CONSTANT
M. D. DECOSTER
M. J. HARARI
M. R. ALABEDRA
M. C. BOISROBERT
M. T. BARROU
M. V. MATHIS

Président (USTL)
Directeur de Thèse (USTL)
Co-directeur de Thèse (USTL)
Rapporteur (Université de Montpellier II)
Rapporteur (Fac. des Sc. et Tech. de Nantes)
Examineur (Opto⁺)
Examineur (Dassault Electronique)



L'image de notre planète est d'ores et déjà assez étrange. Elle a acquis une nouvelle peau, une aura, qui est tissée d'images et de pensées, de mélodies, de signaux et de messages. Cela représente, indépendamment même des contenus, une étape de la spiritualisation de la terre - oui, en dépit même des contenus. Cela passe au-delà des nations et de leurs langues, au-delà du mot et du signe, au-delà de guerre et paix.

L'étonnement que nous impose à présent cet astre, devenu si petit et cependant brillant d'une nouvelle lumière, n'a rien à voir avec l'optimisme du progrès, non plus qu'avec le pessimisme qui l'obombre. Il est métahistorique, il ouvre des perspectives sur un monde situé par-delà l'Histoire.

Le mur du Temps, 1959

Ernst Jünger (1895-1998)

A ceux que j'aime.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé successivement par Monsieur le Professeur **E. Constant** qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen, puis par Monsieur le Professeur **G. Salmer**.

Monsieur le Professeur **D. Decoster** m'a accueilli au sein de l'équipe Optoélectronique qu'il dirige, en me proposant le sujet de ce travail dont il a assuré la direction. Pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité, je tiens particulièrement à lui exprimer ici ma profonde et amicale reconnaissance. J'ai été très touché par la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de mon travail. La liberté qu'il m'a laissée m'a permis d'orienter ma recherche dans les directions qui me motivaient. Il est clair que la bonne ambiance et donc l'efficacité de son équipe reposent en grande partie sur ses qualités humaines. Monsieur **J. Harari**, Maître de Conférence à l'Université de Lille I, a également assuré la direction de ce travail. Sa disponibilité, ses compétences, son caractère rigoureux et exigeant, et ses qualités humaines ont permis la réussite de ce travail. Je le remercie chaleureusement et amicalement.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur **C. Boisrobert**, Professeur à la Faculté des Sciences et Techniques de Nantes, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur. J'adresse également mes remerciements à Monsieur **R. Alabedra**, Professeur à l'Université de Montpellier II, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être rapporteur.

Monsieur **T. Barrou**, Docteur et Ingénieur à Opto⁺ (Alcatel Alsthom Recherche, Marcoussis), a accepté de participer à ce jury de thèse et je l'en remercie. Une partie de ce travail a été réalisée dans le cadre d'un contrat avec son équipe. Cette collaboration a été très agréable et très enrichissante. Je remercie vivement Monsieur **V. Mathis**, Docteur et Ingénieur chez Dassault Electronique, pour l'intérêt qu'il porte à ce travail en acceptant de participer à ce jury de thèse.

Au cours de ces trois années, nombreuses ont été les personnes qui ont contribué à ce travail et je voudrais leur exprimer ici toute ma sympathie :

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur **J. P. Vilcot**, chargé de recherches au CNRS, pour sa disponibilité et pour l'ensemble de ses qualités tant scientifiques qu'humaines dont il m'a fait généreusement profiter. On ne saurait concevoir l'équipe sans son caractère jovial. Je remercie Monsieur **J. P. Gouy** pour sa disponibilité et ses compétences scientifiques. Il a réalisé

les épitaxies des travaux expérimentaux présentés en annexes. Je remercie également tout le **personnel de la Centrale Technologique** de l'IEMN, avec qui j'ai collaboré pendant ma thèse.

Je remercie Monsieur **C. Dalle** pour les discussions que nous avons pu avoir concernant la mise au point des modèles électriques. Je remercie Monsieur **J. Guanghai** pour son aide, sa disponibilité et ses compétences en modélisation optique. Je remercie Monsieur **F. Dessenne** pour les données Monte Carlo qu'il m'a généreusement fournies. Je remercie Madame **C. Gonzalez** du CNET-France Telecom pour la collaboration que nous avons eue dans le cadre du projet européen ACTS/FRANS.

Je tiens à remercier **Jérôme Van De Castele** qui m'a initié à la salle blanche et aux phototransistors. Je remercie **Ian Cayrefourcq** (IEMN / Dassault Electronique) : le dernier chapitre de cette thèse est le résultat d'une collaboration qui fut très agréable et stimulante.

Je voudrais remercier tous les membres actuels et passés de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN pour l'ambiance amicale et agréable que j'ai goûtée durant toutes ces années, en commençant par les habitants de *l'Igloo 352* : **Cathy Sion** , **El Bekkay Houba**, **Ian Cayrefourcq** , **Asma**, **Bob Bellini**, **Sophie Maricot**, **Filipe Jorge**, **Samuel Dupont**, **Jef Achour**, **Wandji Tchana**, **Saad Mezzourt**, **Manuel Fendler**, **Magdy**, **Régis Hamelin**, **Frédéric Journet**, **Omar Rabii**...

Mes remerciements vont également à Monsieur **J. P. Dehorter** qui a assuré avec soin la reproduction de ce manuscrit. Je ne saurais oublier dans ces remerciements, l'ensemble du personnel et des chercheurs du laboratoire, et tous ceux que j'ai oublié de citer, et qui j'espère, ne m'en tiendront pas rigueur.

Table des matières

Introduction générale	11
------------------------------------	-----------

Chapitre premier : outils de modélisation

I-1. Méthode des Faisceaux Propagés (ou BPM).....	17
I-1.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques.....	17
I-1.2. Principes de la BPM	19
I-1.3. BPM aux différences finies à 2 dimensions (BPM-FD-2D).....	21
I-1.4. Conditions de simulation.....	23
I-1.5. Implémentation.....	24
I-1.6. Indices optiques	25
I-2. Modèle Energie	29
I-2.1. Equation de Transport de Boltzmann.....	29
I-2.2. Equations de base.....	30
I-2.3. Résolution numérique	32
I-2.4. Conditions aux limites.....	34
I-2.5. Implémentation.....	35
I-2.6. Données matériaux.....	37
I-3. Interaction des modèles optique et électrique.....	42
I-4. Conclusion.....	44
I-5. Références	45

Chapitre II : étude des phototransistors à hétérojonction InP/InGaAs pour applications hyperfréquences

II-1. Fonctionnement de base du HPT	50
II-2. Etat de l'art.....	58
II-3. Composant de référence	62
II-4. Optimisation	71
II-4.1. Amélioration des performances optiques.....	72
II-4.2. Amélioration des performances électriques	75
II-4.3. Limites du composant	79
II-5. Conclusion	79
II-6. Références.....	83

Chapitre III : étude de photodiodes PIN-guide à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement vertical

III-1. Etude optique	87
III-1.1. Structures alternées.....	89
III-1.2. « Lentilles de Fresnel »	92
III-1.3. Structures lentillées symétriques	92
III-1.4. Structures lentillées asymétriques	98

III-1.5. Récapitulatif.....	100
III-2. Optimisation par méthode Monte Carlo.....	101
III-2.1. Méthode Monte Carlo.....	101
III-2.2. Optimisation d'une structure lentillée symétrique	102
III-2.3. Optimisation d'une structure lentillée asymétrique	104
III-3. Etude électrique d'une structure lentillée asymétrique	107
III-3.1. Outil et conditions de modélisation, composant simulé.....	107
III-3.2. Fréquence de coupure et influence de la tension.....	109
III-3.3. Etude du transit	111
III-3.4. Coefficient de réponse et influence de la tension	114
III-3.5. Conclusion de l'étude électrique.....	114
III-4. Conclusion.....	115
III-5. Références	117

Chapitre IV : optimisation de commutateurs optiques par Algorithme Génétique et BPM

IV-1. L'optimisation : généralités	121
IV-1.1. Variables du problème	122
IV-1.2. Espace de recherche.....	122
IV-1.3. Fonction d'adaptation, fonctions objectif.....	123
IV-1.4. Méthodes d'optimisation	124
IV-2. Algorithmes Evolutionnaires et Algorithmes Génétiques.....	126
IV-2.1. Codage des variables	129
IV-2.2. Genèse de la population	130
IV-2.3. Evaluation.....	130
IV-2.4. Sélection – élimination.....	131
IV-2.5. Opérateur croisement	132
IV-2.6. Opérateur mutation.....	133
IV-2.7. Convergence et temps de calcul	135
IV-3. Application aux commutateurs optiques TIR.....	138
IV-3.1. Variables d'optimisation	139
IV-3.2. Espace de recherche.....	140
IV-3.3. Fonctions objectif.....	140
IV-3.4. Résultats	142
IV-4. Application aux commutateurs cascade.....	143
IV-4.1. Variables d'optimisation	144
IV-4.2. Espace de recherche.....	145
IV-4.3. Fonction d'adaptation	145
IV-4.4. Résultats	146
IV-4.5. Commutateur cascade monobloc.....	148
IV-5. Conclusion	148
IV-6. Références.....	151

Conclusion générale.....	155
---------------------------------	------------

Annexe A : réalisation de 2T-HPT InP/InGaAs éclairés par le dessus

V-1. Processus technologique	161
V-2. Caractérisation	163

Annexe B : étude des contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au sur p-In_{0.47}Ga_{0.53}As

VI-1. Généralités sur les contacts métal/semiconducteur	167
VI-1.1. Interfaces.....	167
VI-1.2. Interface métal/semiconducteur	168
VI-1.3. Phénomènes de transport à l'interface	169
VI-1.4. En résumé.....	170
VI-2. Caractérisation des contacts ohmiques	170
VI-2.1. La résistance spécifique de contact	170
VI-2.2. La TLM (pour <i>Transmission Line Method</i>).....	171
VI-3. Etat de l'art des contacts ohmiques sur p-InGaAs/InP	173
VI-4. Réalisation de contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au	175
VI-4.1. Couches épitaxiées.....	175
VI-4.2. Réalisation des échelles de résistances	175
VI-4.3. Caractérisation.....	176
VI-5. Conclusion	178
VI-6. Références	179

Annexe C : modélisation de HPT InP/InGaAs du CNET

VII-1. Les composants	181
VII-2. Etude optique	182
VII-3. Modélisation électrique	184
VII-4. Conclusion	185

Annexe D : publications scientifiques

Introduction générale

Dans cette thèse, nous présentons des outils de modélisation et leur application à l'étude et l'optimisation de composants optoélectroniques. Il s'agit principalement de contribuer à la résolution de deux problèmes actuels : la montée en fréquence et les problèmes de couplage optique. C'est autour de ces deux préoccupations que l'optoélectronique hyperfréquence et les télécommunications optiques tendent actuellement à se rejoindre.

En effet, après s'être longtemps cantonnées à des marchés très spécifiques, tels que celui des équipements de guerre électronique (synthèse de retards, radars, antennes actives...), ou des communications longue distance à très hauts débits, ces deux branches de l'optoélectronique abordent maintenant des marchés bien plus volumineux [Deborgies, 1991 et Singer, 1993]. En effet, le développement des services multimédia et d'Internet nécessite le développement des réseaux d'accès optiques reliant l'utilisateur aux grandes infrastructures de communication. Les équipements doivent être à bas coût puisque partagés entre un petit nombre d'utilisateurs et nécessitent donc la mise au point de modules optiques peu onéreux et faciles à assembler, tout en restant performants et fiables. Se pose en particulier le problème de l'alignement à bas coût de la fibre optique et du photodétecteur.

Les mêmes besoins débouchent également sur le développement des applications « radio sur la fibre » où le signal optique est transformé en signal radio pour l'acheminement vers l'utilisateur final, lui offrant ainsi mobilité locale et facilité de raccordement [Cadiou, 1996]. Ces systèmes utilisant la transmission de signaux hyperfréquences ou millimétriques par voie optique nécessitent la mise au point de photodétecteurs ultra-rapides.

La réalisation de composants répondant à de tels impératifs repose en partie sur les progrès des techniques d'épitaxie, qui permettent de réaliser des structures de plus en plus complexes à l'aide de nombreux concepts de base : discontinuités de bandes, puits quantiques, super-réseaux, dopage variable, bande interdite variable, etc. Une telle ingénierie de bande interdite (*band gap engineering* en terminologie anglo-saxonne) permet la création de structures présentant des propriétés spécifiques [Capasso, 1987], mais nécessite le recours à des outils de modélisation informatique de plus en plus puissants. La modélisation permet en particulier de visualiser les phénomènes physiques et donc d'apporter une meilleure compréhension du fonctionnement de ces composants. De plus, dans la phase de conception d'un dispositif, la modélisation devient de plus en plus un substitut à l'expérimentation, plus longue et de plus en plus coûteuse. Enfin, les outils de modélisation permettent de prévoir et donc d'optimiser les caractéristiques des

composants (rendement, fréquence de coupure, etc.) [De Jaeger, 1996]. Le développement d'algorithmes d'optimisation complexes fait que la modélisation devient de plus en plus une expérimentation virtuelle.

Tout cela n'est néanmoins possible que si l'on dispose de modèles puissants prenant en compte le plus de phénomènes physiques possibles. Les modèles deviennent donc de plus en plus complexes et plus globaux, ce qui est rendu possible d'une part par les avancées théoriques et algorithmiques, et d'autre part par la montée en puissance exponentielle des ordinateurs.

Dans ce contexte, notre travail a consisté à étudier et optimiser quelques composants optoélectroniques, et nous avons donc été amenés à développer différents modèles et algorithmes d'optimisation. Nous présenterons donc dans un premier chapitre les deux modèles que l'on retrouvera tout au long de ce manuscrit : la Méthode des Faisceaux Propagés (BPM) et le Modèle Energie.

A l'aide de ces modèles, dans le chapitre II, nous étudierons tout d'abord les phototransistors à hétérojonction InP/InGaAs, dans le but principal de définir des structures montant haut en fréquence et offrant un bon couplage optique. Ces composants sont des photodétecteurs permettant à la fois de détecter un signal optique et d'amplifier ce signal, regroupant ainsi les fonctionnalités d'une photodiode PIN et d'un HBT. En particulier, le phototransistor à éclairage par la tranche (ou phototransistor à guide d'onde) permet, comme pour les photodiodes PIN-guide [Harari, 1995], un fonctionnement en gamme millimétrique avec un rendement quantique élevé.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude et l'optimisation de photodiodes PIN-guide à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement, susceptibles d'être utilisées dans des modules optiques à bas coût pour la réception chez l'utilisateur. Nous présenterons en particulier une méthode d'optimisation constituée d'une méthode Monte Carlo couplée à une BPM-2D.

Le dernier chapitre sera consacré à l'optimisation de commutateurs optiques destinés à la synthèse de retard par matrice de commutation. Cette optimisation a été réalisée à l'aide d'un Algorithme Génétique couplé à une BPM-2D. Nous verrons le bénéfice que l'on peut tirer d'un tel outil.

Références

Les références sont classées alphabétiquement selon le nom du premier auteur.

1. Cadiou J-F., Penard E., Goloubkoff M., Guena J., Legaud P. et Tanguy D., « Conversion optique radio dans le domaine millimétrique », *REE*, n°5, p. 46-52, mai 1996.
2. Capasso F., « Band-Gap Engineering : From Physics and Materials to New Semiconductor Devices », *Science*, Vol. 235, p. 172-176, 9 janvier 1987.
3. Deborgies F. et Richin P., « Fibre's low loss is microwave's gain », *Physics World*, p. 73-76, septembre 1991.
4. De Jaeger J.C. et Salmer G., « Research in microwave CAD on devices and MMICs at IEMN-Lille », *Microwave Engineering Europe*, p.27-37, mars 1996.
5. Harari J., Journet F., Rabii O., Jin G., Vilcot J.P. et Decoster D., « Modeling of Waveguide PIN Photodetectors Under Very High Optical Power », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n°9, p. 2304-2310, septembre 1995.
6. Singer P., « The Optoelectronics Industry: Has It Seen the Light? », *Semiconductor International*, juillet 1993.

Chapitre premier

Outils de modélisation

Chapitre premier

Outils de modélisation

La première phase de notre travail a été la mise au point d'outils de modélisation informatique destinés à l'étude des composants opto-microondes. Nous nous étions fixés pour but d'écrire des programmes tournant sur des ordinateurs de bureau standards, facilement adaptables à toutes sortes de composants, et possédant des outils de visualisation élaborés.

L'étude des composants optoélectroniques faisant intervenir l'optique guidée nécessite bien sûr l'utilisation d'un modèle optique. Dans le cadre de ce travail, nous avons donc développé un tel modèle utilisant la méthode des faisceaux propagés (BPM, pour *Beam Propagation Method*) en 2D et 3D. Il permet de simuler la propagation et l'absorption de la lumière dans les structures optiques.

Nous avons ensuite développé un Modèle Energie 1D pour simuler le transport électronique dans ces structures. Ce modèle peut être appliqué non seulement à des composants dipolaires mais également à des transistors.

Nous présenterons donc les principes de chaque méthode, ainsi que les indispensables paramètres matériaux associés. Nous terminerons par les interactions entre les deux modèles.

I-1. Méthode des Faisceaux Propagés (ou BPM)

Dans un premier temps nous établirons les équations de propagation utilisées, puis nous présenterons les principes de la BPM et les algorithmes de résolution. Nous terminerons par la bibliographie concernant les données matériaux.

I-1.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Celle-ci se fait à l'aide des équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(r,t) = -\frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t} \quad (\text{I-1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r,t) = \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} + \vec{J}(r,t) \quad (\text{I-2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r,t) = \rho(r,t) \quad (\text{I-3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(r,t) = 0 \quad (\text{I-4})$$

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

La perméabilité magnétique $\mu(\mathbf{r})$ et la permittivité $\varepsilon(\mathbf{r})$ du milieu relient champs et inductions:

$$\vec{B}(\mathbf{r}, t) = \mu(\mathbf{r})\vec{H}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{I-5a})$$

$$\vec{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{I-5b})$$

Dans notre étude, nous considérons des milieux diélectriques (non magnétiques $\mu(\mathbf{r}) = \mu_0$, électriquement neutres $\rho(\mathbf{r}, t) = 0$ et isolants $\vec{J}(\mathbf{r}, t) = \vec{0}$).

Afin de simplifier la résolution des équations de Maxwell, nous séparons la dépendance temporelle de la dépendance spatiale en décomposant les champs en harmoniques. Nous considérons alors une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω qui se propage dans le milieu. La dépendance temporelle des champs est en $\exp(j\omega t)$ et les équations de Maxwell deviennent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\mathbf{r}) = -j\omega\mu_0\vec{H}(\mathbf{r}) \quad (\text{I-6})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r}) = j\omega\varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{I-7})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r})) = 0 \quad (\text{I-8})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{I-9})$$

avec,

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0\varepsilon_r(\mathbf{r}) \quad (\text{I-10})$$

Les équations (I-6) à (I-10) peuvent se réécrire en séparant les champs électrique et magnétique.

De la règle suivante :

$$\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B}) \quad (\text{I-11})$$

l'opération $\vec{\nabla} \times$ à l'équation (I-6) nous donne :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\mathbf{r})) = -j\omega\mu_0\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\mathbf{r})) = (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla})\vec{E}(\mathbf{r}) - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})$$

Des équations (I-7) et (I-8), on tire

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r})) = (\vec{\nabla} \varepsilon) \cdot \vec{E}(\mathbf{r}) + \varepsilon(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\mathbf{r})) = 0$$

$$(\vec{\nabla} \varepsilon) \cdot \vec{E}(\mathbf{r}) = -\varepsilon(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\mathbf{r}))$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\mathbf{r}) = j\omega\varepsilon(\mathbf{r})\vec{E}(\mathbf{r})$$

d'où :

$$\Delta \vec{E}(r) + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\epsilon}_r(r)}{\epsilon_r(r)} \cdot \vec{E}(r) \right) + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{E}(r) = 0 \quad (\text{I-12a})$$

ici $\Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$

De la même façon, nous obtenons l'équation d'onde du champ magnétique.

$$\Delta \vec{H}(r) + \frac{\vec{\nabla} \cdot \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(r)) + k_0^2 \epsilon_r(r) \vec{H}(r) = 0 \quad (\text{I-12b})$$

Les deux équations décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique. k_0 est le vecteur d'onde associé à une propagation dans le vide et est relié à la longueur d'onde λ_0 dans le vide par :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{I-12c})$$

Considérant la variation d'indice de réfraction faible selon la direction de propagation z , on néglige les termes :

$$\nabla_z \epsilon_r(r) \approx 0; \nabla_z \epsilon_r(r) \cdot \vec{E}(r) \approx 0 \quad (\text{I-13a})$$

$$\nabla_z \epsilon_r(r) \approx 0; \nabla_z \epsilon_r(r) \cdot \nabla_z \vec{H}(r) \approx 0 \quad (\text{I-13b})$$

et les équations vectorielles (I-13a) et (I-13b) deviennent pour les champs transversaux :

$$\Delta E_t(r) + \nabla_t \left(\frac{\nabla_t \cdot \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} \cdot E_t(r) \right) + k_0^2 \epsilon_r(r) E_t(r) = 0 \quad (\text{I-14a})$$

$$\Delta H_t(r) - \frac{\nabla_t \cdot \epsilon_r(r)}{\epsilon_r(r)} [\nabla_t \cdot H_t(r) - \nabla_t H_t(r)] + k_0^2 \epsilon_r(r) H_t(r) = 0, \quad t' \perp t \quad (\text{I-14b})$$

Les sous-indices t et t' représentent ici les directions transversales à la direction de propagation.

I-1.2. Principes de la BPM

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident, permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit-elle. Ce calcul est effectué en divisant la structure en « tranches » espacées de Δz et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche $j+1$ à partir du champ connu en j . En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont vectorielles, mais en pratique, étant donnée la complexité de ces équations, on admet certaines approximations. Les différentes BPM se particularisent aussi bien par les approximations considérées que par la technique de résolution des équations de propagation. Les approximations les plus utilisées sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale. Ces deux restrictions facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop restrictives.

L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. On supposera donc que si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il reste polarisé dans la même direction tout au long de la propagation. Le couplage entre les différentes composantes du champ est faible à cause de la forme particulière des guides optiques. On considère donc le champ comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction et les équations vectorielles sont réduites à des équations scalaires. Cette approximation revient à considérer que la propagation dans une structure bidimensionnelle se fait selon un mode quasi-TM ou quasi-TE proche de modes TM ou TE dans les guides plans.

L'approximation paraxiale considère de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. Même si les équations de propagation en sont considérablement réduites, il a été montré, par comparaison avec une technique non paraxiale, que les résultats obtenus avec une BPM paraxiale diffèrent très peu de ceux obtenus par la première et donc que l'approximation paraxiale est applicable à une vaste gamme de structures d'optique intégrée [Van Roey, 1981 et Chung, 1990].

Passons maintenant à la formulation mathématique de la BPM. Les équations de propagation que l'on résout dans une méthode des faisceaux propagés sont déduites des équations d'onde vectorielles (I-14a et I-14b). Nous négligeons le couplage entre les différentes composantes du champ électrique. L'équation de propagation a donc la forme suivante :

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (\text{I-15})$$

avec,

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } E_x \quad (\text{I-15a})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2(x, y)} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right) n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } E_y \quad (\text{I-15b})$$

si l'on considère le cas d'une onde transverse électrique, et

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = n^2(x, y) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2(x, y)} \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } H_y \quad (\text{I-15c})$$

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + n^2(x, y) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2(x, y)} \frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \text{pour } H_x \quad (\text{I-15d})$$

si l'on considère le cas d'une onde transverse magnétique, et

$$\bar{\Delta}_{x,y,z} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (\text{I-15e})$$

si l'on considère une onde transverse sous l'approximation scalaire.

En admettant une solution du type,

$$E_i(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-i\beta z}, \quad i = x, y \quad (\text{I-16})$$

où $\Psi(x, y, z)$ est l'amplitude complexe de l'onde optique, et en faisant l'approximation paraxiale qui consiste à négliger la seconde dérivée de $\Psi(x, y, z)$ par rapport à z ,

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \right| \quad (\text{I-17})$$

l'équation du champ prend la forme suivante,

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x, y, z) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \Psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{I-18})$$

où β est la constante de propagation.

Cette équation bien connue est appelée équation de Fresnel.

Si nous présentons cette équation sous forme discrète, nous obtenons :

$$\bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x_l, y_m, z_n) - 2i\beta \cdot \frac{\partial \Psi(x_l, y_m, z_n)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \Psi(x_l, y_m, z_n) = 0$$

$$\text{avec } l = 1, 2, \dots, L; m = 1, 2, \dots, M; n = 1, 2, \dots, N \quad (\text{I-19})$$

ou bien

$$2i\beta \cdot \frac{\Psi(x_l, y_m, z_{n+1}) - \Psi(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \bar{\Delta}_{x,y} \Psi(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 \cdot n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \Psi(x_l, y_m, z_n) \quad (\text{I-20})$$

$$\text{avec } l = 1, 2, \dots, L; m = 1, 2, \dots, M; n = 1, 2, \dots, N.$$

Nous pouvons ainsi calculer le champ en $n+1$ à partir du champ connu en n et le principe de ce calcul explique le nom de la méthode.

I-1.3. BPM aux différences finies à 2 dimensions (BPM-FD-2D)

La BPM-2D permet de traiter un guide optique plan, tel que représenté sur la Figure I-1.1a. Dans le cas d'un guide tridimensionnel (Figure I-1.1b), on se ramène au cas précédent par la méthode des indices effectifs.

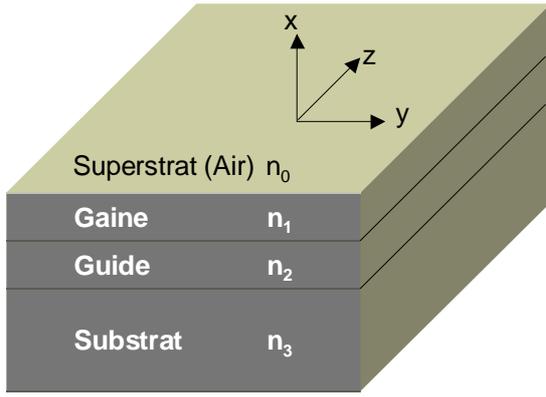


Figure I-1.1a : exemple de guide d'onde optique plan ($n_2 > n_1$ et $n_2 > n_3$).

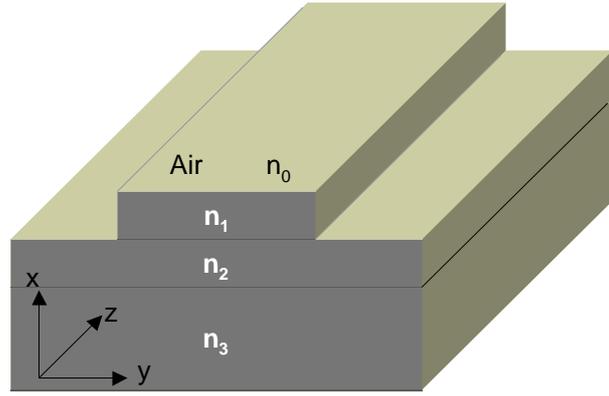


Figure I-1.1b : exemple de guide d'onde optique tridimensionnel ($n_2 > n_1$ et $n_2 > n_3$).

Le schéma des différences finies permet de développer les valeurs des dérivées d'une fonction en un point à l'aide de valeurs de cette fonction. Plus concrètement, on montre à partir d'un développement de Taylor que les premières dérivées de la fonction $f(\mathbf{x})$ peuvent s'écrire :

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (I-21)$$

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) + f(x + \Delta x) - 2f(x)}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \quad (I-22)$$

Nous considérons une structure bidimensionnelle (\mathbf{x}, \mathbf{z}) avec \mathbf{z} comme direction de propagation. La largeur de la fenêtre est W_x , discrétisée en L points et la longueur de la structure W_z est discrétisée en N tranches distantes l'une de l'autre de δz .

Partant des équations (I-19), (I-21, 22), on peut écrire en détail les équations d'onde des modes TE et TM [Stern, 1988 et Huang, 1992]. Par intégration, on exprime alors le champ en $\mathbf{z}_r + \delta \mathbf{z}$ en fonction de celui en \mathbf{z}_r . On se ramène ainsi à un système d'équations linéaires que l'on résout par des algorithmes classiques.

La méthode des faisceaux propagés à deux dimensions n'est parfois pas suffisante pour simuler les performances des composants d'optique intégrée. En particulier dans le cas des guides à fort confinement, la réduction du problème à deux dimensions par la méthode des indices effectifs conduit à des erreurs importantes, et il y a des cas où le problème n'est pas réductible à deux dimensions. Comme dans la plupart des simulations numériques, l'approche tridimensionnelle de la propagation optique conduit à de gros calculs, avec la nécessité de reformuler les algorithmes qui deviennent plus compliqués et beaucoup plus coûteux en temps de calcul. Nous avons également développé une BPM-3D. Elle procure des résultats plus proches de la réalité, mais dans la plupart des cas où le confinement latéral du guide est faible, aucune erreur majeure ne sera introduite si l'on utilise la BPM-2D. Nous avons donc principalement utilisé cette dernière.

I-1.4. Conditions de simulation

Pour l'étude d'un photodétecteur de type guide d'onde, la fenêtre de simulation en BPM sera typiquement de $20\ \mu\text{m}$ sur $20\ \mu\text{m}$, avec des pas de discrétisation Δz et Δx de l'ordre de $0,01\ \mu\text{m}$.

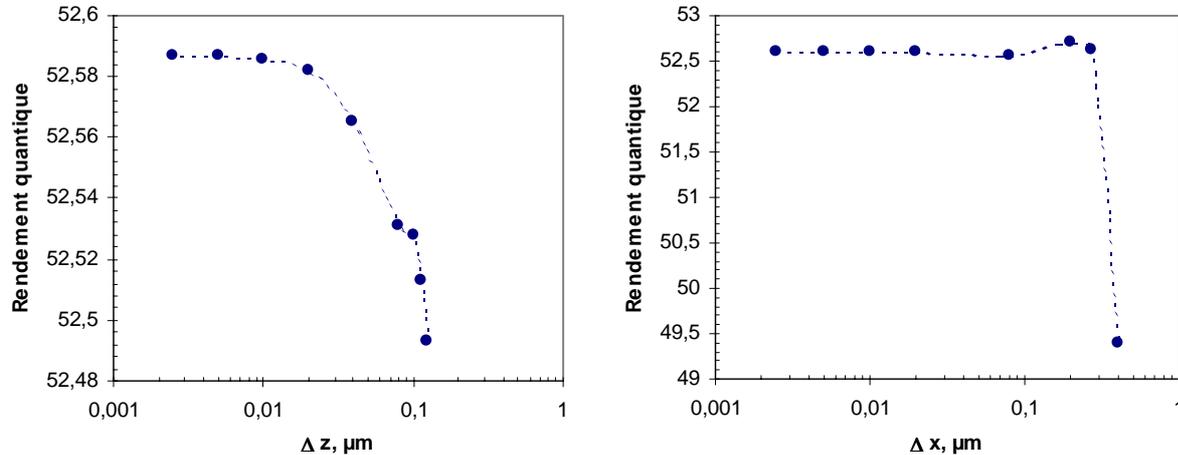


Figure I-1.2a,b : influence des pas de discrétisation Δz et Δx sur le calcul par BPM-2D du rendement quantique d'une photodiode.

Pour illustration (Figure I-1.2), nous avons modélisé une structure de photodiode PIN-guide ($0,4\ \mu\text{m}$ de cœur en InGaAs, entouré de part et d'autre de $0,66\ \mu\text{m}$ de quaternaire InGaAsP, puis d'InP). On voit qu'il existe des valeurs critiques de Δz et Δx au-delà desquelles la précision numérique chute. Mais on voit également qu'il est inutile d'utiliser un pas trop fin. Les pas de discrétisation doivent donc être judicieusement choisis afin d'obtenir un résultat numérique précis en un temps de calcul raisonnable, et ce en fonction du composant étudié.

Dans tous les résultats présentés dans cette thèse, le faisceau optique est issu d'une fibre monomode, lentillée ou non. Nous supposons que le champ à l'entrée du composant est gaussien et nous définissons le diamètre de tache comme étant la largeur à $1/e$ de la gaussienne de la puissance optique (Figure I-1.3a). Attention, certains auteurs prennent la largeur à $1/e^2$ [Grigor'yants, 1988].

Nous avons pris pour diamètres de tache $2\ \mu\text{m}$ pour les fibres lentillées et $8,5\ \mu\text{m}$ pour les fibres clivées. Nous avons pris un coefficient de réflexion R de 29 % à l'entrée du guide (nous ne tenons pas compte des réflexions multiples entre la fibre et le guide) :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \approx 29\% \quad (\text{I-23})$$

où $n-ik$ est l'indice complexe du matériau.

Le taux de génération optique le long du guide est déterminé comme suit [Harari, 1995] :

$$g_{opt}(z,t) = \frac{(1-R)\cdot\gamma}{h\nu \cdot W_{abs} \cdot S_e} \cdot \frac{-\partial P_{opt}}{\partial z}(z,t) \text{ en cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1} \quad (\text{I-24})$$

où $P_{opt}(z,t)$ est la puissance optique incidente, R le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur, $h\nu$ l'énergie des photons, W_{abs} est l'épaisseur de la couche absorbante, S_e est le diamètre de tache optique et γ est la part du faisceau comprise dans la largeur du guide (Figure I-1.3b).

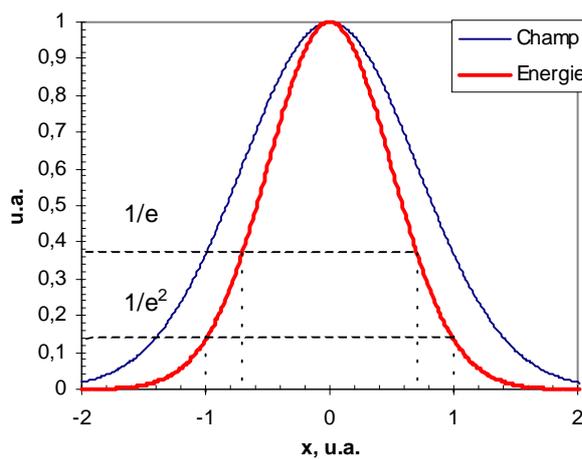


Figure I-1.3a : la tache optique définie à $1/e$ contient 84% de la puissance optique. Celle définie à $1/e^2$ en contient 95%.

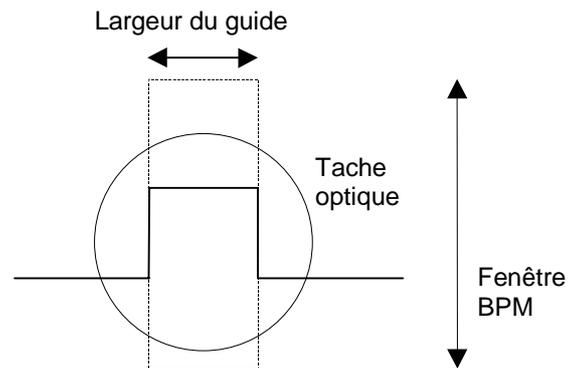


Figure I-1.3b : la tache optique peut être plus large que le guide. Il faut en tenir compte pour calculer le rendement quantique en BPM-2D.

I-1.5. Implémentation

Afin d'assurer la pérennité des codes développés, nous nous sommes efforcés de programmer dans un style clair, structuré, aéré, et riche en commentaires. Le langage utilisé est le *FORTRAN 90* (*Digital Visual Fortran 5.0* pour *Windows 95*) : combinant puissance et simplicité, il est parfaitement adapté au calcul scientifique. Typiquement, pour une photodiode PIN-guide, les temps de calcul sur un PC Pentium 200 MHz se comptent en dizaines de secondes pour la BPM-2D et en minutes pour la BPM-3D.

Au fur et à mesure que les modèles numériques deviennent plus complexes, l'importance des outils de visualisation s'accroît. Ils se révèlent indispensable d'une part pour surveiller le fonctionnement du modèle, et d'autre part pour synthétiser les résultats et en faciliter l'interprétation. C'est pourquoi nous avons accordé un soin particulier à l'interface des modèles développés (Figure I-1.4) : multi-fenêtrage, affichage graphique... Les BPM s'affichent au fur et à mesure du calcul dans un des modes suivants : palette de couleurs, niveaux de gris ou lignes de niveau. Enfin, l'enregistrement des images obtenues permet ensuite de réaliser des animations qui synthétisent encore plus d'informations.

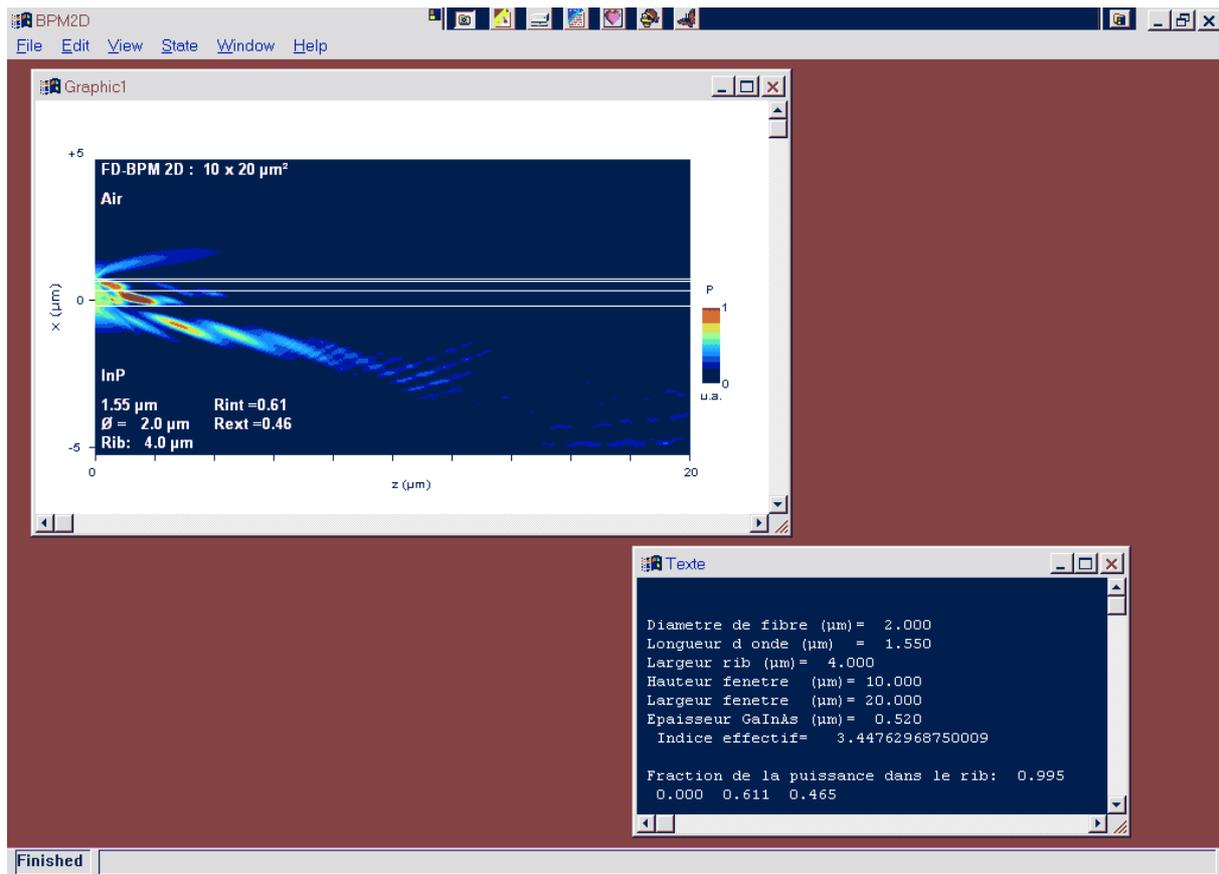


Figure I-1.4 : fenêtre de notre logiciel de BPM-2D en *Digital Visual Fortran 5.0* pour *Windows 95*.

Notre logiciel permet notamment de visualiser la propagation de la lumière dans une structure optique, de calculer le rendement quantique d'un photodétecteur, de déterminer le taux de génération le long du guide, d'évaluer la part d'énergie optique se propageant dans chaque couche, d'étudier l'influence du diamètre de tache sur le rendement quantique et d'étudier l'effet du désalignement ou de l'inclinaison de la fibre.

I-1.6. Indices optiques

La modélisation d'une structure optique nécessite la connaissance des indices optiques complexes des matériaux utilisés. Nous avons donc réalisé une recherche bibliographique que nous présentons dans ce paragraphe.

L'indice de réfraction n et le coefficient d'absorption α d'un semi-conducteur à une longueur d'onde λ sont déterminés par la structure de bande du matériau et dépendent en particulier des concentrations de porteurs. Les deux effets principaux qui interviennent sont les suivants [Hahn, 1995 et Augustine, 1995] :

1. Le **remplissage de bande**: plus la concentration en porteurs est élevée, plus la bande concernée est remplie (Figure I-1.5). La création d'une paire électron-trou par absorption d'un photon nécessite alors une énergie plus élevée pour atteindre des états libres. Cet effet dépend de la

courbure de bande et de la densité d'états disponibles. Il est donc plus prononcé dans les semiconducteurs à faible masse effective (InGaAs) et dans les matériaux dopés n.

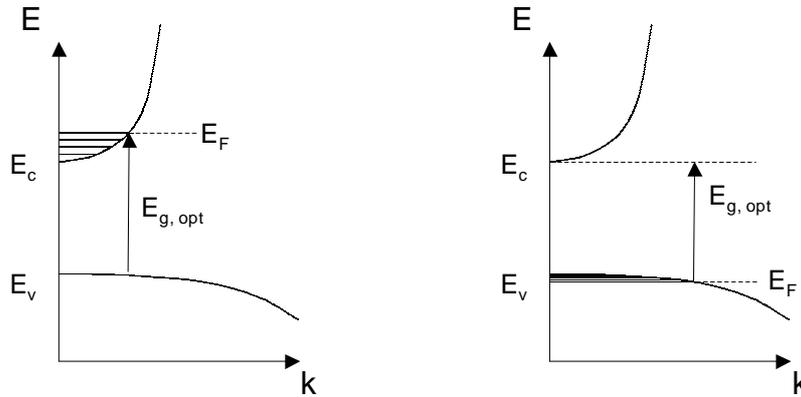


Figure I-1.5 : le remplissage de bande dans un matériau dopé n (à gauche) a plus d'influence sur l'énergie de bande interdite que dans un matériau dopé p (à droite).

2. La **réduction de bande interdite** due aux interactions porteurs-impuretés et porteurs-porteurs.

Le premier effet tend à augmenter la bande interdite optique, le deuxième à la diminuer. Mais globalement, la bande interdite augmente avec la concentration de porteurs.

Rappelons que la partie complexe de l'indice optique $\bar{n} = n - i.k$ peut être obtenue par [Sze, 1981] :

$$k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \quad (I-25)$$

• **Ternaire $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$**

Ce ternaire est adapté en maille sur InP. Nous le désignerons généralement par InGaAs.

Hahn *et al.* [1995] ont mesuré expérimentalement les caractéristiques optiques de InGaAs dopé n pour différents dopages. On peut en particulier en déduire que les couches de contact fortement dopées n ($5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) se rapprochent de la transparence à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Elles sont encore absorbantes à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ mais leur faible épaisseur (500 \AA) rend l'absorption négligeable (Figure I-1.6b).

Pour InGaAs dopé p, nous n'avons pas trouvé de travaux équivalents à ceux de Hahn. Cependant, on peut s'attendre à ce qu'il faille des dopages beaucoup plus élevés pour obtenir des effets équivalents. En effet, la courbure de la bande de valence étant plus faible que celle de la bande de conduction, les états disponibles sont plus nombreux et donc l'effet de remplissage de bande est moins marqué. Les densités effectives d'états N_V et N_C des bandes de valence et de conduction dans InGaAs sont reliées par la relation suivante [Sze, 1981] :

$$N_V = \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot N_C \approx 39 \times N_C \quad (I-26)$$

où $m_h^* \approx 0,47.m_0$ est la masse effective des trous, $m_e^* \approx 0,041.m_0$ la masse effective des électrons pour le matériau non-dopé et m_0 est la masse des électrons dans le vide [Adachi, 1992].

Pour estimer les variations d'indice et d'absorption de p-InGaAs, on peut donc supposer que les courbes sont similaires à celles de n-InGaAs mais décalées vers les dopages plus élevés ($\times 39$). Il en résulte que ces variations sont négligeables pour des dopages usuels. La base InGaAs dopée 10^{19} cm^{-3} d'un phototransistor reste donc absorbante.

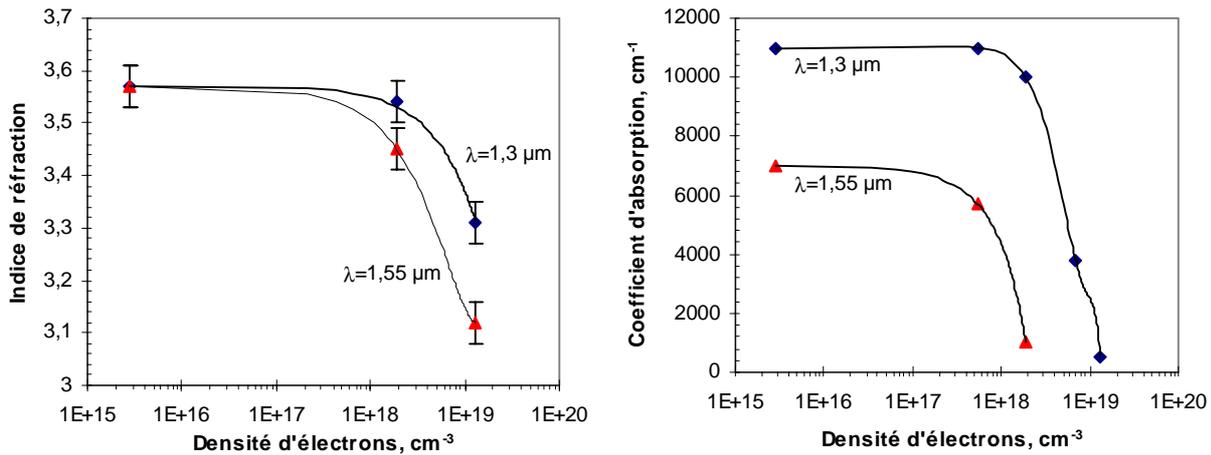


Figure I-1.6a,b : indice de réfraction et coefficient d'absorption mesurés pour n-InGaAs en fonction de la densité d'électrons [Hahn, 1995].

• **Quaternaires $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$**

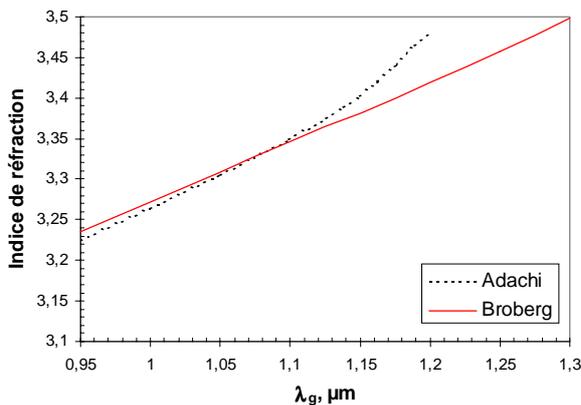


Figure I-1.7a : indice optique à 1,3 μm du quaternaire InGaAsP en fonction de son λ_g [Adachi, 1982 et Broberg, 1984].

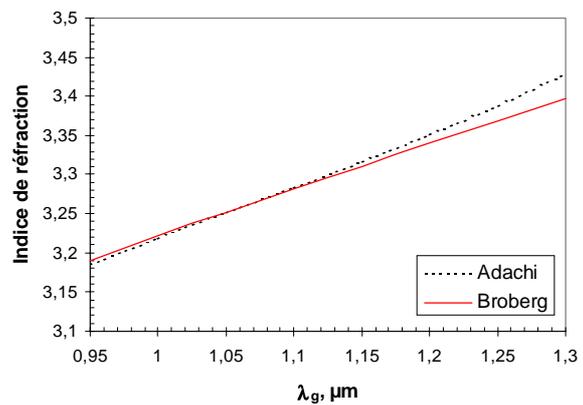


Figure I-1.7b : indice optique à 1,55 μm du quaternaire InGaAsP en fonction de son λ_g [Adachi, 1982 et Broberg, 1984].

Nous avons utilisé les résultats publiés par Broberg *et al.*[1984], mais nous indiquons également les résultats publiés par Adachi *et al.* [1982]. Notons que les quaternaires $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ adaptés en maille sur InP sont souvent désignés par la longueur d'onde λ_g de leur bande interdite.

• **Matériau InP**

Aux longueurs d'ondes qui nous intéressent (1,3 µm et 1,55 µm) InP est transparent. La variation d'indice de l'InP due au dopage est généralement négligeable (Figure I-1.8b). Enfin, nous ne tenons pas compte de l'absorption dans le substrat InP due aux impuretés.

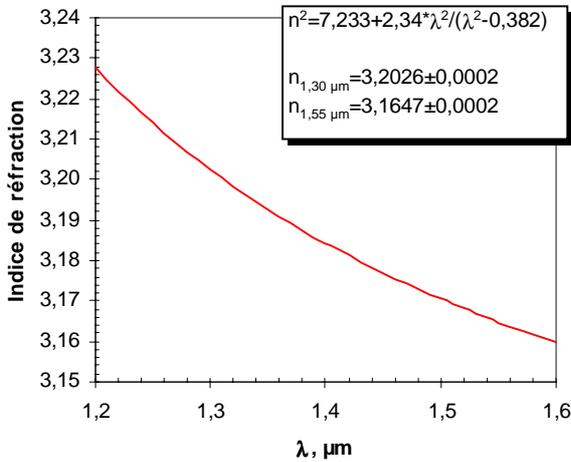


Figure I-1.8a : indice de réfraction de l'InP mesuré à 25°C [Gini, 1996].

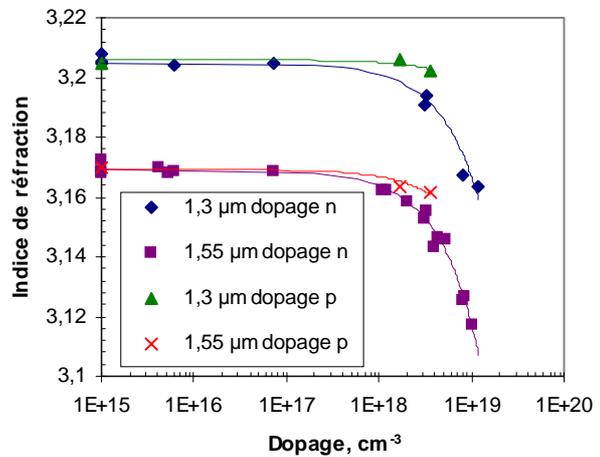


Figure I-1.8b : indice de réfraction de l'InP mesuré en fonction du dopage [Chusseau, 1996].

• **Contacts ohmiques**

Les métaux composant les contacts ohmiques influent sur la propagation de la lumière, et en particulier sur son absorption. Mais la BPM ne permettant pas de déterminer quelle est la part absorbée dans une couche donnée, toutes les études optiques présentées dans cette thèse, sauf indication contraire, ont été réalisées sans tenir compte des métallisations. Ce qui est peu gênant, les structures optiques étant généralement conçues de façon à éloigner au maximum la métallisation du cœur du guide optique.

• **Récapitulatif des indices optiques**

Matériau (non-dopé)	Référence	Indice complexe	
		λ=1,3 µm	λ=1,55 µm
InP	[Gini, 1996]	3,2026	3,1647
InGaAs	[Hahn, 1995]	3,57-0,114i	3,57-0,086i
InGaAsP (λ _g =1,00 µm)	[Broberg, 1984]		3,221
InGaAsP (λ _g =1,10 µm)	[Broberg, 1984]		3,282
InGaAsP (λ _g =1,15 µm)	[Broberg, 1984]	3,382	3,311
InGaAsP (λ _g =1,18 µm)	[Broberg, 1984]		3,328
InGaAsP (λ _g =1,20 µm)	[Broberg, 1984]		3,340
InGaAsP (λ _g =1,25 µm)	[Broberg, 1984]		3,369
InGaAsP (λ _g =1,30 µm)	[Broberg, 1984]		3,397

Tableau I-1.1 : indices optiques complexes que nous avons utilisés avec la BPM.

I-2. Modèle Energie

Pour la modélisation du fonctionnement dynamique des composants optoélectroniques, nous avons développé un Modèle Energie unidimensionnel, fondé sur celui développé par M.R. Friscourt [thèse 1982] et C. Dalle [thèse 1986] au sein de notre laboratoire. Toutes sortes de conditions d'illumination peuvent être utilisées, sans restriction concernant l'amplitude des signaux appliqués au composant. Ce modèle, étant unidimensionnel, ne prend pas en compte les effets dus à la topologie des composants et calcule donc la réponse intrinsèque des composants. Comme nous le verrons dans les chapitres II, III et IV de cette thèse, nous avons utilisé ce modèle pour étudier aussi bien des phototransistors que des photodiodes PIN-guide ou des commutateurs optiques.

Nous présentons dans ce paragraphe les principes de base du modèle, les méthodes numériques et algorithmiques utilisées, les conditions de simulation, et les paramètres matériaux utilisés.

Symbole	Grandeur	Unité
q	Charge élémentaire	C
k	Constante de Boltzmann	J.K ⁻¹
\hbar	Constante de Planck / 2 π	J.s
t	Temps	s
x	Variable d'espace	cm
N _d , N _a	Dopages donneurs et accepteurs	cm ⁻³
n _i	Densité de porteurs intrinsèque	cm ⁻³
n, p	Densités d'électrons et de trous	cm ⁻³
v, v _n , v _p	Vitesses des porteurs, électrons et trous	cm.s ⁻¹
μ_n , μ_p	Mobilités des électrons et trous	cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
ϵ	Constante diélectrique du matériau	F.cm ⁻¹
ϵ_n , ϵ_p	Energie des électrons et trous	J
ϵ_0	Energie thermique	J
J _n , J _p	Densités de courants d'électrons et trous	A.cm ⁻²
J _t	Densité de courant total	A.cm ⁻²
J _B	Densité de courant de base	A.cm ⁻²
E	Champ électrique	V.cm ⁻¹
V	Potentiel électrostatique	V
τ_ϵ	Constante de relaxation de l'énergie	s
T _n , T _p	Température des électrons et trous	K
g, u	Taux de génération et recombinaisons	cm ⁻³ .s ⁻¹

Tableau I-2.1 : principales grandeurs.

I-2.1. Equation de Transport de Boltzmann

La modélisation de la dynamique des porteurs libres dans les composants semi-conducteurs repose sur la résolution de l'Equation de Transport de Boltzmann (ETB) [Azoff, 1987]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q \cdot \vec{E}}{\hbar} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_k(f) + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_r(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (\text{I-27})$$

Cette équation régit l'évolution de la fonction de distribution f qui est la probabilité de présence d'une particule au point (\vec{r}, \vec{k}) de l'espace des phases à l'instant t . Le second terme rend compte de la force de Coulomb dans un champ \vec{E} , le troisième terme des forces de diffusion résultant des gradients de concentration. Le second membre rend compte des collisions avec le réseau cristallin. L'ETB est valable tant que n'interviennent pas les effets quantiques, c'est-à-dire pour des composants ayant des zones actives suffisamment épaisses.

Il existe principalement deux types de méthodes pour résoudre cette équation :

- Les *méthodes microscopiques* : méthode Monte-Carlo, méthode semi-particulaire.
- Les *méthodes hydrodynamiques macroscopiques*, fondées sur l'intégration de l'ETB dans l'espace des \vec{k} et sur l'approximation du temps de relaxation pour rendre compte phénoménologiquement des termes de collision. Après intégration et simplification, on aboutit à un jeu de trois équations macroscopiques traduisant la conservation des porteurs, de l'énergie moyenne et du moment des porteurs. Le tout couplé à l'équation de Poisson donne un modèle hydrodynamique ou *Modèle Energie-Moment*.

Si les méthodes macroscopiques sont moins rigoureuses, les temps de calcul sont également moins importants. C'est donc ces méthodes que nous avons choisies et nous avons d'abord développé un *Modèle Dérive-Diffusion*, où seule est prise en compte la conservation des porteurs. Mais ce modèle est insuffisant dans le cas de composants où interviennent des effets non-stationnaires et ne permet donc pas une bonne prédiction du f des HBT [Horio, 1989 et Woods, 1997]. Nous l'avons donc amélioré en introduisant les équations de conservation de l'énergie moyenne des porteurs et avons donc abouti à un *Modèle Energie*. Celui-ci rend donc compte des effets non-stationnaires, tels que survitesse, dus à la relaxation de l'énergie moyenne des porteurs. Il ne tient néanmoins pas compte de la relaxation du moment.

Pour les structures mesa, nous avons admis qu'un modèle unidimensionnel permet de représenter le comportement du composant de façon satisfaisante. Nous décrirons plus loin comment nous avons pu ainsi traiter les composants à guide d'onde. Notre modélisation tourne ainsi sur un simple PC en un temps raisonnable.

I-2.2. Equations de base

Nous présentons les équations physiques introduites dans notre modèle.

- **Equations de continuité**

$$\begin{cases} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n(x,t)}{\partial x} + g(x,t) - u(x,t) \\ \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p(x,t)}{\partial x} + g(x,t) - u(x,t) \end{cases} \quad (\text{I-28})$$

Les taux de génération g et recombinaison u des électrons et des trous sont supposés identiques. Ils prennent en compte les phénomènes suivants : absorption optique, ionisation par impact, générations/recombinaisons radiatives, SHR et Auger. Ils seront détaillés plus loin.

- **Equations des densités de courant**

$$\begin{cases} J_n(x,t) = q\mu_n(x,t) \left(n(x,t)E(x,t) + \frac{kT}{q} \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right) \\ J_p(x,t) = q\mu_p(x,t) \left(p(x,t)E(x,t) - \frac{kT}{q} \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (\text{I-29})$$

La densité de courant total est donnée par la relation

$$J_t(x,t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + \varepsilon(x) \cdot \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (\text{I-30})$$

où le dernier terme est le courant de déplacement.

- **Equations de conservation de l'énergie moyenne**

$$\begin{cases} \frac{\partial n \cdot \varepsilon_n}{\partial t} + \frac{\partial (n \cdot v_n \cdot \varepsilon_n)}{\partial x} = -q \cdot n \cdot v_n \cdot E - \frac{\partial (n \cdot v_n \cdot k \cdot T_n)}{\partial x} - n \left(\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon_n)} \right) \\ \frac{\partial p \cdot \varepsilon_p}{\partial t} + \frac{\partial (p \cdot v_p \cdot \varepsilon_p)}{\partial x} = +q \cdot p \cdot v_p \cdot E - \frac{\partial (p \cdot v_p \cdot k \cdot T_p)}{\partial x} - p \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon_p)} \right) \end{cases} \quad (\text{I-31})$$

La partie gauche de ces égalités représente les différentielles totales des énergies des porteurs. La partie droite représente la puissance reçue du champ électrique durant le déplacement des porteurs, et la puissance perdue d'une part sous l'effet des forces de pression électronique et d'autre part dans les interactions avec le réseau.

- **Equation de Poisson**

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon(x) \cdot \frac{\partial V}{\partial x}(x,t) \right) = -q \cdot (N_d(x) - N_a(x) + p(x,t) - n(x,t)) \quad (\text{I-32})$$

Dans notre modèle, la constante diélectrique ϵ est supposée identique dans toute la structure, ce qui simplifie la résolution de l'équation. Nous verrons plus loin comment les hétérointerfaces sont prises en compte.

I-2.3. Résolution numérique

L'ensemble de ces équations forme un système non-linéaire d'équations aux dérivées partielles. La méthode utilisée pour le résoudre est une méthode numérique fondée sur les différences finies. La discrétisation de ces équations est réalisée suivant une technique implicite présentée dans la figure suivante [Journet, thèse 1996] :

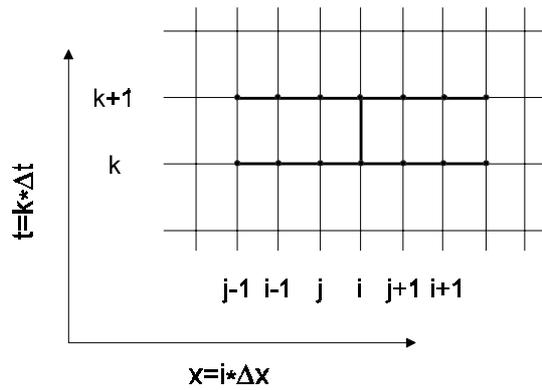


Figure I-2.1 : schéma de discrétisation spatio-temporelle.

Aux points d'abscisse i sont définies les grandeurs scalaires telles que les densités de charges n et p , le potentiel V , tandis qu'aux points d'abscisse j , nous définissons les grandeurs vectorielles telles que le champ électrique E , les mobilités μ_n et μ_p ainsi que les densités de courant J_n et J_p

Pour éviter les phénomènes d'instabilité numérique, les variables Δx et Δt doivent satisfaire aux conditions suivantes [Dalle, 1989] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t < \frac{\epsilon}{q \cdot \text{Max}(N_a, N_d) \cdot \text{Max}(\mu_n, \mu_p)} \\ \Delta t < \text{Min}(\text{Min}(\tau_\epsilon(\epsilon_n)), \text{Min}(\tau_\epsilon(\epsilon_p))) \\ \frac{\Delta x}{\Delta t} < \text{Max}(\text{Max}(v_n), \text{Max}(v_p)) \end{array} \right. \quad (\text{I-33})$$

Typiquement, une structure de type HBT est discrétisée en 400 points avec $\Delta x = 20 \text{ \AA}$ et le pas temporel est $\Delta t = 1 \text{ fs}$.

Pour les équations de continuité, connaissant la distribution spatiale des densités de courant à un instant t , il s'agit de résoudre un système de la forme:

$$\frac{dy(x,t)}{dt} = F\left(\frac{d^2 y(x,t)}{dx^2}, \frac{dy(x,t)}{dx}, y(x,t)\right) \quad (\text{I-34})$$

Le développement numérique de ce type d'équations selon une méthode purement implicite et avec linéarisation des coefficients donne lieu à une formulation générale :

$$a_i^t \cdot X_{i-1}^{t+\Delta t} + b_i^t \cdot X_i^{t+\Delta t} + c_i^t \cdot X_{i+1}^{t+\Delta t} = \delta_i^t \quad (\text{I-35})$$

où les X_i^t correspondent aux densités de porteurs $n(x,t)$ et $p(x,t)$.

Le système obtenu peut se mettre sous la forme $Y=AX$ où A est une matrice tridiagonale. Ce type de système se résout facilement en utilisant la méthode de Cholesky [Nougier, 1987]. Remarquons que la résolution de l'équation de Poisson correspond au système (I-34) avec le premier membre nul. Ainsi, une fois calculées les concentrations des électrons et des trous, le même type de procédure peut être appliqué pour déterminer en tout point x et à chaque instant t le potentiel de la structure, défini par l'équation numérique suivante :

$$a_{ii}^t \cdot V_{i-1}^t + b_{ii}^t \cdot V_i^t + c_{ii}^t \cdot V_{i+1}^t = \gamma_i^t \quad (\text{I-36})$$

La résolution du système complet d'équations s'effectue conformément à l'organigramme ci-dessous :

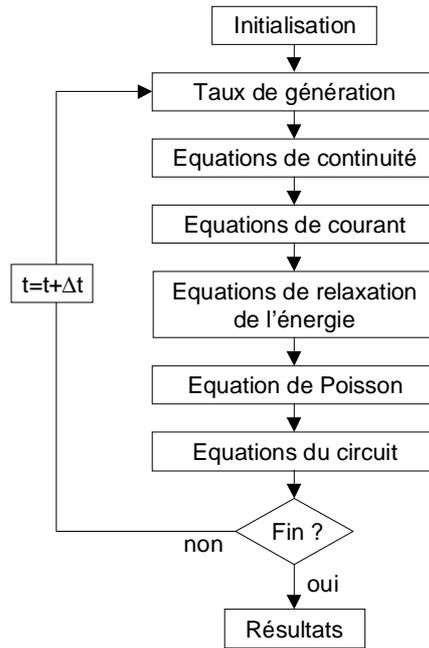


Figure I-2.2 : organigramme du Modèle Energie.

Les conditions initiales utilisées sont issues d'une solution approchée à partir de laquelle nous avons fait converger le système. La solution obtenue est mise en mémoire et réutilisée pour une exploitation du composant dans différents régimes de polarisation et d'éclairement. Toutes les variables du modèle sont sauvegardées régulièrement et peuvent être récupérées après l'arrêt du programme.

I-2.4. Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées sont les conditions de Neuman : les gradients de porteurs aux limites sont nuls. Les épaisseurs simulées des couches d'extrémité doivent donc être suffisantes de manière à ce qu'à leurs extrémités, électrons et trous se trouvent dans les conditions de l'équilibre thermodynamique.

En ce qui concerne l'équation de Poisson, on impose un potentiel nul à une extrémité du composant et le potentiel correspondant à la d.d.p. à l'autre extrémité (Figure I-2.3a). Ce potentiel peut être fixe ou imposé par un circuit extérieur. Celui-ci est nécessaire dans le cas d'un photodétecteur car il faut tenir compte des effets de dépolarisation dus au photocourant généré à l'intérieur du composant. La tension $V_d(t)$ à ses bornes est alors déterminée par les équations qui lient le modèle semi-conducteur à son circuit de charge [Kurata, 1972 et Dalle, 1989].

La Figure I-2.3b représente de manière simplifiée un phototransistor dans son circuit extérieur. Les éléments parasites tels que capacité de boîtier ou inductance de la connexion ne sont pas pris en compte. La tension $V(t)$ et le courant $i(t)$, déterminés à chaque itération, fixent alors les conditions aux limites appliquées sur le potentiel. Nous aurons donc:

$$\begin{cases} V[0] = 0 \\ V[N_{\max}] = V_d(t) + V_{bi} \end{cases} \quad (I-37)$$

où V_{bi} est le potentiel de barrière du composant.

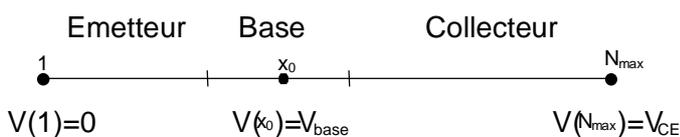


Figure I-2.3a : conditions aux limites pour la polarisation d'un transistor.

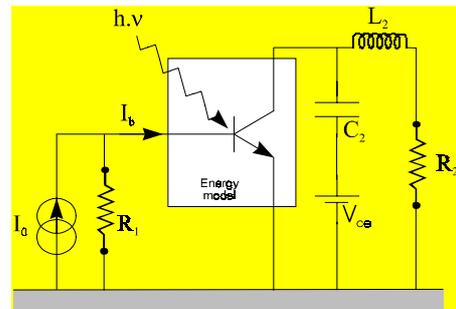


Figure I-2.3b : schéma du modèle électrique complet pour un phototransistor avec une base commandée en courant.

Néanmoins, dans le cas d'un phototransistor dont la base est polarisée, l'effet de dépolarisation est faible puisque le photocourant est généralement négligeable par rapport au courant dû au gain du transistor. Le circuit extérieur de polarisation sera surtout utile dans le cas d'une photodiode PIN ou d'un phototransistor en base flottante.

Dans le cas des transistors et phototransistors, le contact de base est considéré en un seul point de discrétisation x_b , au milieu de la base (Figure I-2.3a), car celle-ci étant très dopée, tous les points de

cette zone sont à peu près au même potentiel [Tachafine, thèse 1994]. On impose le potentiel électrostatique V_{base} en ce point x_0 :

$$V_{base} = V_{BE} + V_{BE,bi} \quad (I-38)$$

où V_{BE} est la d.d.p. appliquée entre la base et l'émetteur et $V_{BE,bi}$ est le potentiel de barrière de la jonction émetteur-base (de l'ordre de 0,9 V). L'algorithme résout alors l'équation de Poisson d'abord de l'émetteur vers la base puis de la base vers le collecteur.

Dans notre modèle, la base peut également être commandée en courant, par l'intermédiaire d'un circuit de base (Figure I-2.3b). Un algorithme faisant intervenir les équations de Kirchoff permet d'introduire la relation entre potentiel et courant de base.

I-2.5. Implémentation

Notre logiciel offre une représentation graphique des grandeurs intéressantes : densités de porteurs, champ, potentiel, diagramme de bandes, recombinaisons... L'utilisateur peut ainsi surveiller l'évolution des grandeurs et repérer tout dysfonctionnement (oscillation ou divergence) du modèle. De plus, il acquiert une meilleure compréhension des phénomènes complexes ayant lieu dans la structure étudiée.

En régime statique, la solution du système sera considérée comme stationnaire lorsque la différence entre le photocourant calculé à un instant t et celui calculé à $t+dt$ sera de l'ordre de l'erreur numérique liée au calcul. La possibilité d'atteindre le régime statique en un temps raisonnable dépend du type de composant et des conditions de polarisation. En régime périodique, le critère de convergence utilisé impose que la forme d'onde du signal soit stable, ce qui revient à écrire que $I(t+T) = I(t)$ où T est la période du signal modulant.

Dans la pratique, l'utilisateur arrêtera le modèle quand il considérera qu'il a suffisamment convergé. Ainsi, nous avons pu constater que dans le cas d'un HBT avec une base commandée en tension, la convergence est rapide. Alors qu'avec une base flottante ou commandée en courant, la convergence est beaucoup plus lente.

Le temps de calcul est bien sûr inversement proportionnel à la fréquence du signal. Sur un PC Pentium 200 MHz, il va typiquement de quelques minutes pour des fréquences millimétriques à plusieurs heures pour des fréquences autour du GHz. On bénéficiera bien sûr de la montée en puissance régulière des PC. Celle-ci permet déjà d'envisager la réalisation d'un modèle énergie 2D tournant en un temps raisonnable.

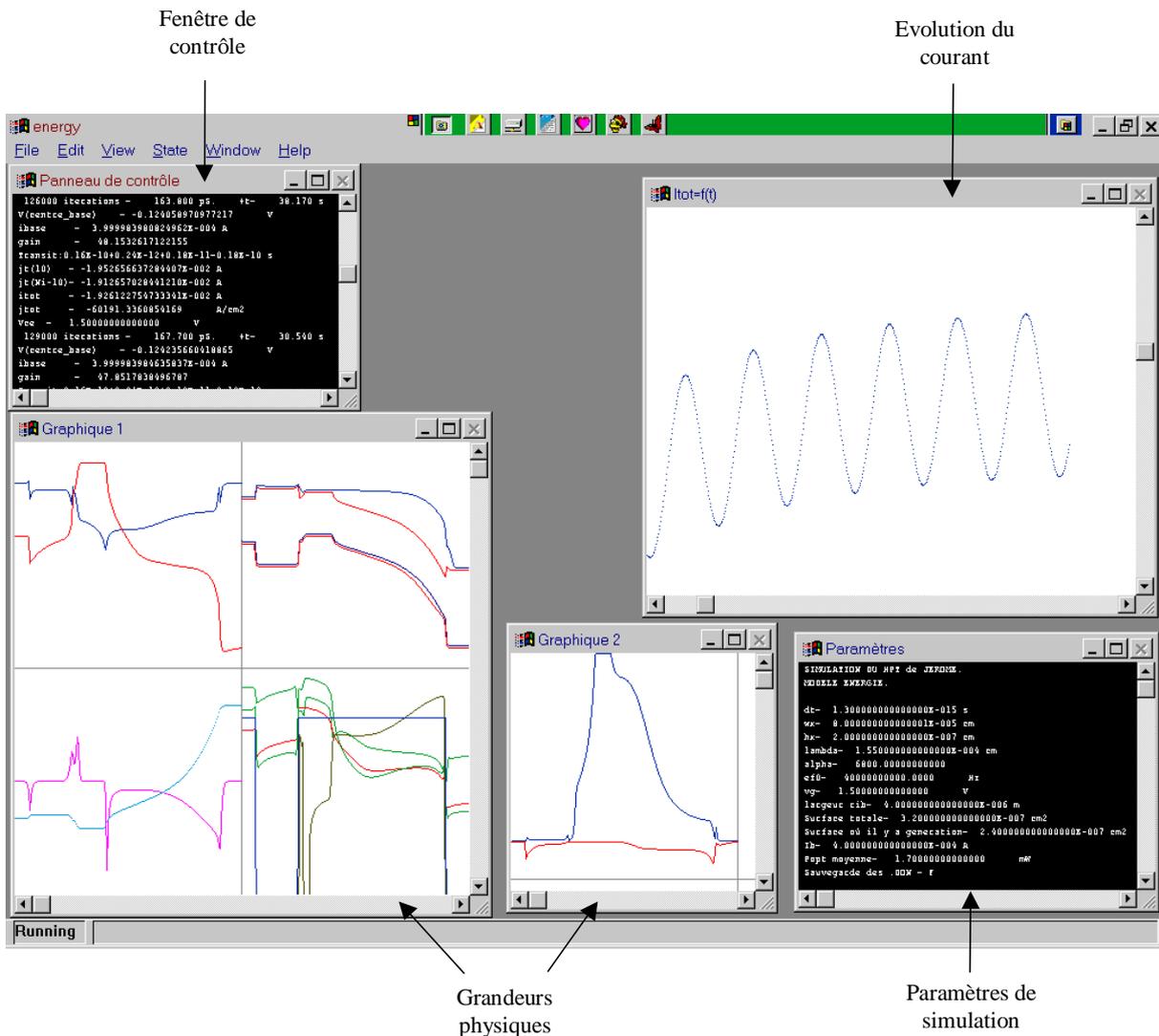


Figure I-2.4 : fenêtre de notre logiciel Modèle Energie en *Digital Visual Fortran 5.0* pour *Windows 95*.

Pour ce qui est des limites de notre modèle, celui-ci étant unidimensionnel ne rend pas compte de certains phénomènes tel que la défocalisation ou la chute de potentiel entre bases extrinsèque et intrinsèque. Nous supposons qu'il n'y a pas de déplacement de porteurs dans la direction z de propagation de la lumière. Nous ne prenons donc pas en compte les phénomènes de transport qui pourraient avoir lieu le long du guide d'onde. D'autre part, il ne prend pas en compte les effets tunnel aux hétérointerfaces.

Dans le chapitre II, nous montrerons comment nous avons appliqué ce modèle à des phototransistors et nous reviendrons sur ses limites et les problèmes que nous avons rencontrés.

I-2.6. Données matériaux

Dans ce paragraphe, nous présentons les données matériaux utilisées et la façon dont elles sont introduites dans notre modèle.

- **Hétérointerfaces**

L'interface InP/InGaAs induit une discontinuité de bande de conduction $\Delta E_c \approx 0,24$ eV, et une discontinuité de bande de valence $\Delta E_v \approx 0,36$ eV [Forrest, 1984]. Dans notre modèle, nous rendons compte de ces discontinuités par l'ajout dans les équations de conservation (porteurs et énergie) d'un champ électrique normal à l'hétérointerface sur une distance Δx :

pour les électrons
$$E_n(x) = E(x) + \frac{\Delta E_c}{\Delta x} \quad (I-39a)$$

pour les trous
$$E_p(x) = E(x) - \frac{\Delta E_v}{\Delta x} \quad (I-39b)$$

où $E(x)$ est le champ électrique sans hétérojonction.

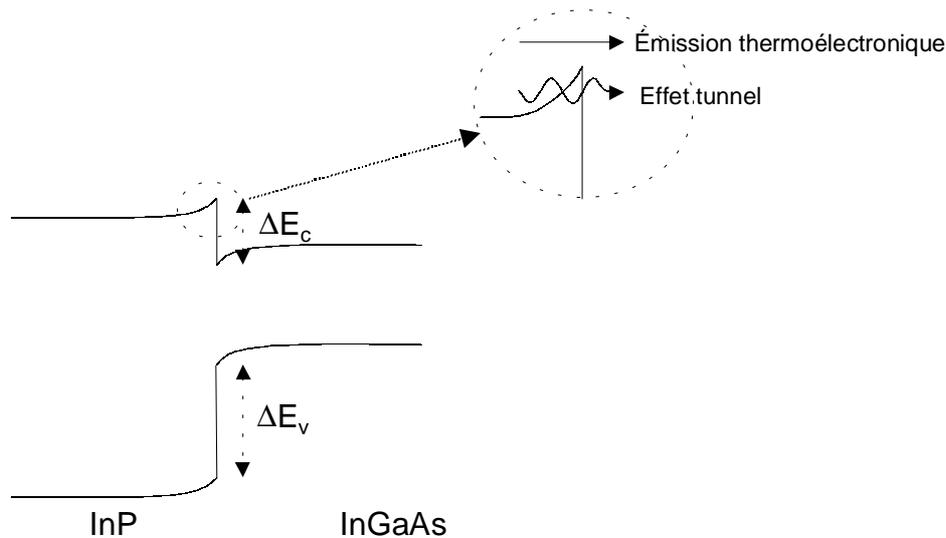


Figure I-2.5 : discontinuités de bande de conduction et de valence pour InP/InGaAs.

Les mesures et la modélisation des hétérojonctions étant difficiles [Milnes, 1987], beaucoup de travaux ont été réalisés ces dernières années afin de modéliser les phénomènes de transport aux hétérojonctions. Ainsi, les électrons peuvent passer de l'émetteur à la base d'un HBT soit par émission thermoélectronique au-dessus du pic, soit par effet tunnel à travers ce pic [López-González, 1996]. De plus, même si un électron a une énergie supérieure à la hauteur du pic, il peut être réfléchi vers l'émetteur : la différence de masse effective dans les deux matériaux fait que le coefficient de transmission de l'onde électronique n'est jamais égal à l'unité [Özaydin, 1996]. Mais notre modèle ne tient pas compte de ces effets quantiques.

D'autres travaux ont révélé l'importance de l'effet de rétrécissement de bande interdite pour la détermination des caractéristiques des HBT à base fortement dopée ($\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). D'une part cela modifie la densité de porteurs intrinsèque, d'autre part la forme et la hauteur de barrière sont modifiées, ce qui influe sur l'émission thermoélectronique et la transmission par effet tunnel. Ainsi pour une base p-InGaAs dopée $5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et un émetteur n-InP dopé $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la bande interdite est diminuée de 0,09 eV : la discontinuité de la bande de conduction diminue de 0,03 eV et la discontinuité de la bande de valence diminue de 0,06 eV [López-González, 1997]. Il est donc souhaitable de prendre en compte cet effet pour les bases fortement dopées.

- **Caractéristiques de vitesse des porteurs**

Les données concernant le transport des électrons et des trous (mobilités des porteurs en fonction de l'énergie, temps de relaxation de l'énergie...) sont issues de données Monte Carlo obtenues par le Pr. R. Fauquembergue, le Dr. P. Bourrel et le Dr. F. Dessenne à l'ITEMN. Ces données permettent tout d'abord de déterminer les champs statiques stationnaires E_{ssn} et E_{ssp} pour les électrons et les trous à partir des énergies moyennes des porteurs. Ces champs sont alors utilisés pour le calcul des mobilités par l'intermédiaire des formules empiriques suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_n(E_{ssn}) = \frac{\mu_{n,0} + \beta \cdot v_{n,sat} |E_{ssn}|^{\gamma-1}}{1 + \beta |E_{ssn}|^{\gamma}} \\ \mu_p(E_{ssp}) = \frac{v_{p,sat}}{|E_{ssp}|} \cdot \tanh\left(\frac{\mu_{p,0} |E_{ssp}|}{v_{p,sat}}\right) \end{array} \right. \quad (\text{I-40})$$

où $\mu_{n,0}$ et $\mu_{p,0}$ sont les mobilités en champ faible, $v_{n,sat}$ et $v_{p,sat}$ les vitesses de saturation, β et γ des coefficients d'adaptation.

Le Modèle Energie ne tient pas compte des équations de conservation du moment, ce qui revient à supposer que le temps de relaxation du moment est nul. Cette approximation permet d'une part de simplifier le modèle et d'autre part d'assurer une meilleure stabilité numérique. Néanmoins, la vitesse des électrons peut alors atteindre des pics excessifs. Nous avons donc, conformément aux travaux de nos prédécesseurs, limité leur vitesse à 10^8 cm.s^{-1} [Teeter, 1993].

- **Taux de génération-recombinaison**

Les taux de génération-recombinaison sont des données très importantes pour la modélisation de certains composants, tels les HBT. Malheureusement, les mesures publiées sont rares et dépendent beaucoup des conditions expérimentales (méthode de croissance du matériau, dopage, dopant, densités de porteurs, température...). De plus, il est très difficile de réaliser des calculs théoriques précis :

l'intégration de la structure de bande est très complexe et cette structure est elle-même difficile à déterminer précisément [Loehr, 1993]. On ne dispose donc souvent que d'un ordre de grandeur.

Notre modèle prend en compte les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH) qui sont des recombinaisons sur des niveaux profonds, les recombinaisons Auger qui se font par transfert d'énergie à un autre porteur et les recombinaisons radiatives qui se font par émission d'un photon :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{SRH} = \frac{n.p - n_i^2}{\tau_p.(n + n_i) + \tau_n.(p + n_i)} \\ U_{Auger} = (n.p - n_i^2)(n.A_{un} + p.A_{up}) \\ U_{Rad} = B.(n.p - n_i^2) \end{array} \right. \quad (I-41)$$

Les valeurs dont nous sommes partis sont présentées dans le tableau ci-dessous :

	n-InP	p-InGaAs	i-InGaAs
SRH ($\tau_n=\tau_p$)	10^{-8} s [López-González, 1996]	$0,6.10^{-9}$ s [Ouacha, 1993]	$6,7.10^{-9}$ s [Hausser, 1990]
Auger, A_{un}	4.10^{-30} cm ⁶ .s ⁻¹ [Leu, 1991]		$3,2.10^{-28}$ cm ⁶ .s ⁻¹ [Hausser, 1990]
Auger, A_{up}	$2,4.10^{-30}$ cm ⁶ .s ⁻¹ [Leu, 1991]		
Radiatives, B	$1,65.10^{-11}$ cm ³ .s ⁻¹ [Leu, 1991]	$4,2.10^{-11}$ cm ³ .s ⁻¹ [Leu, 1991]	$1,2.10^{-10}$ cm ³ .s ⁻¹ [Hausser, 1990]

Tableau I-2.2 : taux de génération-recombinaison issus de la littérature.

Les recombinaisons Auger sont généralement prédominantes dans la base fortement dopée des HBT InP/InGaAs du fait de leur dépendance en $n.p^2$. Récemment, Sermage *et al.* [1998] ont publié des mesures dans InGaAs et InGaAsP. On a également montré que ces valeurs dépendent du dopant utilisé [Chelli, 1998]. Mais nous verrons au chapitre II que dans le cas des HBT, ces données ne peuvent pas être utilisées telles quelles dans la modélisation.

- **Ionisation par choc et phénomène d'avalanche**

L'ionisation par choc se produit quand les porteurs accélérés par un champ électrique important gagnent assez d'énergie pour ioniser un atome du réseau cristallin. C'est donc exactement le processus inverse du processus de recombinaison Auger. On considère généralement qu'il ne peut avoir lieu qu'à partir d'une énergie de seuil, qui dépend de la structure de bande, et qui est proche de l'énergie de bande interdite. L'ionisation par choc peut provoquer le claquage d'un composant par avalanche.

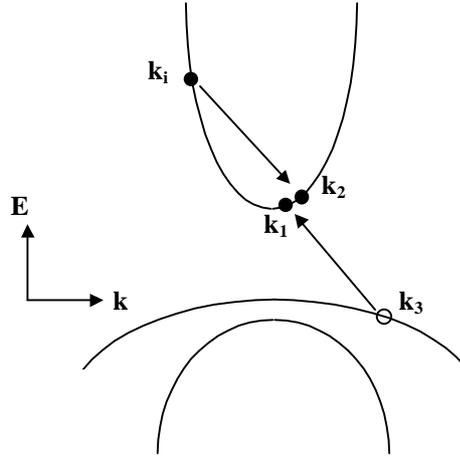


Figure I-2.6 : schéma de l'ionisation par choc. Un électron k_i d'énergie élevée excite un électron k_3 de la bande de valence vers la bande de conduction.

On définit les coefficients d'ionisation par choc (α_n pour les électrons, α_p pour les trous) comme l'inverse du libre parcours moyen des porteurs entre deux collisions ionisantes successives. Ils sont généralement exprimés sous la forme empirique [Chau, 1992] :

$$\alpha_n, \alpha_p = A. \exp\left(-\frac{B}{E^m}\right) \quad \text{en cm}^{-1} \quad (\text{I-42})$$

où E est le champ électrique, A , B et m sont les constantes qui donnent le meilleur accord avec les mesures. Les mesures publiées sont généralement menées dans un intervalle de champ électrique étroit, puis extrapolés pour les champs faibles et élevés. Quand aucune mesure n'est disponible, on utilise des modèles théoriques ou des modélisations Monte Carlo.

Le phénomène d'ionisation donne lieu à un accroissement des densités de courant par unité de distance qui peut s'exprimer par la relation suivante [Harari, thèse 1991] :

$$\left(\frac{dJ_n}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dJ_p}{dx}\right)_{ion} = \alpha_n(E).J_n(x) + \alpha_p(E).J_p(x) \quad (\text{I-43})$$

Afin d'introduire ce phénomène dans notre modèle, nous définissons un taux de génération par ionisation [Dalle, 1992] :

$$G_{ion}(x) = \frac{\alpha_n(E(x))}{q}.J_n(x) + \frac{\alpha_p(E(x))}{q}.J_p(x) \quad (\text{I-44})$$

Du fait de sa faible bande interdite, InGaAs donne facilement lieu au phénomène d'avalanche, ce qui peut limiter la tension de fonctionnement des dispositifs et donner lieu à un bruit d'excès. A champ élevé, on peut utiliser les relations empiriques suivantes où E est exprimé en V.cm^{-1} [Osaka, 1985] :

$$\begin{cases} \alpha_n = 2,16 \cdot 10^5 \times e^{\frac{-1,13 \cdot 10^6}{E}} \\ \alpha_p = 5,27 \cdot 10^5 \times e^{\frac{-1,50 \cdot 10^6}{E}} \end{cases} \quad \text{en cm}^{-1} \quad (\text{I-45})$$

Mais plus récemment a été mise en évidence une anomalie dans la dépendance des coefficients d'ionisation de InGaAs en fonction du champ électrique et de la température [Ritter, 1992 et Canali, 1995]. La dépendance en champ faible de α_n (Figure I-2.7) découle de la structure de bande de InGaAs qui présente une faible bande interdite et une séparation importante ($\approx 0,55$ eV) entre vallées Γ et L [Bude, 1992]. Il en résulte que dans les HBT InP/InGaAs la multiplication dans le collecteur ne peut être négligée et contribue de façon significative au courant de collecteur. Ce qui explique l'absence de saturation dans les caractéristiques statiques de ces composants.

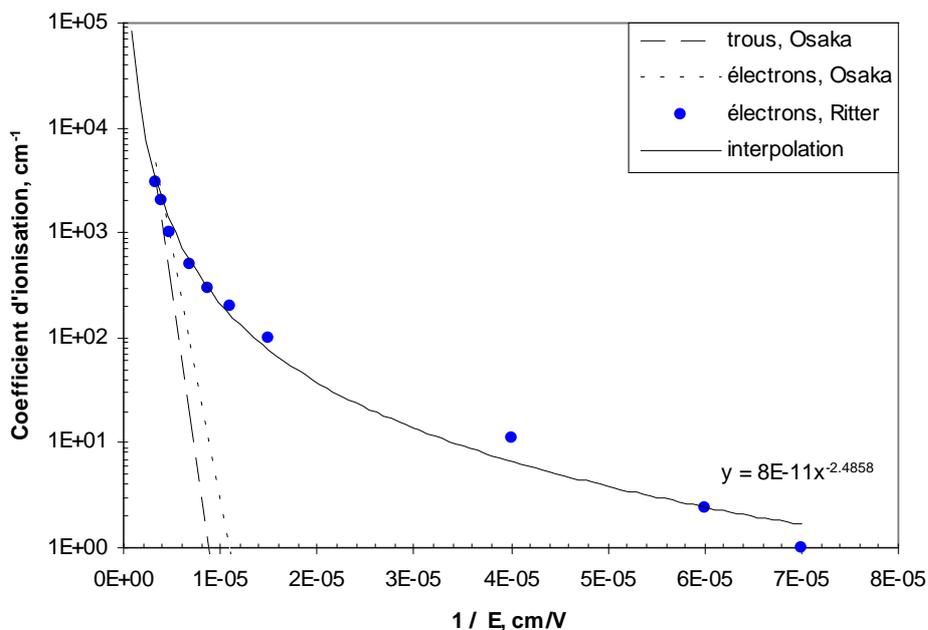


Figure I-2.7 : comparaison entre les résultats d'Osaka *et al.* [1985] et Ritter *et al.* [1992] pour les coefficients d'ionisation dans InGaAs.

On voit Figure I-2.8 que dans InP le phénomène d'ionisation par choc est négligeable par rapport à InGaAs. En effet, la bande interdite d'InP est plus importante (1,35 eV au lieu de 0,75 eV). De plus, dans le cas des HBT InP/InGaAs le champ électrique est faible dans les couches InP et l'avalanche n'est donc présente que dans InGaAs.

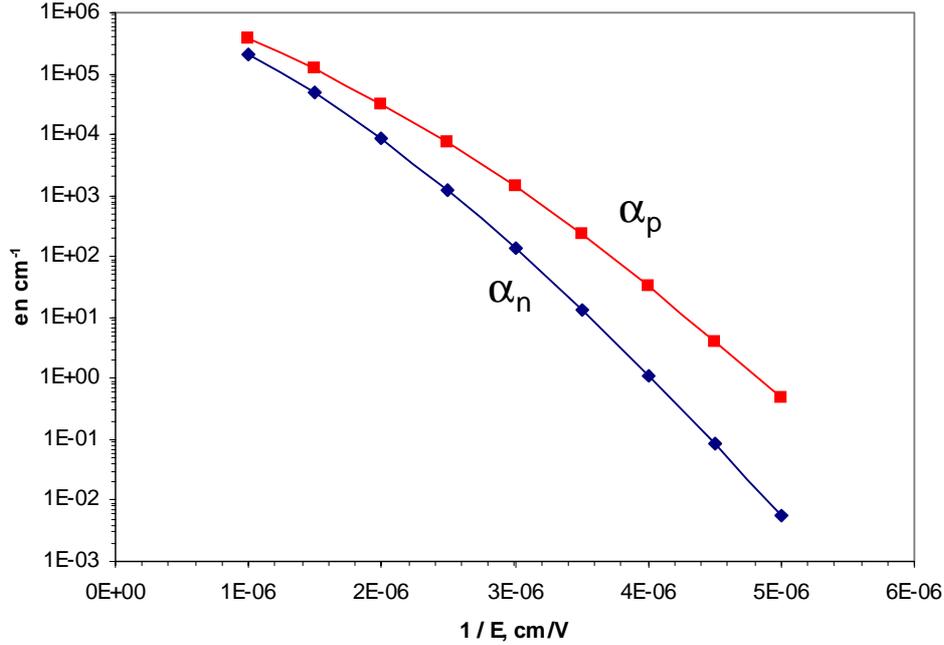


Figure I-2.8 : coefficients d'ionisation dans InP à 300 K [Zappa, 1996].

I-3. Interaction des modèles optique et électrique

Dans le cas de l'étude d'un photodétecteur, on commence par étudier le composant d'un point de vue optique. On détermine ainsi le taux de génération optique dans le composant. Ce taux est ensuite introduit dans le Modèle Energie.

Si le photodétecteur est éclairé par le dessus, nous considérons que l'absorption de la lumière suit la loi de Lambert. Le taux de génération optique dans la couche absorbante s'exprime alors par :

$$g_{opt}(x, t) = \frac{P_{opt}(t)}{h\nu \cdot S_e} \cdot \alpha \cdot (1 - R) \cdot \exp(-\alpha(x_0 - x)) \quad \text{en cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (\text{I-46})$$

où α est le coefficient d'absorption du matériau, R le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur, $h\nu$ l'énergie des photons, x_0 correspond à la position de la couche absorbante, et S_e est le diamètre de tache optique. Pour un signal optique modulé sinusoidalement, la puissance lumineuse incidente est :

$$P_{opt}(t) = \overline{P_{opt}} \cdot (1 - m \cdot \cos(\omega t)) \quad (\text{I-47})$$

où m est le taux de modulation, ω la pulsation, et $\overline{P_{opt}}$ la puissance lumineuse incidente moyenne.

Pour calculer le rendement quantique externe, nous supposons qu'il y a 29 % de réflexions à l'interface air-semiconducteur (pas de revêtement anti-réfléchissant), que les réflexions multiples aux hétérointerfaces InP/InGaAs sont négligeables et que le mesa est aussi large que le faisceau optique issue de la fibre et collecte donc entièrement le faisceau.

Enfin, l'influence du diamètre de tache dans le calcul du taux de génération se répercute naturellement dans le calcul du courant, ce qui nous a conduit à modifier l'expression de ce dernier :

$$I_t(t) = (J_n(t) + J_p(t)) \cdot S_e + \varepsilon \cdot S_c \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \quad (I-48)$$

où ε est la constante diélectrique du matériau et S_c est la surface éclairée du photodétecteur.

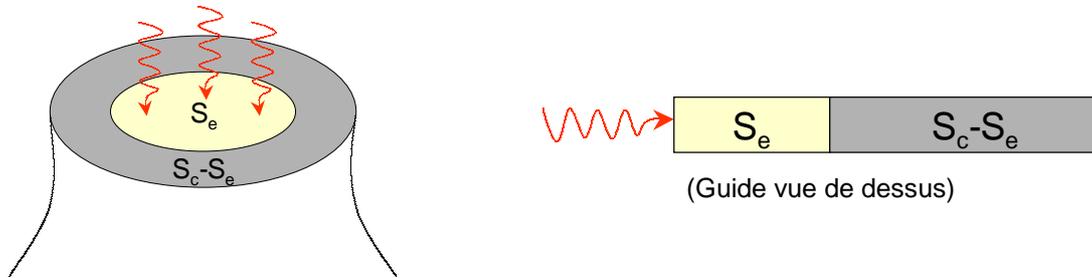


Figure I-3.1 : surface du composant (S_c) et surface éclairée (S_e) dans les cas de l'éclairement par le dessus (à gauche) et de l'éclairement par la tranche (à droite).

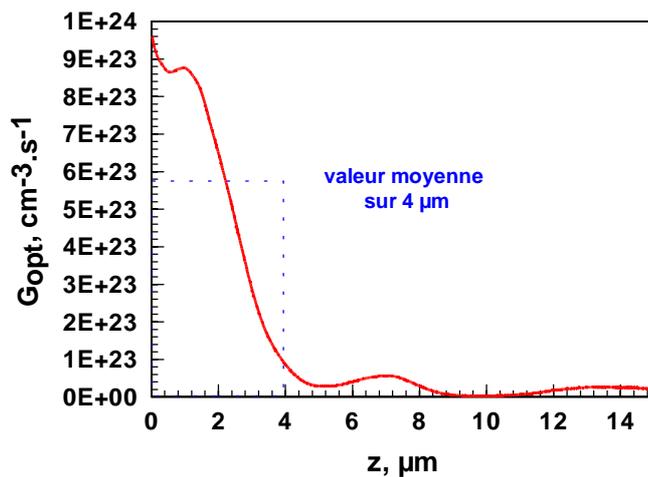


Figure I-3.2 : taux de génération optique le long du guide d'onde d'un photodétecteur éclairé par la tranche.

Dans le cas d'un éclairage par la tranche, la propagation de la lumière injectée dans la structure multi-couches est compliquée parce que l'énergie optique se redistribue au cours de sa propagation. Il est donc nécessaire de l'étudier par BPM. Nous considérons alors la propagation du faisceau issu d'une fibre, de l'interface air-semiconducteur jusqu'à la fin du guide d'onde. Le coefficient de réflexion à l'entrée du composant est pris égal à 29 %. Notons que cela conduit à sous-estimer le coefficient de réponse des photodétecteurs : dans la pratique, les nombreuses réflexions multiples entre la fibre et le composant augmentent la proportion de lumière effectivement injectée.

La BPM calcule le taux de génération optique le long du guide. Dans un photodétecteur à guide d'onde, l'absorption a lieu généralement dans les premiers microns du guide. Nous pouvons donc considérer que le taux de génération optique est constant sur les premiers microns et nul ensuite (Figure

I-3.2), et l'introduire dans le Modèle Energie 1D. En effet, la formule I-48 reste valable à condition de définir \mathcal{S}_c et \mathcal{S}_e tel que sur la Figure I-3.1.

Dans le cas d'autres composants, tels les commutateurs optiques, c'est par l'étude électrique que l'on commence. On détermine par exemple la densité de porteurs présents dans la couche active du composant en fonction du courant injecté. On peut ainsi en déduire la variation d'indice optique et l'introduire dans la BPM pour étudier la propagation de la lumière.

I-4. Conclusion

Nous avons développé deux outils de modélisation qui sont la BPM (2D et 3D) et le Modèle Energie. Nous avons réalisé une recherche bibliographique sur les données matériaux (InP, InGaAs, InGaAsP) nécessaires : indices optiques, mobilités, taux de recombinaison, taux d'ionisation par choc...

Ces outils sont facilement adaptables à toutes sortes de structures épitaxiales. Ils ont été conçus pour être utilisés sur des PC standards (typiquement Pentium 200 MHz) et sont dotés de procédures de visualisation graphique évoluées permettant d'une part de contrôler leur fonctionnement interne et d'autre part de synthétiser les résultats.

Dans les trois chapitres suivants, nous allons étudier et optimiser différents composants (phototransistors, photodiodes et commutateurs) en combinant ces deux outils. Nous verrons que leur couplage à des algorithmes d'optimisation offre de nouvelles possibilités.

I-5. Références

Les références sont classées alphabétiquement selon le nom du premier auteur.

1. Adachi S., « Refractive indices of III-V compounds : Key properties of GaInAsP relevant device design », *Journal of Applied Physics*, vol. 53, n°8, p. 5863-5869, 1982.
2. Adachi S., *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*, Wiley-Interscience, New York, 1992.
3. Augustine G., Rohatgi A., Jokerst N.M. et Dhare R., « Concentration-dependent near and above band edge absorption in doped InP and its effect on solar cell modeling », *Journal of Applied Physics*, vol. 78, n°4, p. 2666-2670, 15 août 1995.
4. Azoff E.M., « Generalized Energy-Momentum Conservation Equations in the Relaxation Time Approximation », *Solid-State Electronics*, vol. 30, n°9, p. 913-917, 1987.
5. Broberg B. et Lindgren S., « Refractive index of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ layers and InP in the transparent wavelength region », *Journal of Applied Physics*, vol. 55, n°9, p. 3376-3381, 1er mai 1984.
6. Bude J. et Hess K., « Thresholds of impact ionization in semiconductors », *Journal of Applied Physics*, vol. 72, n°8, p. 3554-3561, 15 octobre 1992.
7. Canali C., Forzan C., Neviani A., Vendrame L., Zanoni E., Hamm R.A., Malik R.J., Capasso F. et Chandrasekhar S., « Measurement of the electron ionization coefficient at low electric fields in InGaAs-based heterojunction bipolar transistors », *Applied Physics Letters*, vol. 66, n°9, p. 1095-1097, février 1995.
8. Chau H.F. et Pavlidis D., « A physics-based fitting and extrapolation method for measured impact ionization coefficients in III-V semiconductors », *Journal of Applied Physics*, vol. 72, n°2, p. 531-538, 15 juillet 1992.
9. Chelli C., Cui D., Hubbards S., Pavlidis D., Eisenbach A. et Sermage B., « Comparison of the minority carrier lifetime in C-InGaAs and Zn-InGaAs using photoluminescence measurements », rapport de stage, Université du Michigan, 1998.
10. Chung Y. et Dagli N., « An assessment of finite difference beam propagation method », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, n°8, p. 1335-1339, 1990.
11. Chusseau L., Martin P., Brasseur C., Alibert C., Hervé P., Arguel P., Lozes-Dupuy F. et Rao E.V.K., « Carrier-induced change due to doping in refractive index of InP: Measurements at 1.3 and 1.5 μm », *Applied Physics Letters*, vol. 69, n°20, p. 3054-3056, 11 novembre 1996.
12. Dalle C., *Contribution à l'étude des dispositifs à jonction P-N en gamme millimétrique. Application aux diodes avalanche en régime de génération directe et harmonique*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1986.
13. Dalle C. et Rolland P.A., « Drift-Diffusion versus Energy Model for Millimetre-Wave IMPATT Diodes Modelling », *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 2, p. 61-73, 1989.
14. Dalle C., Rolland P.A. et Friscourt M.R., « Time-Domain Numerical Modelling of Microwave Non-Linear Circuits », *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 5, p. 41-52, 1992.
15. Forrest S.R., Schmidt P.H., Wilson R.B. et Kaplan M.L., « Relationship between the conduction band discontinuities and bandgap differences in InGaAsP/InP heterojunctions », *Applied Physics Letters*, vol. 45, p. 1199, 1984.
16. Friscourt M.R., *Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 22 avril 1982.
17. Gini E. et Melchior H., « The Refractive Index of InP and its Temperature Dependence in the Wavelength Range from 1.2 μm to 1.6 μm », *IPRM'96*, p. 594-597.
18. Grigor'yants V.V. et Chamorovskiy Y.K., « The Optical Parameters of Single-Mode Optical Fibers and Methods of Measuring Them », *Telecommunications and radio engineering*, vol. 43, n°9, p. 93-104, 1er septembre 1988.
19. Hahn D., Jaschinski O., Wehmann H.-H., Schlachetzki A. et Von Ortenberg M., « Electron-Concentration Dependence of Absorption and Refraction in n-In_{0.53}Ga_{0.47}As Near the Band-Edge », *Journal of Electronic Materials*, vol. 24, n°10, p. 1357-1361, 1995.
20. Harari J., *Etudes théoriques et expérimentales de photodiodes à avalanche planaires GaInAs-InP*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 18 octobre 1991.
21. Harari J., Journet F., Rabii O., Jin G., Vilcot J.P. et Decoster D., « Modeling of Waveguide PIN

- Photodetectors Under Very High Optical Power », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n°9, p. 2304-2310, septembre 1995.
22. Hausser S., Fuchs G., Hangleiter A. et Streubel K., « Auger recombination in bulk and quantum well InGaAs », *Applied Physics Letters*, vol. 56, n°10, p. 913-915, mars 1990.
 23. Horio K., Iwatsu Y. et Yanai H., « Numerical Simulation of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors with Various Collector Parameters », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 36, n°4, p. 617-623, avril 1989.
 24. Huang W.P., Xu C.L., Chu S.T. et Chaudhuri S.K., « The finite-difference beam propagation method : analysis and assessment », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, p. 295-305, 1992.
 25. Journet F., *Modélisation de photodiodes PIN pour un fonctionnement en hyperfréquence sous forte puissance*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 27 mars 1996.
 26. Kurata M., « Design considerations of step recovery diodes with the aid of numerical large signal analysis », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 19, n°11, 1972.
 27. Leu L.Y., Gardner J.T. et Forrest S.R., « A high-gain, high-bandwidth $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ heterojunction phototransistor for optical communications », *Journal of Applied Physics*, vol. 69, n°2, p. 1052-1062, 15 janvier 1991.
 28. Loehr J.P. et Singh J., « Effect of Strain on CHSH Auger Recombination in Strained $\text{In}_{0.53+x}\text{Ga}_{0.47-x}\text{As}$ on InP », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, n°10, p. 2583-2588, octobre 1993.
 29. López-González J.M. et Prat L., « Numerical Modelling of Abrupt InP/InGaAs HBTs », *Solid-State Electronics*, vol. 39, n°4, p. 523-527, 1996.
 30. López-González J.M. et Prat L., « The Importance of Bandgap Narrowing Distribution Between the Conduction and Valence Bands in Abrupt HBTs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 44, n°7, p. 1046-1051, juillet 1997.
 31. Milnes A.G., « Heterojunctions : some knowns and unknowns », *Solid-State Electronics*, vol. 30, n°11, p. 1099-1105, 1987.
 32. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson, Paris, 1987.
 33. Osaka F., Mikawa T. et Kaneda T., « impact ionization coefficients of electrons and holes in (100) oriented $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, n°9, p. 1326-1338, 1^{er} septembre 1985.
 34. Ouacha A., Chen Q., Willander M., Logan R.A. et Tanbun-Ek T., « Recombination process and its effect on the dc performance of InP/InGaAs single-heterojunction bipolar transistors », *Journal of Applied Physics*, vol. 73, n°9, p. 4444-4447, mai 1993.
 35. Özyaydin M. et Eastman L.F., « Analysis of Abrupt Emitter-Base Heterojunctions by Multi-Flux Method and Self-Consistent Solution of Schrödinger and Poisson Equations », *Solid-State Electronics*, vol. 39, n°1, p. 53-57, 1996.
 36. Ritter D., Hamm R.A., Feyngenson A. et Panish M.B., « Anomalous electric field and temperature dependence of collector multiplication in $\text{InP}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ heterojunction bipolar transistors », *Applied Physics Letters*, vol. 60, n°25, p. 3150-3152, 22 juin 1992.
 37. Sermage B., Benchimol J.L. et Cohen G.M., « Carrier lifetime in p-doped InGaAs and InGaAsP », *IPRM'98*, p. 758-760, 1998.
 38. Stern M.S., « Semivectorial polarised finite difference method for optical waveguide with arbitrary index profiles », *IEE Proceedings of Optoelectronics*, vol. 135, p. 56-63, 1988.
 39. Sze S.M., *Physics of semiconductor devices*, Wiley & Sons, New York, 1981.
 40. Tachafine A., *Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 10 mars 1994.
 41. Teeter D.A., East J.R., Mains R.K. et Haddad G.I., « Large-Signal Numerical and Analytical HBT Models », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 40, n°5, p. 837-845, mai 1993.
 42. Van Roey J., Van der Donk J. et Lagasse P.E., « Beam propagation method : analysis and assessment », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 71, n°7, p. 803-810, 1981.
 43. Woods S.J., Walker A.B. et Wake D., « Simulation of Optically Biased, Edge Coupled InP/InGaAs Phototransistors », *EDMO 97*, p. 205-210, 24-25 novembre 1997.
 44. Zappa F., Lovati P. et Lacaita A., « Temperature dependence of electrons and hole ionization coefficients in InP », *IPRM'96*, p. 628-631, 1996.

Chapitre II

Etude des phototransistors à hétérojonction InP/InGaAs pour applications hyperfréquences

Chapitre II

Etude des phototransistors à hétérojonction InP/InGaAs pour applications hyperfréquences

Il a été démontré expérimentalement que le phototransistor à hétérojonction est un composant multi-fonctions [Magnin, 1998]. Il réunit à la fois les propriétés de photodétecteur, d'amplificateur de courant et de mélangeur. C'est aussi un transistor dont on peut faire varier les caractéristiques et c'est donc un excellent candidat pour le contrôle optique d'oscillateurs ou d'amplificateurs. Enfin, de par nature, sa structure est entièrement compatible avec la microélectronique à base de transistors bipolaires à hétérojonction. On peut donc envisager ainsi la fabrication de circuits intégrés monolithiques optoélectroniques qui rassembleraient les fonctions du phototransistor proprement dit et de la microélectronique associée.

Du point de vue photodétection, Suematsu [1993a] a montré qu'un HBT éclairé, monté en émetteur commun, a un meilleur rapport signal sur bruit à 10 GHz que la combinaison PIN-FET. Associé à un circuit résonant accordable, le phototransistor devient un photorécepteur dont la fréquence peut être accordée et qui peut être utilisé dans un système avec multiplexage par sous-porteuse micro-onde. Cela a été démontré dans une large bande de fréquence en adaptant les paramètres du circuit de résonance [Kamitsuna, 1995a]. En ce qui concerne les performances dynamiques, le fait que les HBT à base d'InP aient atteint en 1995 des fréquences f_t et f_{max} supérieures à 200 GHz, laisse présager des résultats très intéressants pour les HPT.

Du point de vue technologique, TRW a mis récemment en place la première chaîne de production de circuits intégrés monolithiques microondes (MMIC) intégrant des HBT et des HEMT sur InP. Les épitaxies sont réalisées sur substrat 3 pouces et restent compatibles avec les photodiodes PIN tant utilisées dans le domaine des télécommunications. Ceci montre que la technologie des HBT, si délicate, arrive à maturité [Streit, 1997].

Toutes ces raisons font du phototransistor bipolaire à hétérojonction un candidat intéressant dans le domaine de l'optoélectronique, et aussi de l'opto-hyperfréquence. C'est ce qui nous a poussé à envisager une étude de ce type de composant à base d'InP.

Mis à part quelques réalisations technologiques qui avaient uniquement pour but de fournir des dispositifs d'essai (phototransistors à hétérojonction éclairés par le dessus), l'essentiel de notre travail a consisté, en parallèle avec l'élaboration de phototransistors éclairés par la tranche dans notre équipe, à

fournir les études théoriques permettant l'amélioration de ces composants et leur adaptation aux fonctions de photodétecteur avec gain ou commande d'oscillateur. Ce travail de modélisation est typique de ce que l'on peut faire dans le domaine de l'opto-microonde. Pour ces raisons, nous commencerons ce chapitre par une revue rapide des fonctionnements propres au phototransistor, tout ce qui concerne le fonctionnement de base du HBT étant supposé connu [Kroemer, 1982]. Le domaine du phototransistor étant particulier, nous continuerons par un état de l'art détaillé des HPT hyperfréquences. Nous décrirons ensuite le composant réalisé à l'ITEMN qui a été la référence expérimentale pour notre travail. Suivront les éléments d'optimisation nécessaires qui permettent de cerner les contraintes de structure existant sur les phototransistors à hétérojonction. En conclusion, après avoir exposé les limites de notre travail de modélisation, nous essaierons de fixer les performances ultimes des HPT comparés aux HBT.

II-1. Fonctionnement de base du HPT

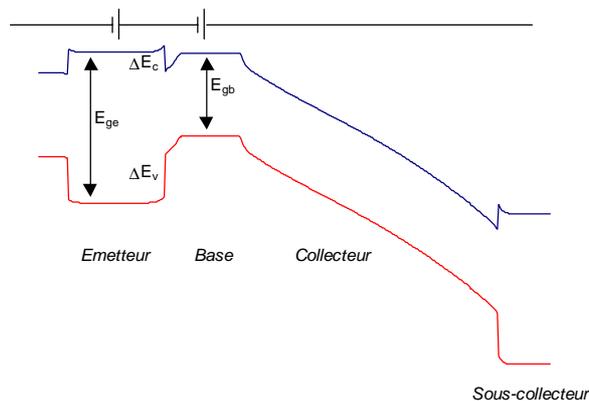


Figure II-1.1 : structure de bande schématique d'un HBT.

Le HPT étant un HBT dont la structure a été spécialement optimisée pour être éclairée, le fonctionnement du phototransistor est très proche de celui du HBT. En tous cas, sa structure est composée d'une couche émetteur dopée N+, d'une couche dopée P++ constituant la base, et d'une ou plusieurs couches de type N constituant le collecteur. L'émetteur et le sous-collecteur sont faits d'un semiconducteur de largeur de bande interdite E_g plus élevée que la base et le collecteur (Figure II-1.1). Sur substrat d'InP, émetteur et sous-collecteur sont généralement en InP, alors que base et collecteur sont en InGaAs ou même en quaternaire InGaAsP. Typiquement, on retrouve les principaux problèmes propres aux HBT, c'est à dire :

- la nécessité d'une base et d'un collecteur fins pour diminuer le temps de transit des porteurs, et ainsi améliorer les performances dynamiques,
- la contrainte de diminuer la surface du transistor de façon à limiter l'influence des capacités parasites (notamment la capacité base-collecteur),

- la nécessité de fortement doper la base pour limiter la résistance d'accès et la défocalisation, toutes deux liées au plot de base déporté,
- l'effet Kirk, qui consiste en un affaissement du champ électrique de collecteur lorsque la densité de courant et donc la densité d'électrons libres augmentent dans le composant,
- l'effet d'avalanche en extrémité de collecteur, qui peut conduire au claquage du phototransistor,
- l'influence déterminante des recombinaisons de différents types dans la base, qui limitent le gain.

Toutes ces caractéristiques, ici envisagées sommairement, sont bien connues [Tachafine, thèse 1994] (voir le schéma des différents courant à l'intérieur d'un HBT en Figure II-1.2). C'est pourquoi nous allons nous attarder sur ce qui fait la spécificité du HPT. En fait son comportement dépend de la façon dont il est éclairé, et aussi de la façon dont il est polarisé (en base flottante ou non).

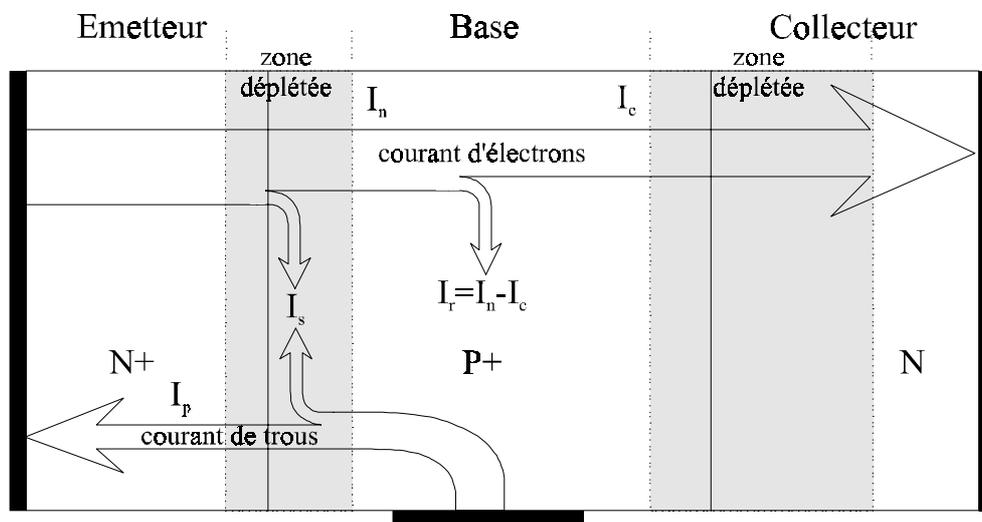


Figure II-1.2 : représentation schématique des différents courants dans un HBT. I_p est le courant de trous de la base vers l'émetteur, I_n est le courant d'électrons de l'émetteur vers la base, I_s est le courant de recombinaison à l'interface émetteur-base, I_r est le courant de recombinaison dans la base et I_c est le courant de collecteur.

En ce qui concerne l'éclairement, les différentes configurations possibles sont :

- l'éclairement par le dessus, que ce soit
 - entre plot d'émetteur et plot de base
 - à travers une fenêtre d'émetteur ou une électrode d'émetteur transparente [Bashar, 1995]
 - à travers une base optique
- l'éclairement par le dessous
- l'éclairement par couplage évanescent [Freeman, 1996]
- l'éclairement par la tranche.

Les configurations par le dessus sont présentées dans la Figure II-1.3 avec la photographie d'une de nos réalisations (Figure II-1.4).

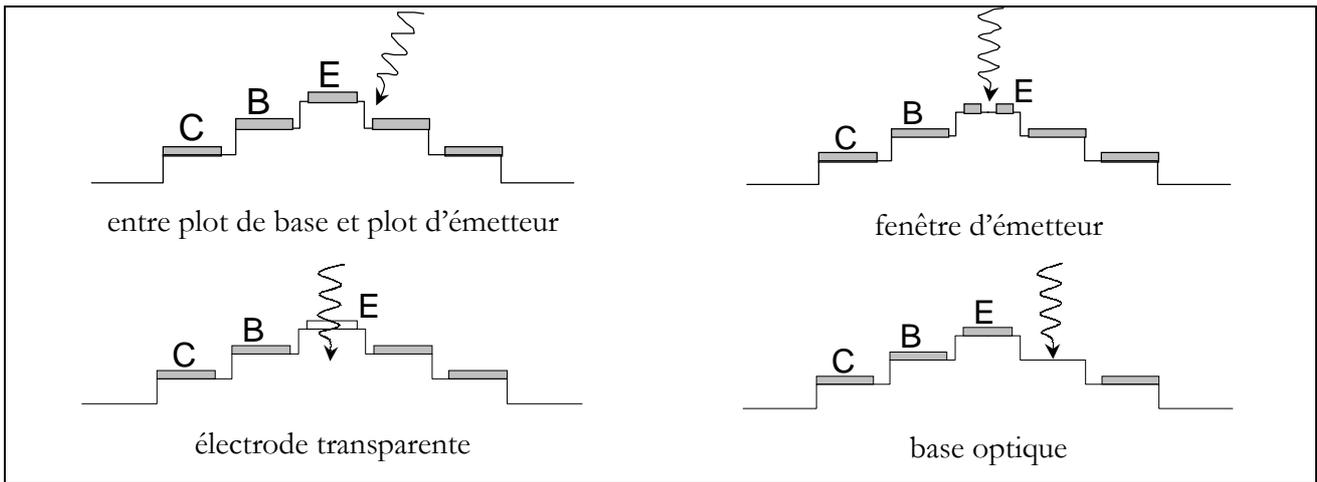


Figure II-1.3 : configurations d'éclairage par le dessus des HPT.

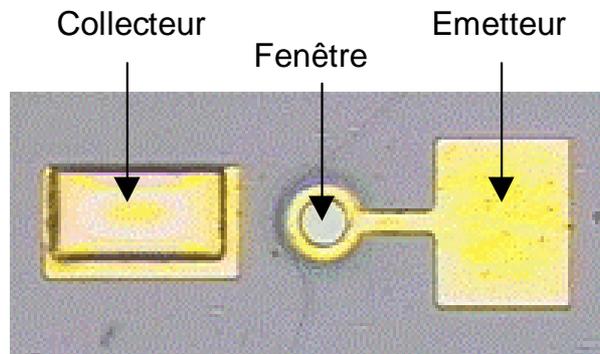


Figure II-1.4 : photographie d'un HPT en base flottante, éclairé à travers une fenêtre d'émetteur, que nous avons réalisé à l'IEMN (voir Annexe A).

Etant données les épaisseurs faibles des couches absorbantes (typiquement base $< 1000 \text{ \AA}$ et collecteur $< 5000 \text{ \AA}$) les configurations par le dessus et le dessous présentent un rendement quantique faible (la proportion de lumière absorbée est faible), ce qui nuit à l'efficacité de conversion optique-électrique du phototransistor. Le couplage évanescent et le couplage par la tranche sont proches en ce sens qu'ils permettent d'absorber une grande partie de la lumière incidente injectée sur le côté de la couche absorbante. Parmi ces deux configurations, la dernière correspond bien aux exigences actuelles de report faible coût des composants optoélectroniques, et c'est pourquoi elle nous a plus particulièrement intéressés.

En ce qui concerne maintenant le mode de polarisation du phototransistor, nous devons revenir sur le principe de fonctionnement du composant. Quand on éclaire le phototransistor, un photocourant primaire I_{ph} apparaît : il est dû à la photogénération de paires électrons-trous dans la base et le collecteur. Les électrons générés dans le collecteur dérivent vers le sous-collecteur (Figure II-1.5a et b) et participent donc au courant de collecteur I_c . Les trous dérivent vers la base et participent à la polarisation de la base [Milano, 1982].

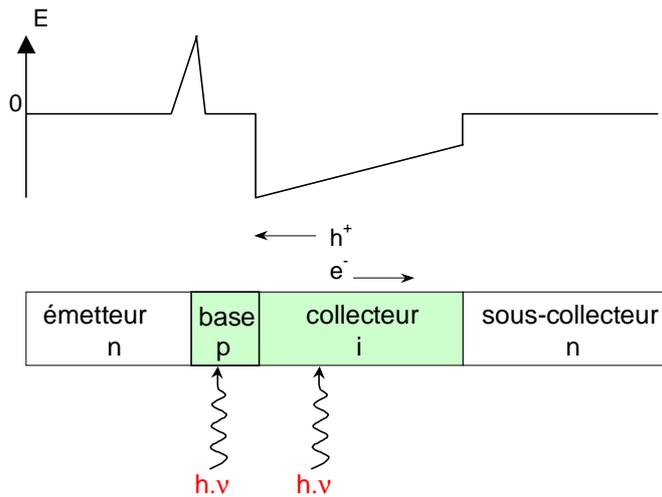


Figure II-1.5a : schéma de principe du HPT. L'absorption a lieu dans la zone grisée. Le champ électrique sépare les électrons et les trous.

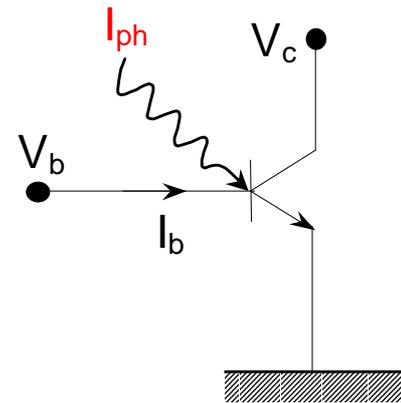


Figure II-1.5b : le signal optique agit comme un courant de base supplémentaire.

La base contrôle le flot de porteurs thermiques de l'émetteur vers le collecteur [de Baros, 1997] : le courant d'émetteur dépend de façon exponentielle de la barrière de potentiel émetteur-base. Le comportement du composant dépend de la configuration de la base : flottante ou polarisée. Dans le premier cas, les trous s'accumulent dans la base et provoquent un abaissement de la barrière de potentiel émetteur-base. L'accumulation est limitée principalement par les recombinaisons dans la base. Dans le second cas, ces trous participent au courant de base. Si la base est polarisée en tension, le courant de base augmente et la barrière reste fixe. Le phototransistor présente alors un gain de conversion optique-électrique proche de l'unité. Si la base est polarisée en courant, les trous excédentaires provoquent une diminution de la barrière émetteur-base. Dans ces conditions, la barrière émetteur-base est modulée par le signal optique et le gain dépend du circuit externe.

A titre d'exemple, les Figure II-1.6a,b montrent la distribution de potentiel électrostatique dans un HPT dont la base de 1000 \AA et le collecteur de 4000 \AA sont en InGaAs. Il s'agit en fait du composant de référence que nous décrirons dans un prochain paragraphe. La base du phototransistor est directement connectée à un générateur de courant alors que le collecteur l'est à un générateur de tension. Le montage est en émetteur commun. La Figure II-1.6a montre l'évolution du potentiel sans éclairage lorsqu'on augmente le courant de base, alors que la Figure II-1.6b montre cette évolution à I_b constant lorsqu'on applique différentes puissances lumineuses. L'ensemble du dispositif étant à tension collecteur-émetteur (V_{ce}) constante, ceci montre bien l'effet de la lumière, qui est sensiblement équivalent à un courant de base supplémentaire.

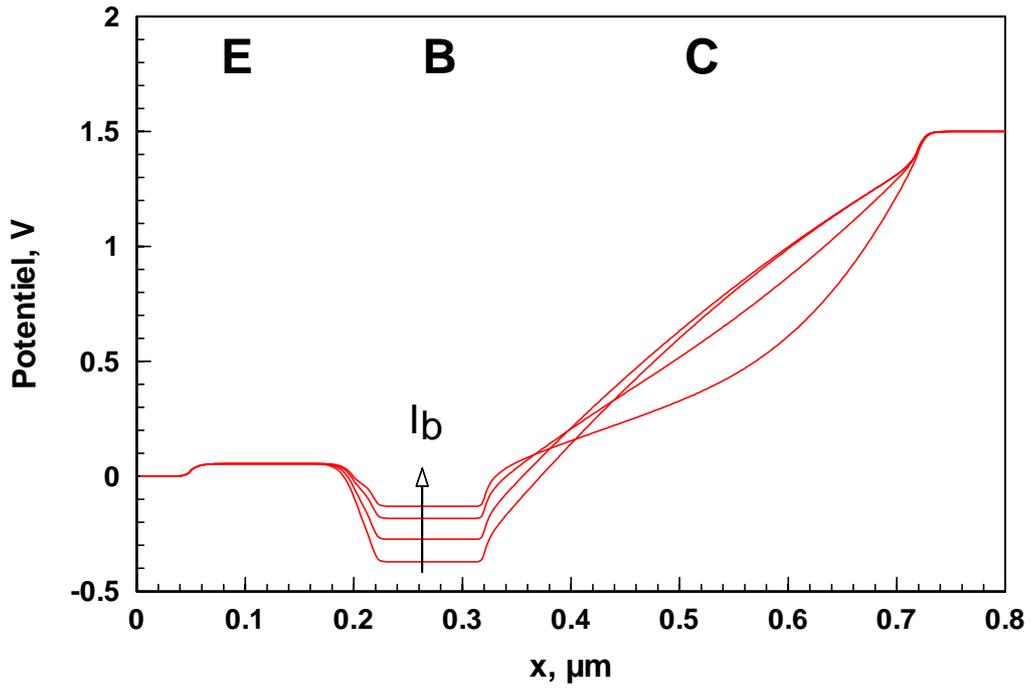


Figure II-1.6a : potentiel électrostatique pour différents courants de base $I_b=1, 10, 100$ et $400 \mu\text{A}$. On voit que la hauteur de barrière émetteur-base diminue quand le courant de base augmente. $V_{ce}=1,5 \text{ V}$, $P_{opt}=0\text{mW}$.

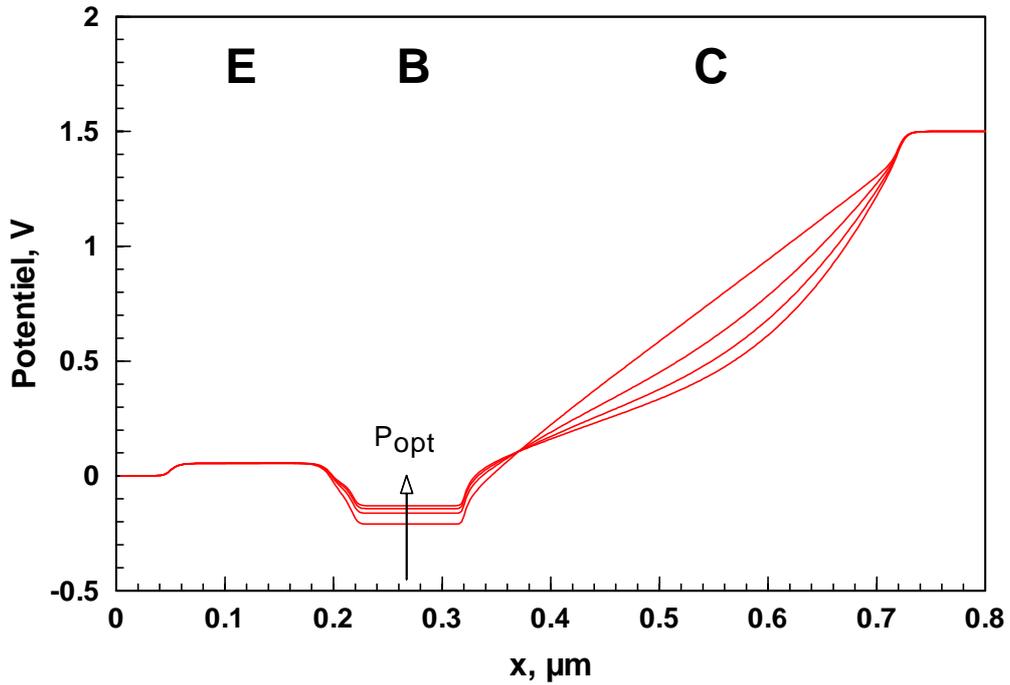


Figure II-1.6b : Potentiel électrostatique dans un 3T-HPT pour différentes puissances optiques (0, 3, 6 et 9 mW, fibre clivée). $V_{ce}=1,5 \text{ V}$, $I_b=50 \mu\text{A}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

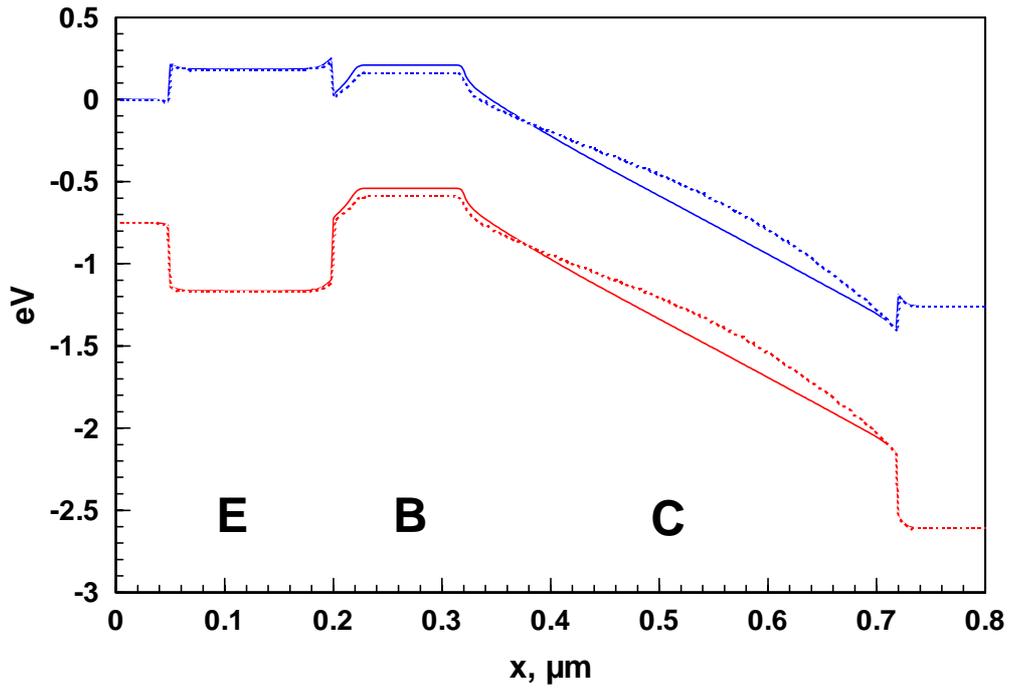


Figure II-1.7 : structure de bande dans un 3T-HPT, avec $P_{opt}=3$ mW (pointillés) ou sans éclairage (lignes). $I_b=50$ μ A, $V_{ce}=1,5$ V, $\lambda=1,55$ μ m.

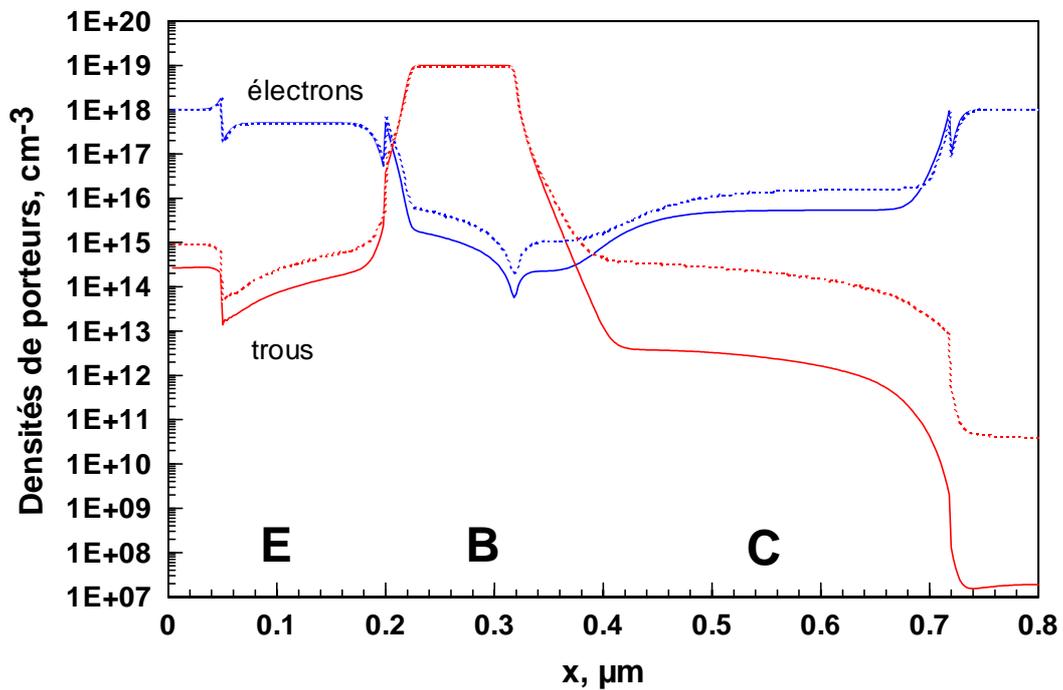


Figure II-1.8 : densités de porteurs dans un 3T-HPT, avec $P_{opt}=3$ mW (pointillés) ou sans éclairage (lignes). $I_b=50$ μ A, $V_{ce}=1,5$ V, $\lambda=1,55$ μ m.

La modification de la structure de bande du même composant, avec ou sans lumière, présentée Figure II-1.7 va dans le même sens. Et la modification des densités de porteurs libres due à l'éclairement (Figure II-1.8) fait bien apparaître :

- l'excès d'électrons libres dans la base, avec le gradient de cette densité qui donne lieu à un transport rapide par diffusion,
- l'excès d'électrons libres dans le collecteur, principalement dû au courant I_c ,
- l'excès de trous dans le collecteur, lié à la photogénération de paires électrons-trous dans cette couche.

L'excès de trous dans l'émetteur est dû à la polarisation directe de la jonction base-émetteur, elle-même liée à l'éclairement.

Voilà comment on retrouve dans le phototransistor à hétérojonction les comportements propres au HBT, même si le moyen de commande est différent. En témoignent les Figure II-1.9a et b qui montrent l'apparition de l'effet Kirk, toujours dans la même structure que celle étudiée précédemment, avec l'affaïssissement typique du champ électrique dans le collecteur côté base et sa remontée en bout de composant, remontée qui va favoriser l'ionisation par choc.

Une question subsiste, c'est celle de savoir s'il y a ou non une différence fondamentale de comportement entre un éclairage seulement dans la base, et un éclairage seulement dans le collecteur. On sait que le coefficient d'absorption peut être sévèrement diminué par le fort dopage, mais les rares mesures effectuées jusqu'à présent sur du InGaAs montrent que jusqu'à un dopage de 10^{19}cm^{-3} , l'absorption dans la base diminue peu (voir I-1.6). Pour comparaison, nous avons donc modélisé un 3T-HPT éclairé uniquement dans la base et le même phototransistor éclairé uniquement dans le collecteur : on voit sur la Figure II-1.10 qu'il n'y a pas de différence fondamentale entre un éclairage dans la base et un éclairage dans le collecteur. Le léger déphasage entre les deux courbes correspond au temps de transit moyen des trous allant du collecteur vers la base (de l'ordre de la picoseconde). Il est à noter que ce déphasage introduira des non-linéarités supplémentaires aux fréquences très élevées (>100 GHz). Il n'y a donc pas d'opposition de principe à la réalisation d'un HPT à guide d'onde à Double hétérojonction (DHPT), avec, par exemple un collecteur non-absorbant en InGaAsP ou en InP.

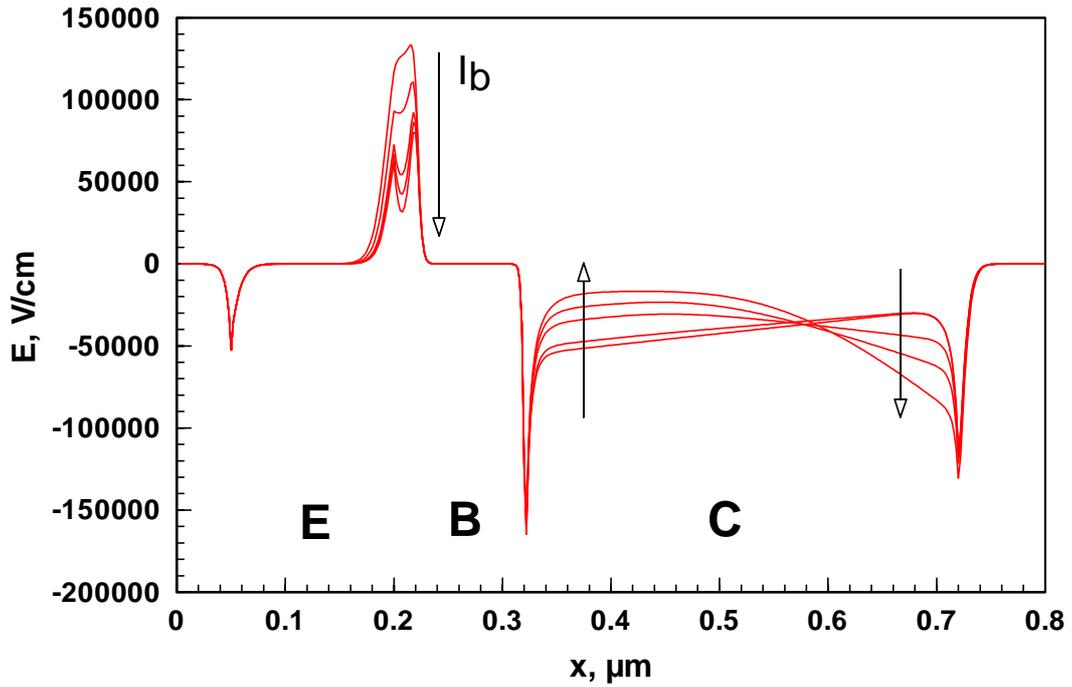


Figure II-1.9a : carte de champ pour différents courants de base (1, 10, 100, 200 et 400 μA).
 $V_{ce}=1,5 \text{ V}$, $P_{opt}=0 \text{ mW}$.

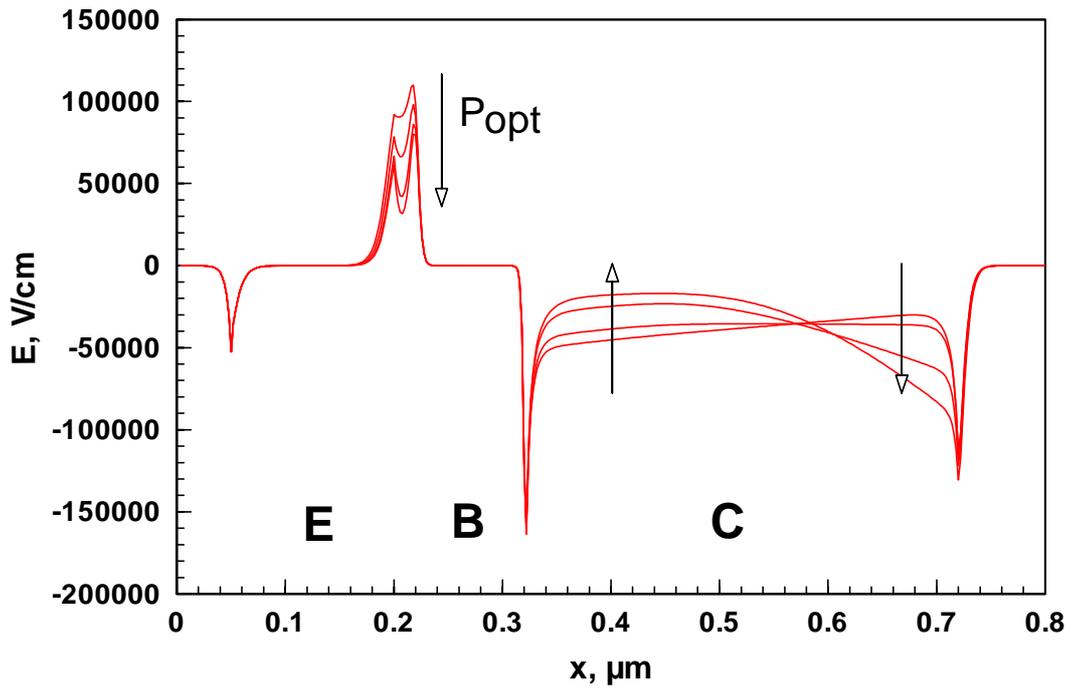


Figure II-1.9b : carte de champ pour différentes puissances optiques (0, 1, 5 et 10 mW).
 $V_{ce}=1,5 \text{ V}$, $I_b=10 \mu\text{A}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

D'ailleurs Frankel propose de réaliser de tels composants afin d'éliminer de la réponse une composante lente due au transport des trous photocréés dans le collecteur [Frankel, 1995].

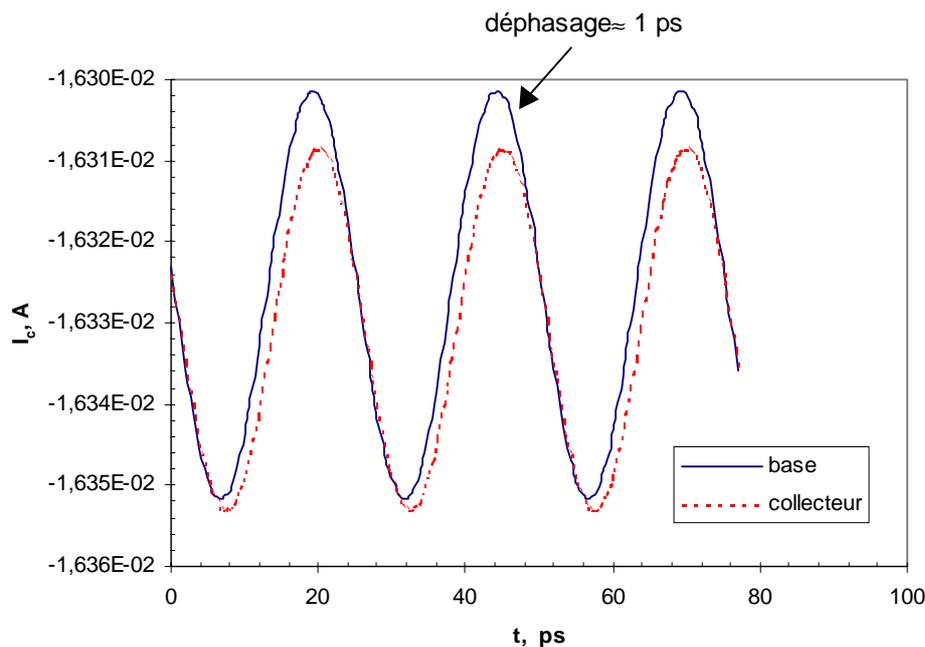


Figure II-1.10 : comparaison entre une absorption uniquement dans la base et uniquement dans le collecteur. Les puissances optiques sont telles que le nombre de paires électrons/trous photogénérées est identique dans les deux cas. $V_{ce}=1,5$ V, $I_b=400$ μ A, $P_{opt}=1$ mW (base) et 0,3 mW (collecteur). $\lambda=1,55$ μ m.

II-2. Etat de l'art

En 1980, Campbell *et al.* ont réalisé les premiers HPT InP/InGaAs pour la détection aux grandes longueurs d'onde. Ces composants étaient éclairés par le dessous. La théorie suggérait que les performances des HPT dans les systèmes de communication optique pouvaient dépasser celles des récepteurs PIN-FET [Milano, 1982]. Les premiers HPT étaient à deux terminaisons, c'est-à-dire sans contact de base. Fritzsche *et al.* [1981] ont ensuite montré que l'ajout d'un contact de base permettait d'améliorer la réponse fréquentielle du composant, en extrayant les trous excédentaires de la base. Mais c'est avec Chandrasekhar *et al.* [1991] que les HPT hyperfréquences vont prendre leur essor : dans une étude approfondie, ces auteurs montrent les avantages des 3T sur les 2T et annoncent un produit gain-bande passante de 10 GHz.

Après les années 80, on s'est attaché à réduire les dimensions des composants, qui par effet capacitif limitaient leurs performances dynamiques. Les épaisseurs de la base et du collecteur ont été réduites afin de diminuer les temps de transit. La structure épitaxiale des HPT a suivi celle des HBT, avec un temps de retard. On remarquera ainsi que la base a typiquement une épaisseur d'à peu près 1000 Å avec un dopage de 10^{19} cm^{-3} . Alors que dans les HBT récents l'épaisseur de base est généralement inférieure à 500 Å avec un dopage de $2 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} à 10^{20} cm^{-3} [Oka, 1995 et Shigematsu, 1995]. Cette réduction de l'épaisseur de base permet d'augmenter le gain du HPT. Elle s'accompagne d'une augmentation du

dopage destinée à maintenir une résistance d'accès de base raisonnable. L'épaisseur de collecteur des HPT est typiquement de 3000 à 5000 Å.

Mais cette réduction conjointe des dimensions géométriques et des épaisseurs de couche a fini par être limitée : pour avoir un bon rendement quantique, les épaisseurs de couches absorbantes doivent être suffisantes et le composant doit conserver une taille comparable au diamètre du faisceau optique. L'étude des HBT éclairés mettait en évidence ce problème [Carruthers, 1991 et Suematsu, 1993b]. Il était donc nécessaire de concevoir une nouvelle géométrie. S'inspirant des photodiodes PIN-guide combinant rendement quantique élevé et rapidité, Wake *et al.* ont donc réalisé en 1993 les premiers HPT éclairés par la tranche. On remarquera que bien qu'étant à deux terminaisons, ces composants présentaient des f_t optiques supérieures à ceux de tous les 3T-HPT précédents. Van de Castele [thèse 1996] a alors réalisé les premiers 3T-HPT éclairés par la tranche afin d'atteindre des performances encore supérieures (f_t optique de 40 GHz). On a en particulier démontré les possibilités de mélange optique-optique et optique-électrique de tels composants [Van de Castele, 1996 et Liu, 1997].

Plus récemment, Prakash *et al.* [1997] ont mis au point le premier HPT à ondes progressives couplé par ondes évanescentes à un guide polyimide. Un tel composant permet de s'affranchir des problèmes de capacité et d'obtenir un bon rendement quantique. Le f_t optique est de 20 GHz.

Les enjeux actuels de la recherche sont d'atteindre des f_t optiques de 60 GHz et concernent en particulier les HPT à ondes progressives (Université de Californie) et les HPT éclairés par la tranche (IEMN et CNET). Pour préciser notre état de l'art, nous avons collecté dans le tableau de la page suivante les caractéristiques des principaux HPT déjà fabriqués, avec notamment, les matériaux constituant la structure épitaxiale, l'épaisseur et le dopage de base, l'épaisseur de collecteur, la surface du composant, le type d'éclairage et la longueur d'onde, le f_t et le f_{max} , le f_t en optique et le rendement quantique lorsqu'ils ont été mesurés. Toutes ces informations ont été placées chronologiquement pour qu'on puisse se faire une idée de l'évolution du composant.

En ce qui concerne maintenant l'influence de la structure du composant, nous présentons Figure II-2.1 la fréquence de transition d'un certain nombre de HBT reportés dans la littérature, en fonction de leur épaisseur de collecteur. Ceci montre bien les évolutions de structure épitaxiale et les performances dynamiques obtenues pour ce type de transistor. Cette courbe provient de Chau *et al.* [1996]. Dans le même ordre d'idée, nous avons reporté en Figure II-2.2 la fréquence de transition des principaux HPT reportés, en fonction de leur surface, ce qui permet de lier les performances dynamiques de ces phototransistors à leur taille. Nous verrons l'importance de cet aspect dans le paragraphe suivant. En effet, la nécessité de bien éclairer un composant pour obtenir une conversion optique-électrique efficace impose de ne pas trop diminuer sa taille afin d'absorber l'intégralité du faisceau optique issu de la fibre.

Référence	Laboratoire	Type	Matériaux	W_b (Å)	Dopage base (cm ⁻³)	W_c (Å)	Surface (μm ²)	Eclairement	λ (μm)	f_t (GHz)	f_{max} (GHz)	f_t optique (GHz)	η_{ext}
[Campbell, 1980]	Bell Laboratories	2T-HPT	InP/InGaAs				7850	Dessous					
[Fritzsche, 1981]	Bundespost	3T-HPT	InP/InGaAs	2000 à 6000	Zn, 1e18	30000	90 x 120	Fenêtre d'émetteur	1,15			1,5 (impulsion)	70%
[Aina, 1991]	Allied-Signal Aerospace Company	2T-HPT	InP/InGaAs/GaAs/Si	2000	1e19		88 x 113		1,3	-	-	4,4 (impulsion)	
[Chandrasekhar, 1991]	AT&T Laboratories	3T-HPT	InP/InGaAs	2000	7e17	10000	12 x 12	Dessous	1,3	16		10	35%
[Carruthers, 1991]	Naval research laboratory	HBT éclairé	InP/InGaAs	1000	1e19	2900	80	Eclairage entre plots Objectif microscope	0,62 et 1,53			15 (impulsion)	
[Li, 1993]	University of Michigan	HPT	AlGaAs/GaAs multipuits quantiques	1000	1e19	5700	92	Fenêtre émetteur	0,853	20	6	12 (impulsion)	
[Suematsu, 1993b]	ATR	HBT éclairé	GaAs/AlGaAs				2 x 3 x 20	Eclairage entre plots Objectif microscope	0,83	30		>20	31%
[Wake, 1993]	BT Laboratories	2T-HPT guide d'onde	InP/InGaAs	1000	Zn, 1e19	4000	5 x 10	Fibre lentillée	1,48	-	-	>30	50%
[Fukano, 1994]	NTT Opto- electronics Laboratories	3T-HPT	InP/InGaAs	1000	graduel 2e19⇒2e18	3000	3 x 3	Dessous, réflexion sur électrode d'émetteur	1,3 et 1,55	128	53	22 et 14	37% et 21%
[Ha, 1995]	KAIST, Corée	2T-HPT	GaN/InGaAs	800	graduel 1e19⇒1e18	5000	1260	Fenêtre d'émetteur	0,827	-	-	1,7	
[Kamitsuna, 1995a]	NTT	HPT	AlGaAs/GaAs				2 x 10	Dessus	0,83	44	40	14	
[Gonzalez, 1996]	CNET	3T-HPT	InP/InGaAs	1000	C, 2e19	5000	70	Fenêtre d'émetteur	1,55	35	14	>20	11%
[Van de Castele, thèse 1996]	IEMN	2T-HPT guide d'onde	InP/InGaAs	1000	Be, 1e19	4000	6 x 12	Eclairage latéral Fibre lentillée	1,3	-	-	25	43%
[Van de Castele, thèse 1996]	IEMN	3T-HPT guide d'onde	InP/InGaAs	1000	Be, 1e19	4000	4 x 8	Eclairage latéral Fibre lentillée	1,3	20		40	43%
[Gonzalez, 1997]	CNET	3T-HPT	InP/InGaAs	600	C, 2e19	5000	70	Fenêtre d'émetteur	1,55	58	20	33	16%
[Prakash, 1997]	University of California	HPT à ondes progressives	AlInAs/InGaAs	600	2,6e19	7000	20 x 2000	Couplage évanescent par guide polymère	1,3	-	-	20	50%

Tableau II-2.1 : état de l'art des HPT hyperfréquences (ordre chronologique).

Remarques : W_b désigne l'épaisseur de la base, et W_c l'épaisseur du collecteur.

La surface indiquée est celle de la jonction émetteur-base.

Le f_t optique est dans certains cas déterminé indirectement à l'aide d'une réponse impulsionnelle.

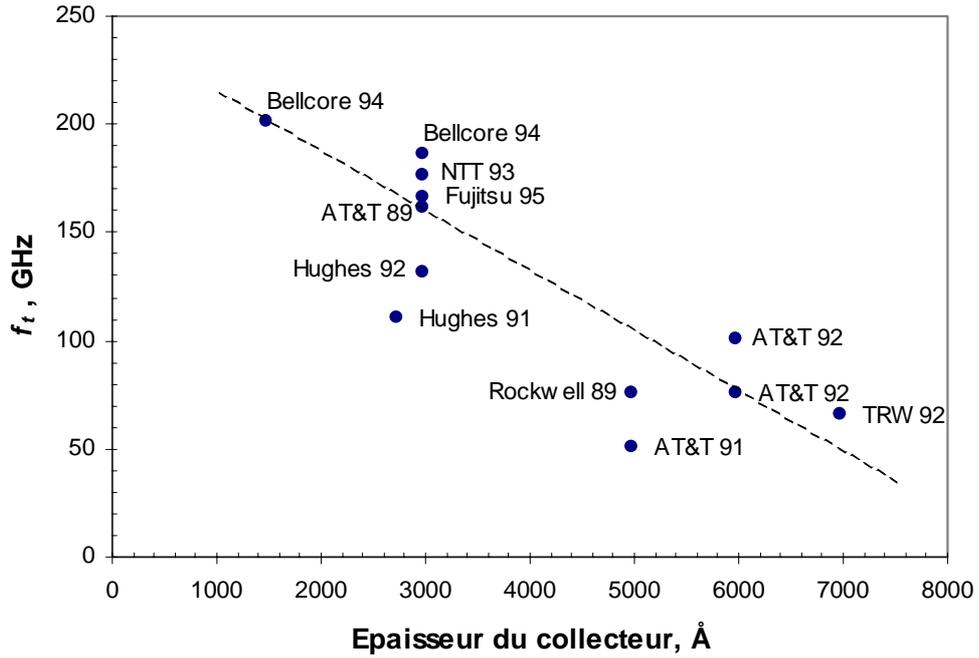


Figure II-2.1 : fréquence de gain en courant unité en fonction de l'épaisseur du collecteur. Etat de l'art des HBT InP d'après Chau *et al.* [1996].

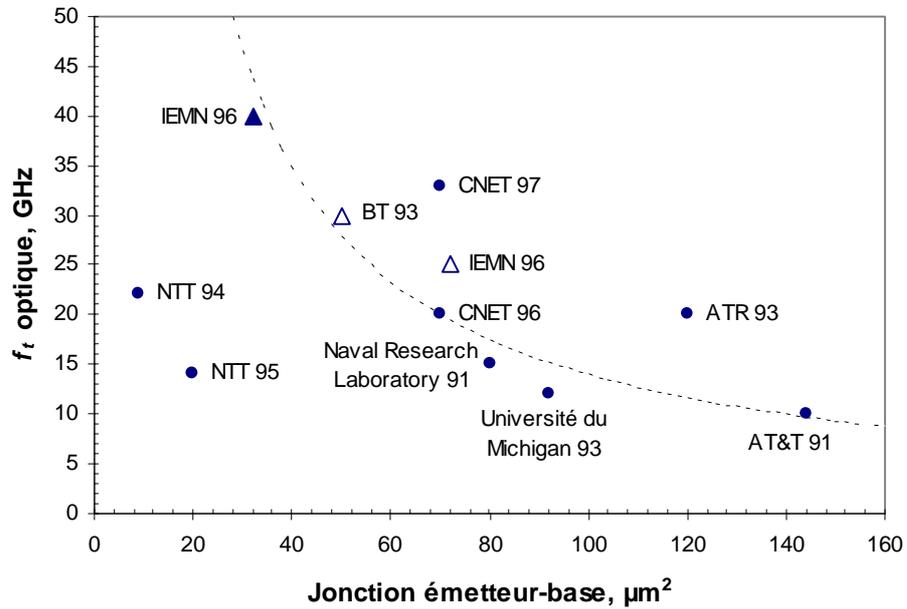


Figure II-2.2 : f_t optique en fonction de la surface S de la jonction émetteur-base, d'après notre état de l'art des HPT hyperfréquences. Les marques pleines correspondent aux 3T et les creuses aux 2T. Les HPT à guide d'onde sont indiqués par des triangles. La courbe en pointillés est en $1/S$.

II-3. Composant de référence

Dans ce paragraphe, nous présentons la structure, fabriquée à l'EMN, qui nous a permis de fixer les différents paramètres indispensables à la modélisation : notamment les coefficients d'ionisation par choc, les coefficients de recombinaison Shockley-Hall-Read, radiatives, et Auger. (Grâce à cette étape indispensable, nous avons pu simuler d'autres structures présentées en Annexe C, fabriquées au CNET, en retrouvant une bonne concordance théorie-expérience). Il s'agit d'une structure classique (Figure II-3.1 et Figure II-3.2), qui a été déclinée sous deux formes : un 2T-HPT et un 3T-HPT, tous deux éclairé par la tranche [Van de Castele, thèse 1996].

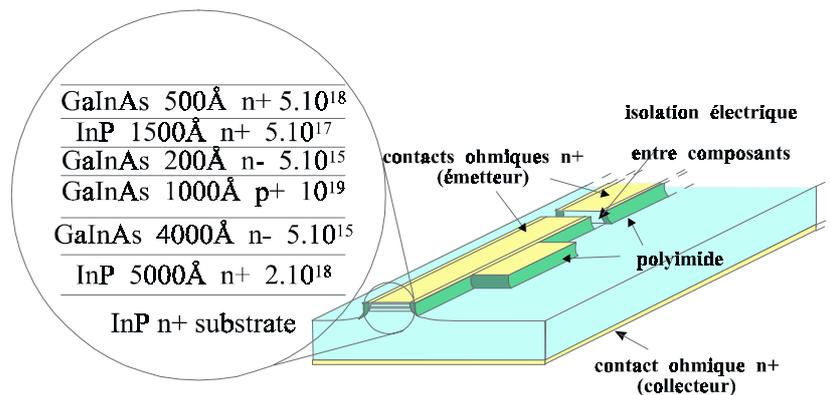


Figure II-3.1 : épitaxie et schéma du 2T-HPT réalisé à l'EMN.

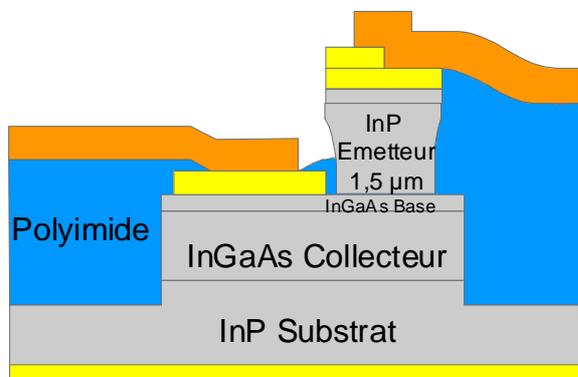


Figure II-3.2 : coupe et photographie du HPT guide d'onde à trois terminaisons réalisé à l'EMN.

L'épitaxie, sur substrat N+ InP, est réalisée par MBE source gaz dans notre laboratoire. La structure épitaxiale est typique et fortement inspirée du dispositif de British Telecom [Wake, 1993]. Elle est la suivante : un sous-collecteur N+ InP (5000 \AA , $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$), un collecteur N- InGaAs (4000 \AA , $5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$), une base P+ InGaAs (1000 \AA , 10^{19} cm^{-3}), un espaceur N- InGaAs (200 \AA , $5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$), un émetteur N+ InP (1500 \AA , $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$), et une couche de contact émetteur N+ InGaAs (500 \AA , $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Notons que dans le cas du 3T-HPT, on a rajouté à l'émetteur une épaisseur de 13500 \AA dopée $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La base est dopée au béryllium. La couche tampon (espaceur) entre la base et

l'émetteur sert à arrêter sa diffusion, qui dégraderait les caractéristiques du transistor. Le processus technologique est classique.

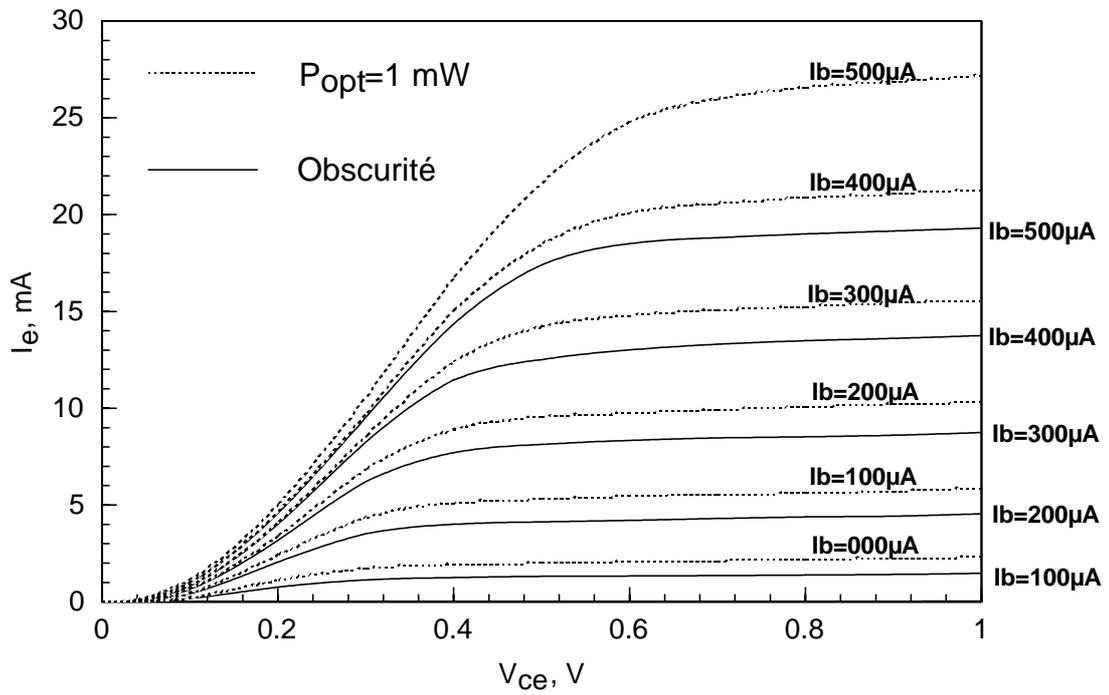


Figure II-3.3 : réseau de caractéristiques statiques du 3T-HPT, mesuré en obscurité et sous éclairage à $\lambda=1,3 \mu\text{m}$.

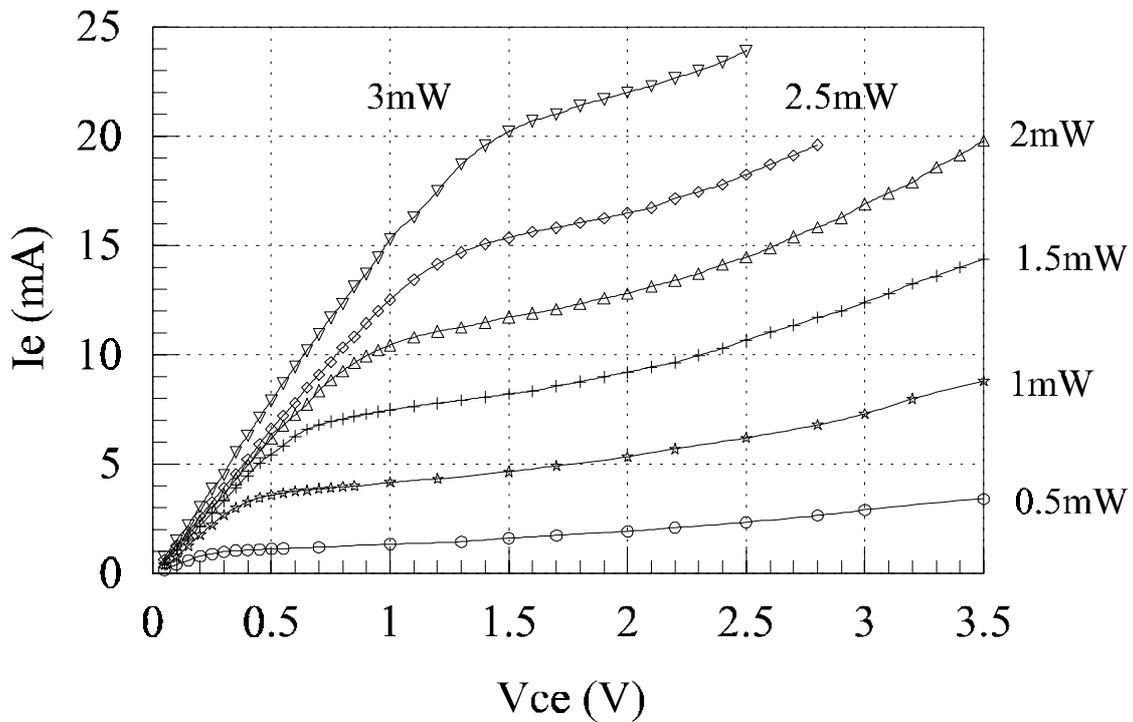


Figure II-3.4 : réseau de caractéristiques $I_e(V_{ce})$ pour différentes puissances optiques en sortie de fibre éclairant le 2T-HPT à $\lambda=1,3 \mu\text{m}$.

Le mesa d'émetteur large de $4\ \mu\text{m}$ est obtenu par photolithographie. La base est auto-alignée sur l'émetteur, ce qui permet une réduction de la résistance de base et de la capacité base-collecteur extrinsèque. La longueur du guide d'onde dépend de l'opération de clivage, après amincissement du substrat, et varie de 4 à $20\ \mu\text{m}$.

Les premières mesures effectuées en régime statique sur ces phototransistors à trois terminaisons, la base étant commandée en courant, donnent le réseau de caractéristiques de la Figure II-3.3 où l'on voit bien l'effet de la lumière. La fibre utilisée pour éclairer le composant est simplement clivée. Les caractéristiques analogues obtenues pour les phototransistors à deux terminaisons sont en Figure II-3.4. Bien sûr, sans lumière, ce composant étant constitué simplement de deux diodes en inverse, le courant passant à travers la structure est nul (voire extrêmement faible).

En partant de la structure épitaxiale de ces deux types de composant, nous avons développé une étude de leur comportement optique. D'un point de vue préliminaire, remarquons qu'un HBT rapide possède typiquement un émetteur de faible surface, ceci afin de diminuer la capacité base-collecteur ; à titre d'exemple, la surface du composant présenté par Oka *et al.* [Oka, 1995] est de $1,5 \times 8\ \mu\text{m}^2$. Or, du point de vue optique nous avons besoin d'un guide optique, donc d'un émetteur d'au moins $4\ \mu\text{m}$ de large si nous voulons récupérer la quasi-totalité du faisceau optique. De plus, plus le collecteur est fin plus la distance nécessaire pour absorber la totalité du faisceau entrant latéralement est longue. Cette distance dépasse les $10\ \mu\text{m}$ pour une épaisseur d'absorbant inférieure à $2000\ \text{Å}$. On voit bien que, comme pour les photodiodes PIN ultra rapides, il va y avoir un compromis à trouver entre les performances optiques et les performances électriques des HPT.

Les Figure II-3.5a,b et Figure II-3.6a,b montrent la propagation du faisceau optique dans les deux structures épitaxiales (2T et 3T). La modélisation a été faite dans le plan vertical au centre de la zone active pour une fibre lentillée (diamètre de tache : $2\ \mu\text{m}$) et une fibre clivée (diamètre de tache : $8,5\ \mu\text{m}$). D'une façon générale, le faisceau optique issu de la fibre est éclaté à l'entrée du composant. Une partie se perd dans le substrat et une autre partie plus ou moins grande se perd dans l'air au-dessus du composant. Dans le cas du 2T-HPT, l'épaisseur d'émetteur étant faible, tout ce qui est d'abord injecté dans l'émetteur est ensuite absorbé dans la base et le collecteur. Dans le cas du 3T-HPT, avec un émetteur de $13500\ \text{Å}$, une partie du faisceau est injectée et guidée dans cette couche le long d'une distance supérieure à $15\ \mu\text{m}$, et cette partie est donc perdue pour les phototransistors courts ($10\ \mu\text{m}$). La BPM fait bien apparaître les réflexions multiples à la surface composant-air (Figure II-3.5a,b et surtout Figure II-3.6b). On voit donc qu'une optimisation de structure est nécessaire pour récupérer une partie du faisceau se perdant dans le substrat. De plus l'influence du diamètre de tache optique est manifeste.

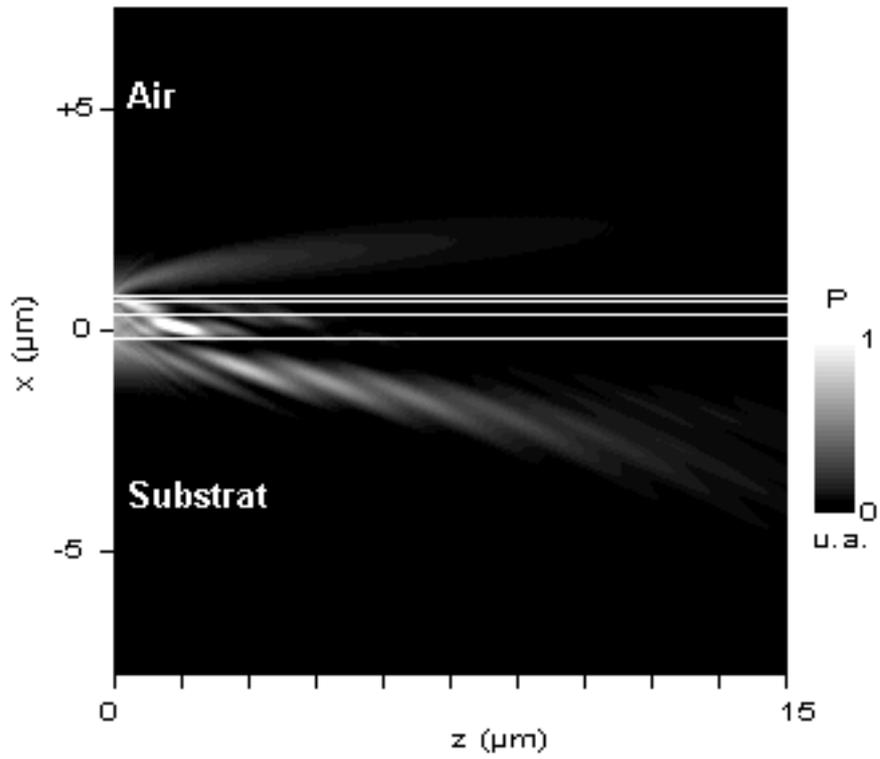


Figure II-3.5a : propagation et absorption de la lumière dans le 2T-HPT à guide d'onde (BPM-2D). $x=0$ correspond au collecteur. La fibre est lentillée (tache optique : $2 \mu\text{m}$). ($\lambda=1,55 \mu\text{m}$).

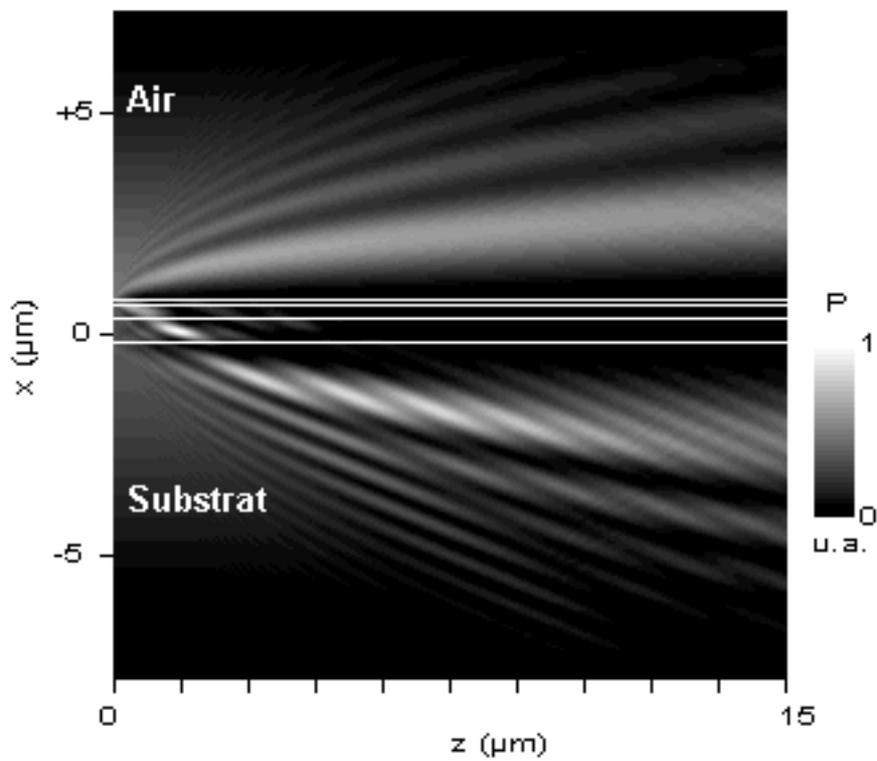


Figure II-3.5b : idem avec une fibre clivée (tache optique : $8,5 \mu\text{m}$).

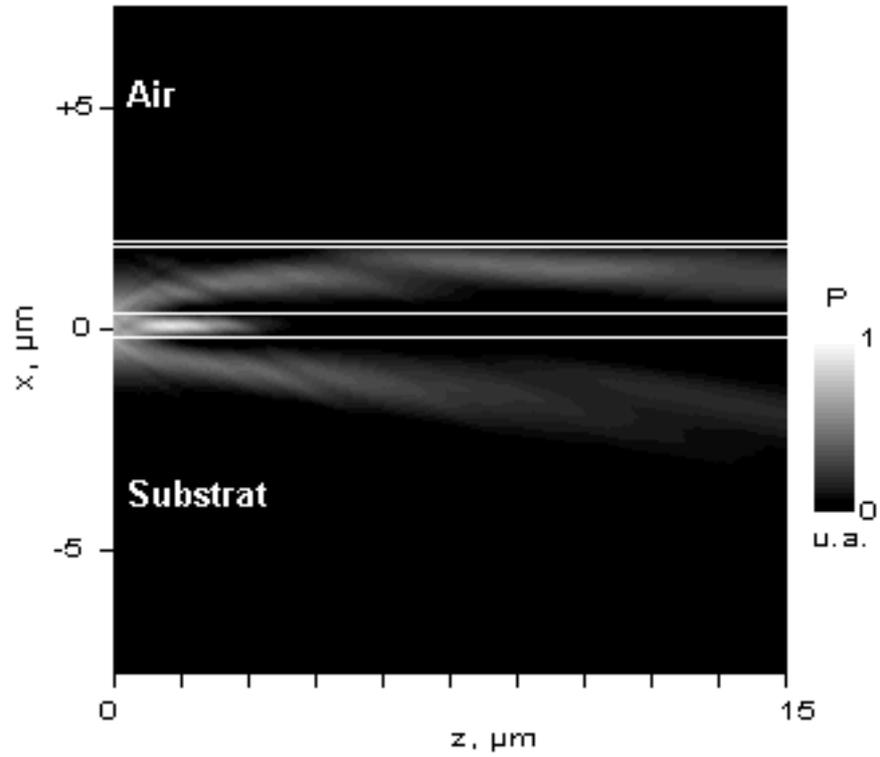


Figure II-3.6a : propagation et absorption de la lumière dans le 3T-HPT à guide d'onde (BPM-2D). $x=0$ correspond au collecteur. La fibre est lentillée (tache optique : $2 \mu\text{m}$). ($\lambda=1,55 \mu\text{m}$).

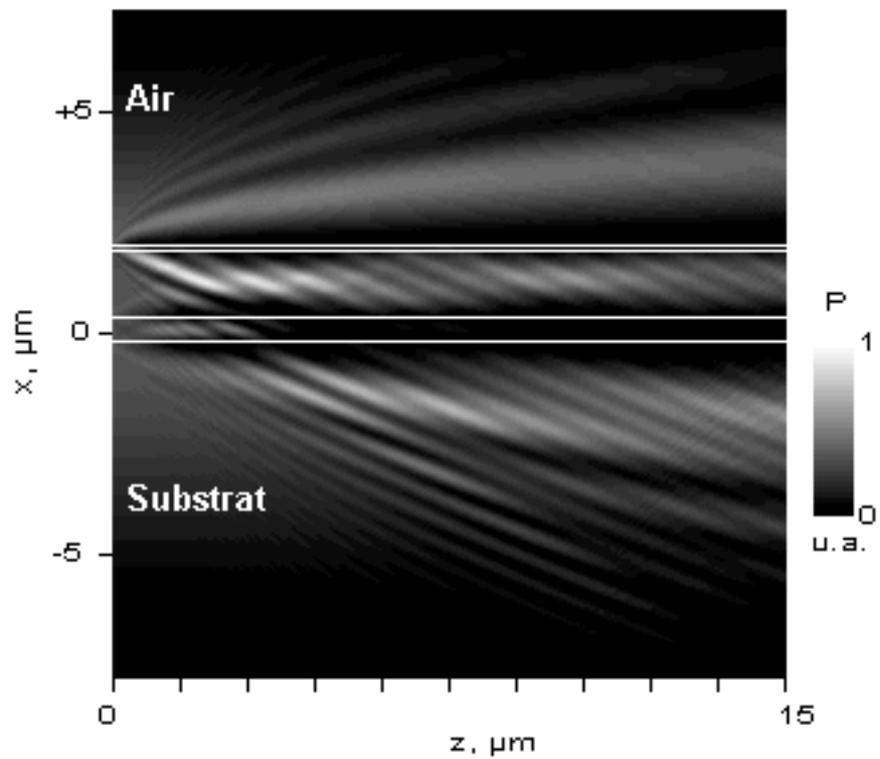


Figure II-3.6b : idem avec une fibre clivée (tache optique : $8,5 \mu\text{m}$).

Bien sûr, la proportion de lumière absorbée augmente lorsque la tache diminue. La Figure II-3.7 montre cette évolution rapide avec le point issu des mesures, (ce qui montre le bon accord entre l'expérience et la simulation).

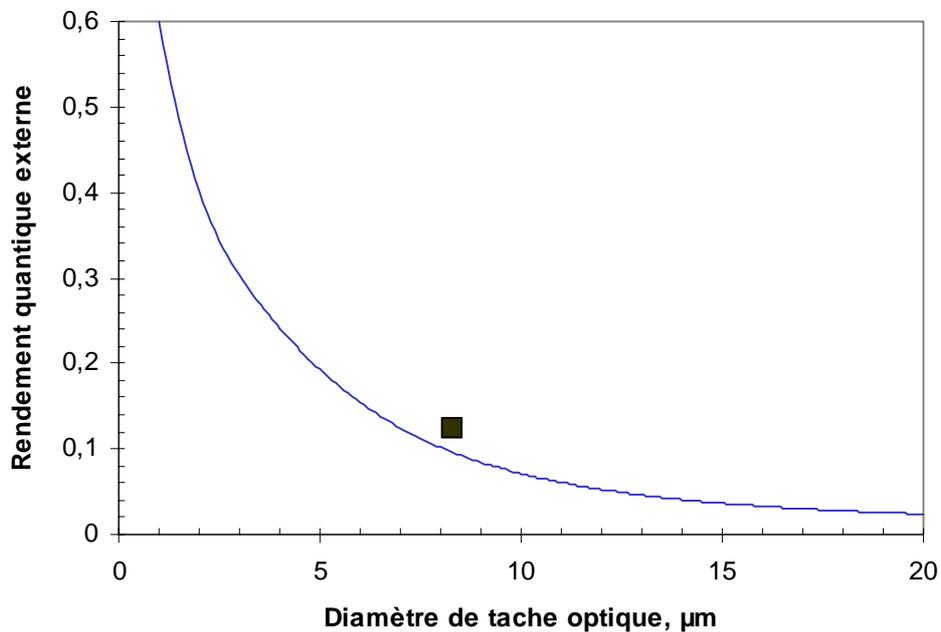


Figure II-3.7 : rendement quantique en fonction du diamètre de tache (la largeur du guide est prise en compte : ici 4 μm). $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Pour comparaison, le point est un résultat de mesure.

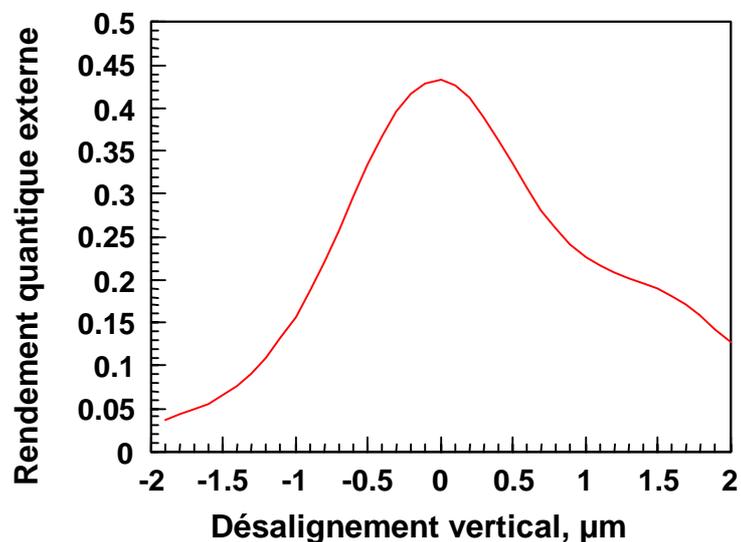


Figure II-3.8 : rendement quantique en fonction du désalignement vertical avec une fibre lentillée. Le substrat est vers la gauche et l'air vers la droite. Le diamètre de tache optique est 2 μm .

Mais plus la tache est petite, plus l'alignement vertical est délicat (Figure II-3.8), ce qui laisse supposer un coût élevé de montage en boîtier. Le calcul du rendement quantique externe tient compte d'un composant clivé sans couche anti-réfléchissante. D'où un coefficient de réflexion de 0,29 à

l'entrée. Et nous avons pris en compte la largeur du ruban, qui peut être plus grand ou plus petit que celui du faisceau optique. En ce qui concerne les contraintes d'alignement vertical avec une fibre lentillée (2 μm), un décalage de 1 μm provoque plus de 50 % de pertes optiques. D'où la conclusion qui concerne ce type de composant non parfaitement optimisé du point de vue optique :

- avec une fibre lentillée, bon rendement quantique (40-50 %), mais alignement critique (<0,5 μm),
- avec une fibre clivée, rendement plus faible (10-20 %), mais alignement plus tolérant (<3 μm).

La Figure II-3.9 montre la répartition du taux de génération optique le long du guide, pour une fibre lentillée et une fibre clivée. Ce taux de génération est calculé par la formule classique :

$$G(z) = -K \cdot \frac{dP}{dz}$$

où P est la puissance optique en z et K une constante de normalisation.

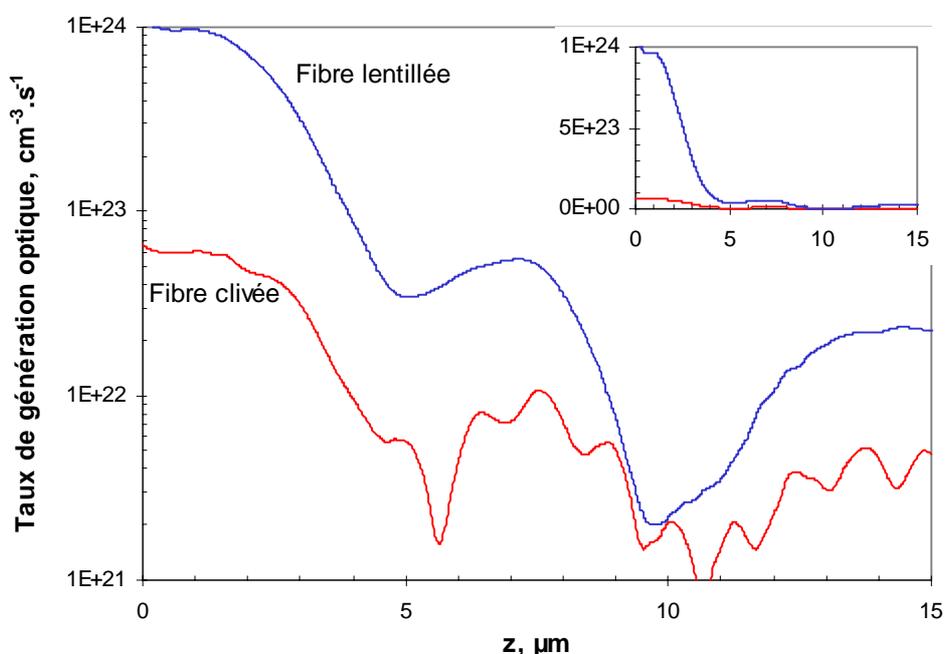
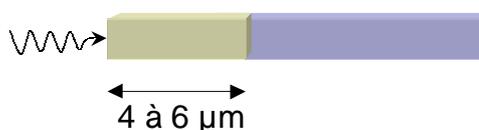


Figure II-3.9 : taux de génération optique dans le guide du 3T-HPT ($P_{opt} = 1 \mu W$, $\lambda = 1,55 \mu m$). En insert, idem en échelle linéaire.

Ces courbes permettent de voir que le taux de génération évolue avec les faisceaux réfléchis successivement réinjectés dans la couche absorbante, et qu'il est plus élevé lorsque la tache optique est plus petite, ce qui tient au fait que l'on a alors un faisceau optique plus dense en photons. D'autre part, l'échelle linéaire montre que l'on peut faire certaines approximations permettant d'introduire ce taux de génération dans le modèle électrique mono-dimensionnel. En effet, on peut admettre que le taux de génération est constant (valeur moyenne) dans les premiers microns du guide, et nul ensuite. Du point de vue électrique, la base étant



très fortement dopée, on peut supposer que les photoporteurs modifient le potentiel de base en zone d'éclairement, et que ce potentiel se propage tout le long du composant, augmentant ainsi le courant de collecteur.

En ce qui concerne maintenant les performances dynamiques, nous avons modélisé la réponse du 2T-HPT et du 3T-HPT, ce dernier étant commandé en courant. Les caractéristiques gain-fréquence présentées Figure II-3.10 montrent l'effet bénéfique du courant de base lorsque l'électrode est contrôlée. La fréquence de transition optique est quasiment doublée. Sur ces caractéristiques, les remontées aux fréquences élevées sont typiques d'une coupure liée au transit des porteurs. Les f_t optiques déterminés par la modélisation sont en bon accord avec l'expérience (20 GHz pour le 2T-HPT et 40 GHz pour le 3T-HPT).

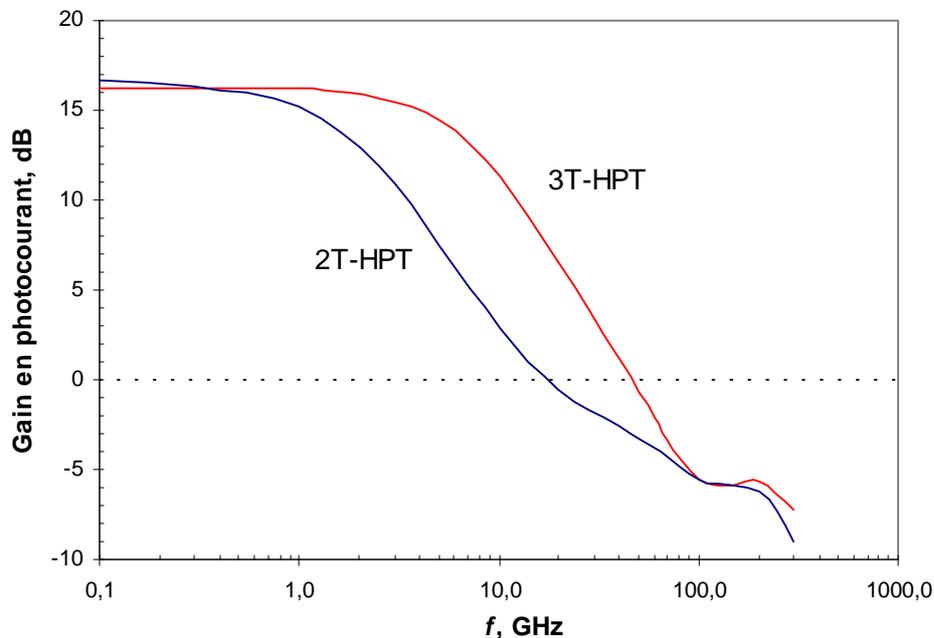


Figure II-3.10 : réponse dynamique des 2T et 3T-HPT ($P_{opt} = 1,7$ mW, $I_b = 400$ μ A, $V_{ce} = 1,5$ V, $\lambda = 1,3$ μ m).

En fait, ces résultats n'ont été obtenus qu'en fixant le niveau des recombinaisons (notamment les recombinaisons Auger) dans la base. D'une façon générale, ce paramètre est mal connu et peu discuté dans la littérature parce que les données expérimentales sont rares. Les résultats mesurés sont fortement corrélés aux conditions de mesure et les calculs théoriques sont ardues (voir chapitre I). En pratique, les différents coefficients de recombinaison Auger utilisés dans la littérature diffèrent de presque trois ordres de grandeur. Or ce paramètre intervient directement sur le gain du phototransistor, les recombinaisons de type Auger étant prépondérantes dans la base. La valeur que nous avons utilisée pour les électrons et les trous est de $1,6 \cdot 10^{-27}$ $\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$.

Une étude analogue a été faite pour ce qui concerne l'avalanche dans le collecteur. En introduisant dans notre modèle les coefficients d'ionisation d'InGaAs mesurés par Ritter *et al.* [1992], nous avons immédiatement retrouvé par le modèle la tension V_{ce} de claquage mesurée expérimentalement, et qui est proche de 4,5 V. Dans les conditions courantes de mesure ($V_{ce}=1,5$ V), l'effet de l'ionisation par choc en bout de collecteur est négligeable tant que le courant passant dans le phototransistor n'est pas trop élevé ($<10^5$ A/cm²).

Une fois tous ces paramètres fixés, nous n'y avons plus touché et l'ensemble des résultats de simulation que nous présentons est issu des mêmes paramètres.

Dans ce contexte, la réponse en fréquence simulée du phototransistor à trois terminaisons concorde bien avec les données expérimentales (Figure II-3.11), avec une fréquence de transition optique de 40 GHz pour ce composant.

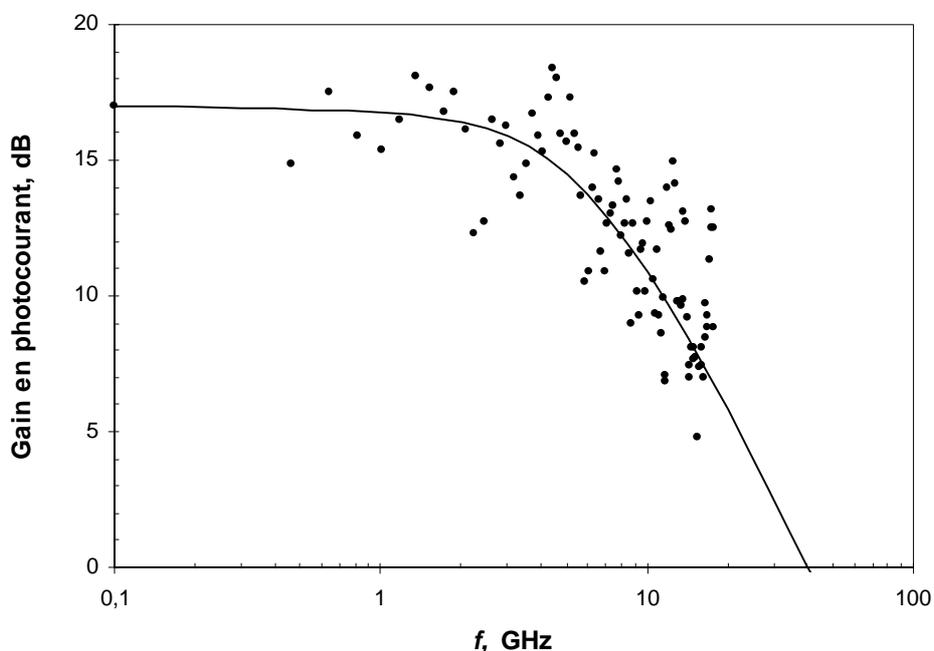


Figure II-3.11 : réponse du 3T-HPT. Les points correspondent aux mesures réalisées sur plusieurs composants. La réponse modélisée y est superposée (ligne).
Fibre clivée, $P_{opt} = 1,7$ mW, $I_b = 400$ μ A, $V_{ce} = 1,5$ V, $\lambda = 1,55$ μ m.

Au cours de notre travail, nous avons été amenés à modéliser le comportement d'une structure à trois terminaisons fabriquée au CNET de Bagnex (voir Annexe C). Cette structure, présentée dans le Tableau II-3.1, est éclairée par le dessus avec une base optique. Sa réponse en fréquence, présentée Figure II-3.12, correspond assez bien aux résultats expérimentaux avec une fréquence de transition calculée de 33 GHz proche de la valeur expérimentale de 25 GHz. Il est à noter que ces résultats sont liés à un rendement quantique calculé de 21 %, si l'on suppose qu'il n'y a pas de traitement antiréfléchissant.

Couches	Matériau	Dopage (cm ⁻³)	Epaisseur (Å)
Couche de contact	InGaAs	n : 10 ¹⁹	1000
	InP	n : 10 ¹⁹	500
Emetteur	InP	n : 10 ¹⁷	1500
Base	InGaAs	p : 8.10 ¹⁸	1000
Collecteur	InGaAs	n : 10 ¹⁶	5000
Sous-collecteur	InGaAs	n : 10 ¹⁹	5000
Substrat	InP	SI	

Tableau II-3.1 : structure épitaxiale du 3T-HPT fabriqué au CNET de Bagneux (voir Annexe C).

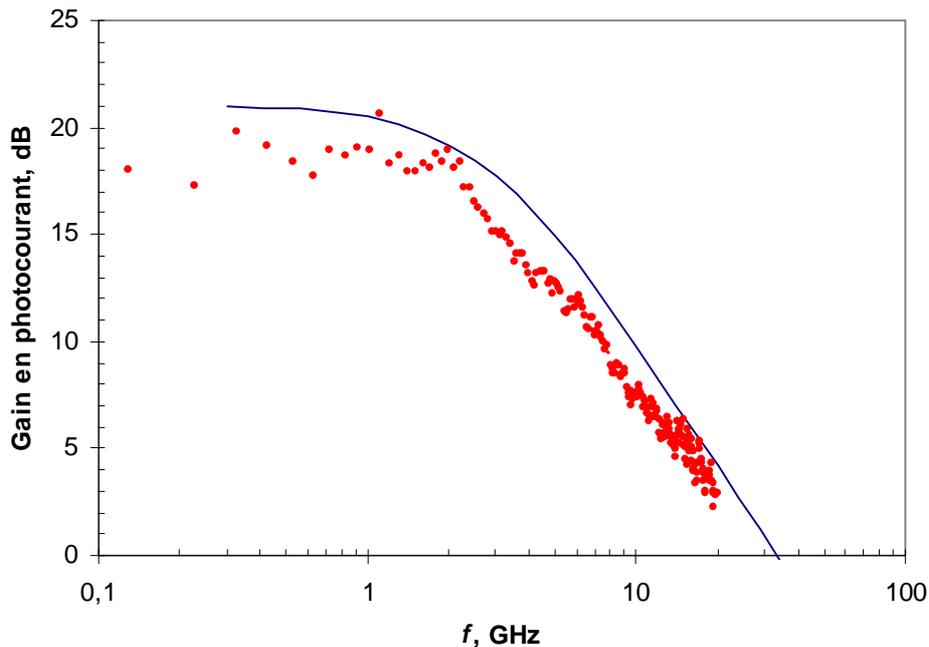


Figure II-3.12 : réponse fréquentielle de la structure CNET. Les points sont les résultats expérimentaux. La réponse modélisée y est superposée (ligne). Le f_t optique est d'à peu près 30 GHz. $V_{ce}=1,6$ V, $I_b=200$ mA, $P_{opt}=240$ μ W (éclairage par le dessus), $\lambda=1,55$ μ m.

Maintenant que nos outils de modélisation ont montré leur intérêt, nous pouvons aborder l'étude prospective de l'optimisation du phototransistor à hétérojonction sur InP à éclairage latéral, les structures optimisées étant actuellement en cours de fabrication dans notre laboratoire.

II-4. Optimisation

Du point de vue optique, il s'agit d'absorber la plus grande part possible d'énergie optique incidente, c'est-à-dire de maximiser le rendement quantique. Du point de vue électrique, il s'agit d'obtenir des structures montant haut en fréquence et offrant des possibilités de polarisation en accord avec les applications envisagées (tension de claquage élevée pour les applications de puissance...).

II-4.1. Amélioration des performances optiques

La première idée qui vient est d'augmenter le confinement du guide constitué par le phototransistor sans modifier la structure épitaxiale de la zone active (on considère que la zone effectivement active part du début de la zone désertée côté émetteur jusqu'au bout du collecteur). On a donc la possibilité d'ajouter une couche de quaternaire dopée N+, soit au-dessus dans l'émetteur, soit au-dessous comme sous-collecteur, de façon à réaliser un guide optique plus épais et, comme pour les photodiodes PIN-guide, dont le mode serait mieux adapté à celui de la fibre.

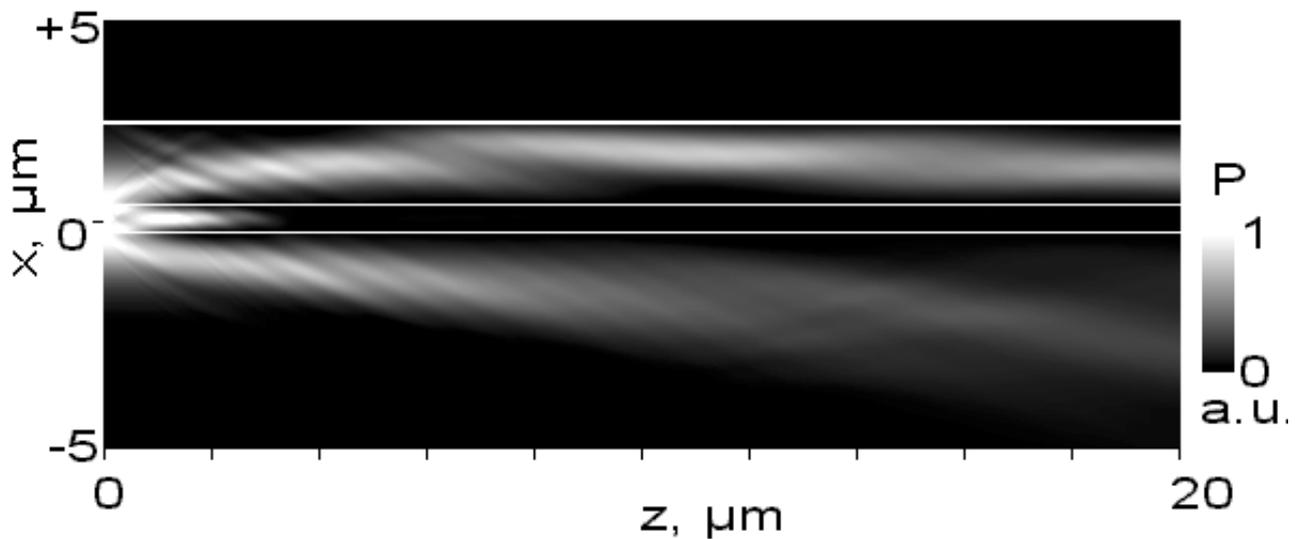


Figure II-4.1a : propagation de la lumière sans couche de confinement (BPM-2D). La lumière ($\lambda=1,3 \mu\text{m}$) est injectée sur la gauche avec une fibre lentillée, au centre du guide. La structure est celle du 3T-HPT fabriqué à l'IEMN.

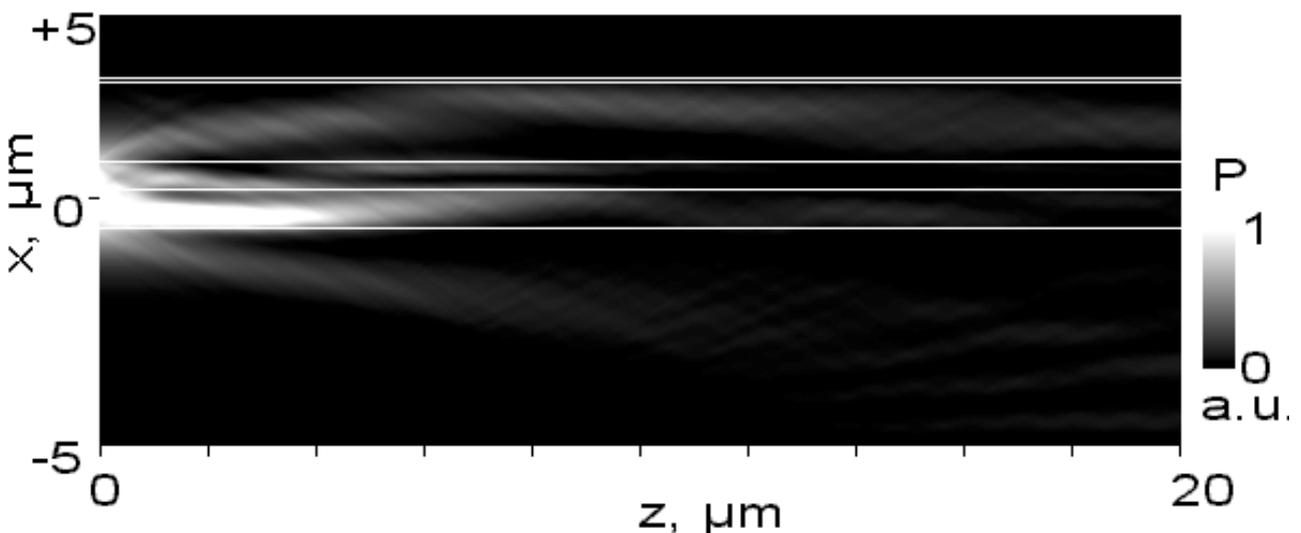


Figure II-4.1b : effet de la couche de confinement ($0,7 \mu\text{m}$ d'épaisseur). La lumière ($\lambda=1,3 \mu\text{m}$) est injectée sur la gauche avec une fibre lentillée. Le quaternaire rabat la lumière vers le cœur.

L'hétérojonction émetteur-base devant garder ses caractéristiques électriques (ΔE_c et ΔE_v notamment), il faut conserver une couche d'InP directement contre la base. On ne peut donc insérer

simplement à cet endroit une couche de quaternaire. Par contre, l'ajout d'un sous-collecteur en quaternaire ne modifie en rien le fonctionnement électrique du composant. C'est donc cette dernière solution que l'on a étudiée. A titre d'exemple, et pour bien montrer l'intérêt d'une telle couche de confinement, nous avons modélisé l'effet d'une couche de quaternaire ($\lambda_g=1,15 \mu\text{m}$) placée sous le collecteur en InGaAs de la structure 3T de l'ITEMN décrite au paragraphe précédent. Les Figure II-4.1a,b montrent bien comment se comporte le faisceau lumineux injecté dans le composant. Une grande partie de ce faisceau autrefois perdue dans le substrat est progressivement couplée dans le quaternaire puis réinjectée dans le ternaire et absorbée.

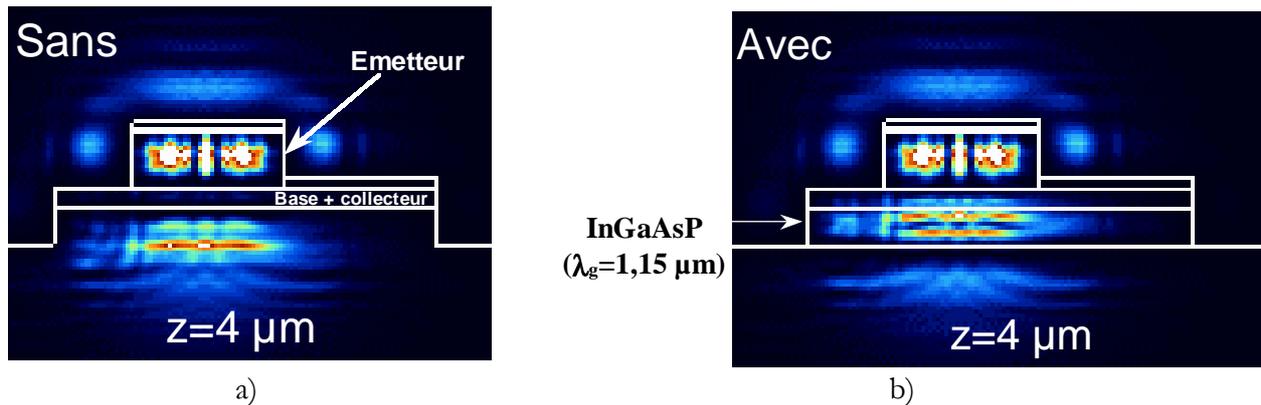


Figure II-4.2 : influence d'une couche de confinement en quaternaire ($0,7 \mu\text{m}$ d'épaisseur) sur la propagation de la lumière (BPM-3D). Puissance optique à une profondeur de $4 \mu\text{m}$ dans le guide d'onde.

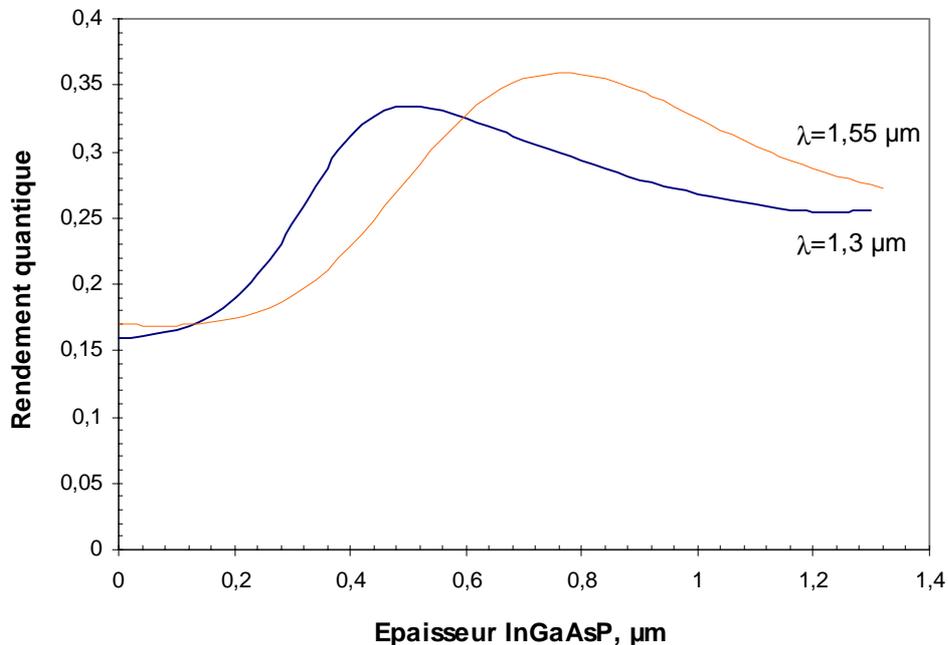


Figure II-4.3 : rendement quantique du phototransistor en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement en quaternaire (fibre clivée, longueur de composant : $20 \mu\text{m}$).

Une modélisation en trois dimensions de la distribution de lumière dans le phototransistor après $4 \mu\text{m}$ de propagation (Figure II-4.2) montre bien :

- les parties du faisceau optique qui partent dans l'air autour du ruban de la structure,
- les parties du faisceau optique qui restent confinées dans l'émetteur,
- ce qui part dans le substrat ou reste confiné près de la zone active par le quaternaire.

La Figure II-4.3 montre comment l'effet de cette couche dépend de son épaisseur et de la longueur d'onde. Pour notre structure, nous avons déterminé une valeur optimale de $0,7 \mu\text{m}$ à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ et de $0,5 \mu\text{m}$ à $\lambda=1,3 \mu\text{m}$. La modélisation prédit alors à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ un rendement quantique externe de 21 % avec une fibre clivée et de 63 % avec une fibre lentillée (contre 13 % et 43 % sans couche de quaternaire), pour un composant de $8 \mu\text{m}$ de long. On remarquera qu'on peut obtenir un rendement meilleur à $1,55 \mu\text{m}$ qu'à $1,3 \mu\text{m}$ bien que les coefficients d'absorption soit respectivement de 7000 cm^{-1} contre 11000 cm^{-1} . Ce qui montre bien l'effet que peut avoir le quaternaire. Remarquons que cette couche étant dopée N^+ , le modèle électrique a montré que son insertion n'entraîne pas de dégradation significative des caractéristiques dynamiques du HPT.

Dans l'idée de concevoir un HPT à double-hétérojonction, c'est-à-dire pour lequel tout ou partie du collecteur est en quaternaire, nous avons ensuite déterminé l'épaisseur que devrait avoir la couche de confinement pour différentes épaisseurs de InGaAs (espaceur+base+collecteur) allant de $0,12 \mu\text{m}$ à $0,52 \mu\text{m}$. Ces résultats sont résumés sur la Figure II-4.4.

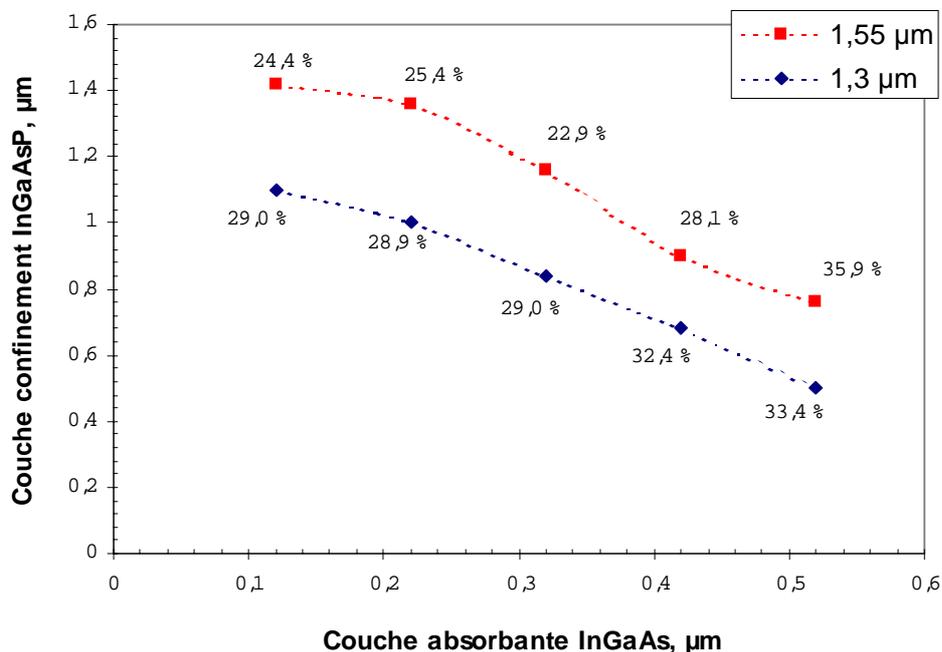


Figure II-4.4 : épaisseur de la couche de confinement nécessaire pour optimiser le rendement quantique (calculé pour une longueur de guide de $20 \mu\text{m}$). On a indiqué les rendements quantiques correspondants. Fibre clivée.

On voit que plus la couche absorbante de InGaAs est épaisse, plus le rendement quantique obtenu avec la couche de confinement correspondante est élevé. Mais le remplacement d'une partie du InGaAs du collecteur par du quaternaire ne dégraderait pas trop le rendement quantique et permettrait d'obtenir un HPT à double-hétérojonction.

Dès lors, seules la base et une partie du collecteur seraient absorbante. Dans ces conditions, il reste un certain nombre de problèmes en suspens :

- la distance de propagation nécessaire pour absorber la majeure partie du faisceau optique incident devient plus longue, d'où la nécessité de faire des composants plus long,
- pour les bases très fines, un dopage très élevé est indispensable de façon à réduire la résistance d'accès de base, or ce dopage va diminuer le coefficient d'absorption et accroître le problème précédent.

II-4.2. Amélioration des performances électriques

Nous allons nous intéresser successivement aux deux principales couches du phototransistor : la base et le collecteur.

Pour une base très courte ($<100 \text{ \AA}$), le temps de transit τ_b des électrons minoritaires dans la base varie en $1/W_b$, ce qui est caractéristique d'un comportement balistique. Pour les bases très épaisses ($>2000 \text{ \AA}$), τ_b varie en $1/(W_b)^2$, ce qui est caractéristique d'un transport par diffusion. Pour des épaisseurs intermédiaires, deux populations d'électrons cohabitent dans des proportions variables : les électrons balistiques et les électrons thermalisés à la suite d'interactions [Dodd, 1992].

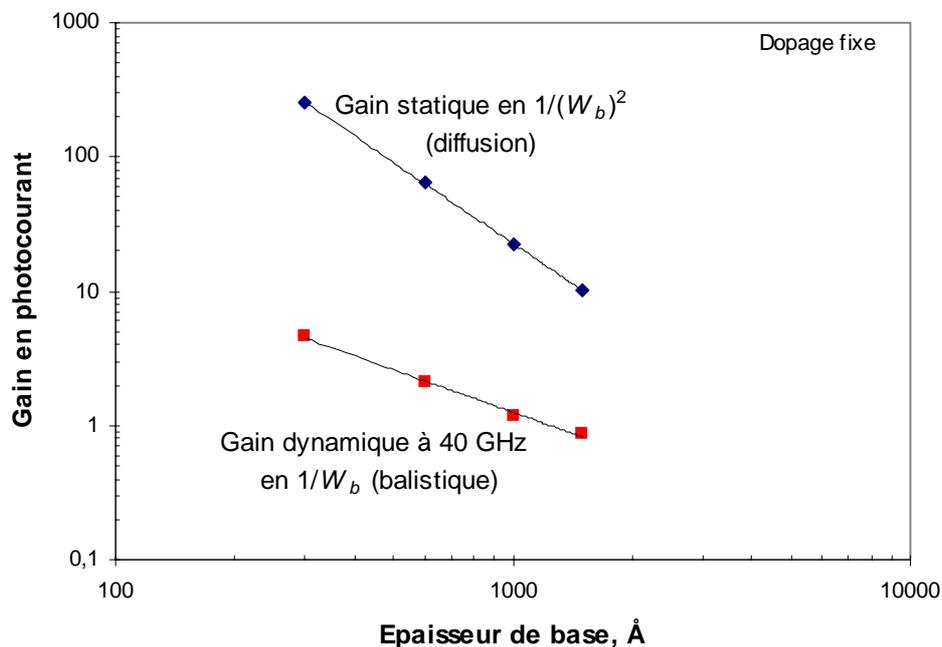


Figure II-4.5 : les gains statique et dynamique n'ont pas la même dépendance vis-à-vis de l'épaisseur de base. $P_{opt} = 1,7 \text{ mW}$, $\lambda = 1,55 \text{ \mu m}$, $I_b = 400 \text{ \mu A}$, $V_{ce} = 1,5 \text{ V}$.

Lorsqu'on fait varier l'épaisseur de base à dopage constant (Figure II-4.5) notre modèle donne une variation du gain basse fréquence en $1/(W_b)^2$, où W_b est l'épaisseur de la base (ce résultat correspond à un temps de calcul de 10 ns, c'est à dire à des fréquences de l'ordre de 100 MHz). Cette dépendance est

évidemment caractéristique d'un transport par diffusion des électrons dans la base. Par contre, le gain dynamique à 40 GHz varie en $1/W_b$, ce qui est caractéristique d'un transport balistique des électrons.

Par voie de conséquence, le dopage étant fixé, notre modèle montre que le f_t optique augmente quand l'épaisseur de base diminue (Figure II-4.6). Des résultats similaires ont récemment été publiés [Woods, 1997]. Une base plus fine implique une probabilité plus faible de recombinaison des électrons dans la zone P+. Le gain optique est donc augmenté et le produit gain-bande passante est amélioré.

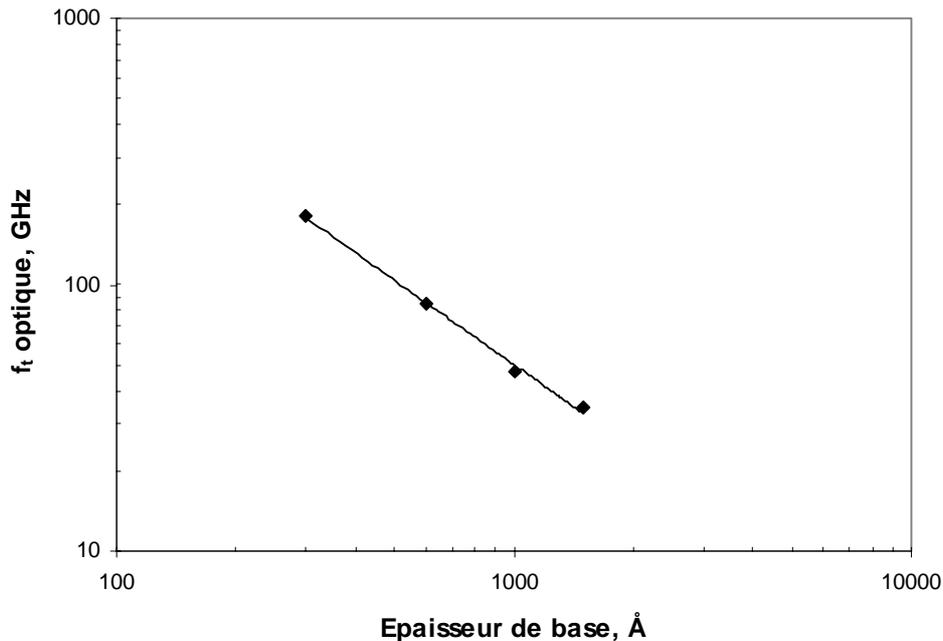


Figure II-4.6 : modélisation de l'influence de l'épaisseur de base sur le f_t optique. Le dopage est fixé (10^{19} cm^{-3}). $P_{opt} = 1,7 \text{ mW}$, $\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$, $I_b = 400 \text{ }\mu\text{A}$, $V_{ce} = 1,5 \text{ V}$.

La résistance de base est d'après Kroemer [1983] « *what has always been the main bottleneck of bipolar transistor design* »¹: il est nécessaire d'avoir une faible résistance de base pour pouvoir monter haut en fréquence. Du point de vue technologique, une base de HBT plus fine implique un dopage plus élevé pour maintenir la résistance d'accès aussi basse que possible. Mais si on utilise le HPT en tant que photodétecteur ou mélangeur optique-optique, il semble possible de laisser inchangé le niveau de dopage puisque le courant traversant l'électrode de base est constant. Pour les applications nécessitant l'application d'un signal micro-onde sur la base du 3T-HPT, la résistance d'accès doit être minimisée.

La résistance de base comporte trois composantes [Honjo, 1995] :

1. La **résistance de base intrinsèque** qui peut être diminuée en augmentant le dopage. Mais celui-ci est limité par plusieurs facteurs : la durée de vie des électrons doit rester supérieure au temps de transit dans la base, la solubilité du dopant est limitée, la diffusion du dopant entraîne une diminution de

¹ « Ce qui a toujours été le principal goulet d'étranglement dans la conception des transistors bipolaires. »

l'efficacité d'injection, et les dopages élevés peuvent poser des problèmes technologiques relatifs à l'utilisation du bâti d'épitaxie.

2. La **résistance de base extrinsèque** qui peut être diminuée d'une part par un procédé auto-aligné et d'autre part par épitaxie sélective (avec un dopage plus élevé).
3. La **résistance du contact ohmique**. Pour diminuer cette dernière, il est nécessaire d'optimiser le contact ohmique de la base. Dans ce but, nous avons effectué une étude expérimentale sur les contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au sur InGaAs. Le lecteur pourra la consulter en annexe B.

Notons que le dopant utilisé actuellement au laboratoire est le béryllium. Mais il serait préférable d'utiliser le carbone car il présente un taux d'incorporation élevé et un très faible coefficient de diffusion ; il ne nécessite donc pas le rajout d'un espaceur [Dubon-Chevallier, 1995 et Alexandre, 1995].

Tout ceci montre qu'il est plus favorable de diminuer l'épaisseur de base (jusqu'à 600 Å), même si cela exige de la doper au carbone à un niveau supérieur à 10^{19} cm^{-3} . Il faut alors préciser que le dépôt du plot de base doit être fait en technologie autoalignée sur le méso d'émetteur, et que les contacts ohmiques de type P sur InGaAs doivent avoir une résistance de contact très faible. Tout ceci n'est pas une mince affaire !

En ce qui concerne maintenant la structure du collecteur, le problème principal est celui du claquage. En effet, la faible bande interdite de InGaAs facilite le phénomène d'avalanche dans le collecteur. Il semble que ce soit le principal mécanisme de claquage dans les HBT à collecteur InGaAs [Chau, 1993]. Ritter *et al.* [1992] ont mesuré dans un HBT classique (base 1000 Å, collecteur 4200 Å) une tension de claquage en émetteur commun BV_{CE0} de 5,5 V à 300 K et 4,2 V à 423 K. Afin d'obtenir une tension de claquage plus élevée, on peut recourir à une double hétérojonction, ou à un profil de dopage optimisé dans le collecteur [Khrenov, 1996]. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux structures à double-hétérojonction car elles permettent une optimisation séparée de la base et du collecteur.

Nous avons montré qu'un HPT se comporte de la même façon qu'il soit éclairé dans le collecteur ou dans la base, et qu'un HPT à double hétérojonction (DHPT pour *Double Heterojunction PhotoTransistor*) est donc envisageable. De plus, nous avons montré l'intérêt d'une couche de confinement en InGaAsP (sous-collecteur). Un DHPT avec un collecteur partiellement ou totalement en quaternaire pourrait conserver un bon guidage optique et un bon rendement quantique tout en pouvant fonctionner à des tensions plus élevées : selon Abid *et al.* [1994], un HBT InP/InGaAs/In_{0,87}Ga_{0,13}As_{0,29}P_{0,71}, avec un espaceur InGaAs non-dopé de 900 Å entre la base et la couche de quaternaire (3000 Å), présente une tension de claquage supérieure à 10 V. Notons qu'un tel composant n'est intéressant que dans le cas d'un éclairage par la tranche, car on peut alors conserver un bon rendement quantique malgré le

collecteur transparent. Dans le cas d'un éclairage vertical, la faible épaisseur de couche absorbante traversée grèverait considérablement le rendement quantique.

Afin d'évaluer l'effet d'une telle structure, nous avons donc modélisé un HPT de $20\ \mu\text{m}$ de long avec un sous-collecteur de $0,7\ \mu\text{m}$ en quaternaire et un collecteur de $0,4\ \mu\text{m}$ partiellement en quaternaire : soient x l'épaisseur de ternaire en μm et $0,4-x$ l'épaisseur de quaternaire en μm . Nous avons tout d'abord effectué une étude optique par BPM afin de déterminer les taux de génération et les longueurs d'absorption. Nous avons ensuite comparé le signal micro-onde issu de chaque composant, dans des conditions de polarisation et d'éclairage identiques.

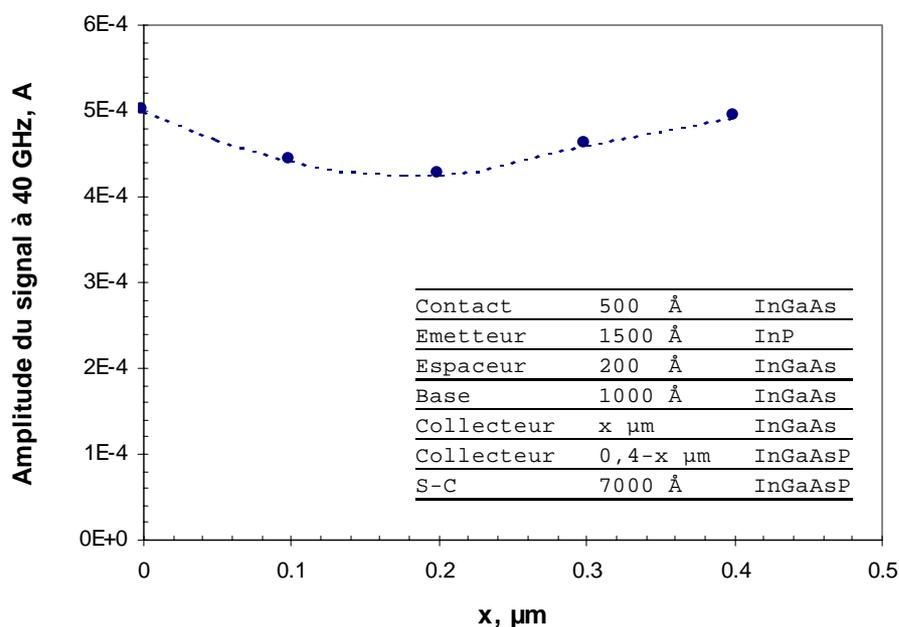


Figure II-4.7 : amplitude du signal micro-onde issu du composant en fonction de l'épaisseur x de ternaire dans le collecteur. La structure simulée est en insert. Le substrat est en InP. $P_{opt}=0,1\ \text{mW}$ modulée à 40 GHz (fibre lentillée, $\lambda=1,55\ \mu\text{m}$), $I_b=200\ \mu\text{A}$, $V_{ce}=1,5\ \text{V}$.

L'amplitude du signal à 40 GHz varie relativement peu (Figure II-4.7). Il semble donc qu'un DHPT InP/InGaAs/InGaAsP pourrait avoir une tension de claquage élevée tout en conservant de bonnes performances dynamiques. Notons qu'un des problèmes principaux des DHBT est l'effet de blocage des électrons à l'hétérojonction collecteur / sous-collecteur [Matsuoka, 1995] et que celui-ci peut être réduit par une interface graduelle [Beneking, 1996], un δ -dopage ou dopage dipolaire à l'hétérojonction [McAlister, 1997] ou un super-réseau [Nguyen, 1996].

II-4.3. Limites du composant

Le HPT est un composant redoutable à optimiser. Il faut d'une part optimiser la base (épaisseur et dopage) afin d'atteindre un bon f_t et une résistance de base faible, et d'autre part optimiser le collecteur en terme de claquage. Ces optimisations sont celles d'un HBT classique. Mais il faut également tenir compte du point de vue optique et optimiser le rendement quantique, par exemple avec une couche de confinement en quaternaire.

Il s'agit de réaliser un compromis entre ces différents objectifs en tenant compte des applications envisagées. Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art, les performances dynamiques des HPT sont essentiellement limitées par les problèmes de capacité. En effet, qu'il soit éclairé verticalement ou par la tranche, les dimensions optimales d'un HPT sont liées à la taille du faisceau optique. Un bon rendement quantique nécessite une largeur d'émetteur suffisamment importante pour récupérer la majeure partie du faisceau. Dans le cas des HPT éclairés par la tranche, la longueur du guide doit rester supérieure à la longueur d'absorption.

Dans le cas de notre composant de référence, la largeur du guide est de 4 μm et la longueur d'absorption est de 5 μm . Or, avec une épitaxie classique et un émetteur de $2 \times 10 \mu\text{m}^2$, Shigematsu *et al.* [1995] ont réalisé un HBT InP/InGaAs ayant un f_t de 161 GHz. Un HPT éclairé par la tranche est donc susceptible d'atteindre une telle fréquence si sa taille est réduite à $4 \times 5 \mu\text{m}^2$ et s'il est correctement éclairé. Il est peut-être possible de réduire la largeur d'émetteur à 2 ou 3 μm si l'on utilise une très bonne fibre lentillée, et donc d'augmenter encore le f_t sans nuire au rendement quantique.

Avec un DHBT ayant un émetteur de $1,6 \times 4,6 \mu\text{m}^2$, Matsuoka *et al.* [1995] ont obtenu un f_t de 160 GHz. Dans le cas d'un DHPT à collecteur tout quaternaire, la longueur d'absorption est de 15 μm . Si l'on suppose que l'on est limité par la capacité, et étant donné l'incertitude de notre méthode d'appréciation, pour une largeur d'émetteur de 2 μm nous fixerons la limite entre 40 GHz et 60 GHz. Mais la tension de claquage serait beaucoup plus élevée qu'avec un simple HPT.

Tout comme les HBT, les HPT présentent donc un compromis fréquence/puissance, dans lequel interviennent en plus les problèmes de rendement quantique. La structure des HPT doit donc être optimisée en fonction de l'application souhaitée : photodétection, commande d'oscillateur, etc.

II-5. Conclusion

Nous avons tout d'abord décrit le fonctionnement de base du HPT et nous avons montré que l'éclairage pouvait indifféremment avoir lieu dans la base ou le collecteur. Nous avons ensuite établi un état de l'art des HPT hyperfréquences montrant que leurs performances dynamiques sont généralement limitées par les problèmes de capacité, leurs dimensions géométriques étant liées au couplage avec le faisceau optique incident. Puis nous avons présenté notre composant de référence, qui

est un dispositif éclairé par la tranche de structure épitaxiale classique, et nous avons donné les principaux résultats expérimentaux le concernant.

Nous avons modélisé ce composant et avons obtenu une bonne concordance entre théorie et expérience. Les conditions d'injection de la lumière sont très importantes pour ces structures de type guide d'onde : une bonne fibre lentillée est nécessaire pour obtenir une bonne efficacité quantique, et l'alignement de la fibre est un paramètre très sensible. De même que le f_i est fonction des conditions de polarisation, le f_i optique est fonction des conditions d'éclairement car celles-ci influent sur la polarisation de la base.

Au cours de ce travail, nous avons pu apprécier les qualités et les limites de notre modélisation. La BPM est une technique fiable et éprouvée. Mais si notre modèle électrique permet de comprendre le fonctionnement du composant et de dégager des perspectives d'optimisation, son caractère prédictif est limité par l'incertitude sur les valeurs réelles des coefficients de recombinaisons dans la base. De plus, ce modèle est limité en basse fréquence pour des raisons de temps de calcul. Enfin, son caractère unidimensionnel ne permet pas de prendre en compte certains phénomènes liés à la résistance de la couche de base.

Cette étude nous a permis de dégager quelques perspectives d'optimisation du HPT InP/InGaAs éclairé par la tranche. Une couche de confinement InGaAsP dopée N⁺ placée entre le collecteur InGaAs et le sous-collecteur InP permet d'améliorer sensiblement le rendement quantique du composant. Son épaisseur doit être optimisée en fonction de l'épaisseur des couches absorbantes et de la longueur d'onde. Sans revêtement anti-réfléchissant et avec une fibre lentillée, on peut alors atteindre des rendements quantiques supérieurs à 60 %.

L'optimisation de l'épaisseur de la base dépend de l'usage du composant. Si la résistance d'accès de la base est indifférente (composant utilisé en tant que photodétecteur), il semble que l'épaisseur de base puisse être réduite sans augmentation du dopage. Le f_i optique est alors amélioré. Mais dans le cas d'applications telles que le mélange électro-optique ou le contrôle optique d'oscillateur, la résistance d'accès doit être minimisée en augmentant le dopage.

Les performances dynamiques des HPT sont la plupart du temps limitées par les problèmes de capacité, la taille du composant étant liée au couplage avec le faisceau optique. Avec une structure optique optimisée et une taille réduite au maximum, on pourrait espérer atteindre 160 GHz en photodétection. Toutefois, ces composants seront de petite taille, ils resteront sensibles au claquage et incapables de fournir une puissance microonde élevée. Au-delà de 160 GHz, l'avenir est aux HPT à

ondes progressives, ceux-ci permettant de s'affranchir des problèmes de capacité tout en offrant un très bon rendement quantique.

Pour les applications nécessitant des tensions de fonctionnement plus élevées, on peut envisager un DHPT avec un collecteur entièrement ou partiellement en quaternaire InGaAsP. Celui-ci doit permettre d'obtenir une tension de claquage plus élevée tout en jouant le rôle de couche de confinement optique. Un tel composant pourrait fonctionner jusqu'à des fréquences comprises entre 40 GHz et 60 GHz.

II-6. Références

Les références sont classées alphabétiquement selon le nom du premier auteur.

1. Abid Z., McAlister S.P., McKinnon W.R. et Guzzo E.E., « Temperature Dependent DC Characteristics of an InP/InGaAs/InGaAsP HBT », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 15, n°5, p. 178-180, mai 1994.
2. Aina O., Serio M., Mattingly M., O'Connor J., Shastry S.K., Hill D.S., Salerno J.P. et Ferm P., « High-speed InP/GaInAs heterojunction phototransistor on InP-on-Si grown by organometallic vapor phase epitaxy », *Applied Physics Letters*, vol.59, n°3, p. 268-270, juillet 1991.
3. Alexandre F., Benchimol J.L., Launay P., Dangla J. et Dubon-Chevallier C., « Modern Epitaxial Techniques for HBT Structures », *Solid-State Electronics*, vol. 38, n°9, p. 1667-1674, 1995.
4. Bashar S.A. et Rezazadeh A.A., « Optically Transparent ITO Emitter Contacts in the Fabrication of InP/InGaAs HPT's », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n°9, p. 2299-2303, septembre 1995.
5. Beneking H., « The Collector Function in Semiconductor Devices », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 43, n°9, p. 1416-1427, septembre 1996.
6. Campbell J.C., Dentai A.G., Burrus C.A. et Ferguson J.F., « High sensitivity InP/InGaAs heterojunction phototransistors », *Electronics Letters*, vol. 16, n°18, p. 713-714, 1980.
7. Carruthers T.F., Duling III I.N., Aina O., Mattingly M. et Serio M., « Responses of InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP heterojunction bipolar transistors to 1530 and 620nm ultrafast optical pulses », *Applied Physics Letters*, vol. 59, n°3, p. 327-329, 1991.
8. Chandrasekhar S., Hoppe M.K., Dentai A.G., Joyner C.H. et Qua G.J., « Demonstration of enhanced performance of an InP/InGaAs heterojunction phototransistor with a base terminal », *IEEE Electron Devices Letters*, vol. 12, p. 550-552, 1991.
9. Chau H.F., Pavlidis D., Hu J. et Tomizawa K., « Breakdown-Speed Considerations in InP/InGaAs Single- and Double-Heterostructure Bipolar Transistors », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 40, n°1, p. 2-8, janvier 1993.
10. Chau H.F., Liu W. et Beam III E.A., « InP-based Heterojunction Bipolar Transistors : recent advances and thermal properties », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 11, n°3, p. 114-120, février 1996.
11. De Barros L.E.M., Paoella A., Frankel M.Y., Romero M.A., Herczfeld P.R. et Madjar A., « Photoresponse of Microwave Transistors to High-Frequency Modulated Lightwave Carrier Signal », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 45, n°8, p. 1368-1374, août 1997.
12. Dodd P. et Lundstrom M., « Minority electron transport in InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors », *Applied Physics Letters*, vol. 61, n°4, p. 465-467, juillet 1992.
13. Dubon-Chevallier C., Launay P. et Dangla J., « Le transistor bipolaire à hétérojonction : un dispositif performant pour les futurs systèmes de télécommunication », *L'écho des RECHERCHES*, n°160, p. 27-38, 1995.
14. Frankel M.Y., Carruthers T.F. et Kyono C.S., « Analysis of Ultrafast Photocarrier Transport in AllInAs-GaInAs Heterojunction Bipolar Transistors », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, n°2, p. 278-285, février 1995.
15. Freeman P., Zhang X., Vurgaftman I., Singh J. et Bhattacharya P., « Optical Control of 14 GHz MMIC Oscillators Based on InAlAs/InGaAs HBT's with Monolithically Integrated Optical Waveguides », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 43, n°3, p. 373-378, mars 1996.
16. Fritzsche D., Kupbal E. et Aulbach R., « Fast response InP/InGaAsP heterojunction phototransistors », *Electronics Letters*, vol. 17, p. 178-180, 1981.
17. Fukano H., Takanashi Y. et Fujimoto M., « High-Speed InP-InGaAs Heterojunction Phototransistors Employing a Nonalloyed Electrode Metal as a Reflector », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, n°12, p. 2889-2895, décembre 1994.
18. Gonzalez C., Dangla J., Launay P. et Benchimol J.L., « InP HBT Phototransistor for Radio over Fibre communication systems », *Mobile Communications*, novembre 1996.
19. Gonzalez C., Palma C., Thuret J., Benchimol J.L. et Riet M., « InP/InGaAs HBT phototransistor as optoelectronic converter up to millimetre-wave bands », *MWP'97*, septembre 1997.
20. Ha K.H., Lee Y.H., Song J.I., Caneau C., Park C.Y. et Park K.H., « High-speed GaInP/GaAs heterojunction phototransistors », *Electronics Letters*, vol. 31, n°16, p. 1386-1387, août 1995.

21. Honjo K., « Applications of HBTs », *Solid-State Electronics*, vol. 38, n°9, p. 1569-1573, 1995.
22. Kamitsuna H., « Monolithically Integrated High-Gain and High-Sensitive Photoreceivers with Tunable Filtering Functions for Subcarrier Multiplexed Optical/Microwave Systems », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n°9, p. 2351-2356, septembre 1995.
23. Khrenov G. et Kulkova E., « Monte Carlo Analysis of ultrahigh-speed InP/InGaAs HBTs », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 11, n°3, p. 154-158, février 1996.
24. Kroemer H., « Heterostructure Bipolar Transistors and Integrated Circuits », *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, n°1, p.13-25, janvier 1982.
25. Kroemer H., « HBT: what should we built ? », *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 1, n°2, p. 126-130, avril-juin 1983.
26. Li W.Q., Karakucuk M., Freeman P.N., East J.R., Haddad G.I. et Bhattacharya P.K., « High-Speed Al Ga As/GaAs Multi-Quantum-Well Phototransistors with Tunable Spectral Response », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 14, n°7, p. 335-337, juillet 1993.
27. Liu C.P., Seeds A.J. et Wake D., « Two-Terminal Edge-Coupled InP/InGaAs Heterojunction Phototransistor Optoelectronic Mixer », *IEEE Microwave and guided wave letters*, vol. 7, n°3, p.72-74, mars 1997.
28. Magnin V., Van de Castele J., Vilcot J.P., Harari J., Gouy J.P. et Decoster D., « A 3 Terminals Edge-Coupled InGaAs/InP Heterojunction Phototransistor For Multifunction Operation », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 17, n°6, p. 408-412, 20 avril 1998.
29. Matsuoka Y. et Eiichi S., « InP/InGaAs Double-Heterostructure Bipolar Transistors for High-Speed ICs and OEICs », *Solid-State Electronics*, vol. 38, n°9, p. 1703-1709, 1995.
30. McAlister S.P., McKinnon W.R. et Driad R., « Improvement of f_T by dipole doping at the collector heterojunction in InP double HBTs », *Electronics Letters*, vol. 33, n°11, p. 991-993, 22 mai 1997.
31. Milano R.A., Dapkus P.D. et Stillman G.E., « An Analysis of the Performance of Heterojunction Phototransistors for Fiber Optic Communications », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 29, n°2, p. 266-274, février 1982.
32. Nguyen C., Liu T., Chen M., Sun H.-C. et Rensch D., « AlInAs/GaInAs/InP Double Heterojunction Bipolar Transistor with a Novel Base-Collector Design for Power Applications », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 17, n°3, p. 133-135, mars 1996.
33. Oka T., Tanoue T., Masuda H., Ouchi K. et Mozume T., « InP/InGaAs heterojunction bipolar transistor with extremely high f_T over 200 GHz », *Electronics Letters*, vol. 31, n°23, p. 2044-2045, novembre 1995.
34. Prakash D.P., Scott D.C., Fetterman H.R., Matloubian M., Du Q. et Wang W., « Integration of Polyimide Waveguides with Traveling-Wave Phototransistors », *IEEE Photonics Technology letters*, vol. 9, n°6, p. 800-802, juin 1997.
35. Ritter D., Hamm R.A., Feyngenson A. et Panish M.B., « Anomalous electric field and temperature dependence of collector multiplication in InP/Ga_{0.47}In_{0.53}As heterojunction bipolar transistors », *Applied Physics Letters*, vol. 60, n°25, p. 3150-3152, 22 juin 1992.
36. Shigematsu H., Iwai T., Matsumiya Y., Ohnishi H., Ueda O. and Fujii T., « Ultrahigh f_T and f_{max} New Self-Alignment InP/InGaAs HBT's with a Highly Be-doped Base Layer Grown by ALE/MOCVD », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 16, n°2, p. 55-57, février 1995.
37. Streit D., Tran L., Lai R., Chen Y., Cowles J., Kobayashi K., Oki A., Block T., Barksy M., Liu P.H. et Elliott J., « An InP-Based HEMT and HBT MMIC Production Line », *GAAS 97*, Bologne, p. 59-63, 3-5 septembre 1997.
38. Suematsu E. et Ogawa H., « Noise performance of MMIC HBTs as photodetectors », *23rd European Microwave Conference Proceedings*, p. 311-313, 1993a.
39. Suematsu E. et Ogawa H., « Frequency Response of HBT's as Photodetectors », *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 3, n°7, juillet 1993b.
40. Tachafine A., *Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 10 mars 1994.
41. Van de Castele J., Vilcot J.P., Gouy J.P., Mollot F. et Decoster D., « Electro-optical mixing in an edge-coupled GaInAs/InP heterojunction phototransistor », *Electronics Letters*, vol. 32, n°11, p. 1030-1032, 1996.
42. Van de Castele J., *Etude et réalisation de transducteurs opto-hyperfréquences sur matériaux III-V*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2 octobre 1996.
43. Wake D., Newson D.J., Harlow M.J. et Henning I.D., « Optically-biased, edge-coupled InP/InGaAs heterojunction phototransistors », *Electronics Letters*, vol. 29, n°25, p. 2217-2219, 1993.
44. Woods S.J., Walker A.B. et Wake D., « Simulation of Optically Biased, Edge Coupled InP/InGaAs Phototransistors », *EDMO 97*, p. 205-210, 24-25 novembre 1997.

Chapitre III

Etude de photodiodes PIN-guide à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement vertical

Chapitre III

Etude de photodiodes PIN-guide à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement vertical

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'imaginer et d'étudier des structures de photodiodes PIN-guide présentant d'une part un très fort coefficient de couplage, même avec une fibre clivée, et d'autre part une grande tolérance d'alignement permettant de conserver un coefficient de réponse élevé malgré les erreurs d'alignement relatives au montage. De tels composants sont susceptibles d'être utilisés dans des modules optiques à bas coût pour la réception chez l'utilisateur. Ces photodiodes doivent pouvoir fonctionner à faible tension et être fiables.

Leur structure se distingue avant tout de celles des photodiodes PIN-guide classiques par leur épaisseur importante, leur permettant de récupérer la majeure partie du faisceau optique issu d'une fibre clivée.

Les structures que nous avons étudiées sont :

- une structure à cœur massif InGaAs,
- des structures dont le cœur est composé d'une alternance d'InP et d'InGaAs,
- une structure inspirée des lentilles de Fresnel,
- des structures lentillées symétriques, inspirées des fibres optiques à indice graduel,
- des structures lentillées asymétriques.

Nous commencerons ce chapitre par l'étude optique par BPM-2D de chacune de ces structures. Puis nous continuerons par l'optimisation de certaines d'entre elles, à l'aide d'une méthode Monte Carlo couplée à la BPM-2D. Nous terminerons par l'étude électrique d'une de ces structures optimisées.

III-1. Etude optique

Tous les résultats présentés ont été réalisés pour une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ avec une fibre clivée (diamètre de tache optique : $8,5 \mu\text{m}$) et ont été obtenus avec la BPM-2D. Nous supposons que la face d'entrée de la photodiode a subi un traitement anti-réfléchissant. Notons que la largeur de ce type de composants ($\approx 50 \mu\text{m}$) est très supérieure au diamètre de tache optique, et qu'il n'y a donc pas de pertes latérales.

Nous nous proposons d'obtenir un rendement quantique supérieur à 0,8 (coefficient de réponse supérieur à 1 A/W) à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ et une tolérance d'alignement vertical à -1 dB supérieure à $\pm 2,5 \mu\text{m}$.

Les matériaux que nous envisageons sont InP, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (adapté en maille sur InP), et des quaternaires $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ adaptés en maille sur InP. Pour les indices optiques de ces matériaux, le lecteur se reportera au chapitre premier de cette thèse. Les quaternaires $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ adaptés en maille sur InP sont généralement plutôt désignés par la longueur d'onde λ_g de leur bande interdite. Par la suite, le quaternaire correspondant à λ_g sera désigné par Q_{λ_g} (par exemple $Q_{1,15}$ pour le quaternaire de $\lambda_g=1,15 \mu\text{m}$).

Pour toutes les structures étudiées, le faisceau optique est centré sur l'axe du guide optique. Remarquons que les métallisations n'ont pas été introduites dans la modélisation. Mais chaque structure est surmontée d'une couche d'InP de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur afin d'éloigner la métallisation fortement absorbante du guide optique, et donc d'en minimiser les perturbations [Harari, 1995].

Commençons cette étude par une structure à cœur massif InGaAs de $11 \mu\text{m}$ entouré de deux couches de confinement de $1 \mu\text{m}$ de $Q_{1,15}$. L'absorption se fait suivant une exponentielle décroissante sur une épaisseur de quelques microns (Figure III-1.1a). Ensuite l'absorption résiduelle est due au couplage entre les couches de confinement et le cœur absorbant. Le rendement quantique est de 98 % pour un composant de $20 \mu\text{m}$ de long. La tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 4,5 \mu\text{m}$ (Figure III-1.1b).

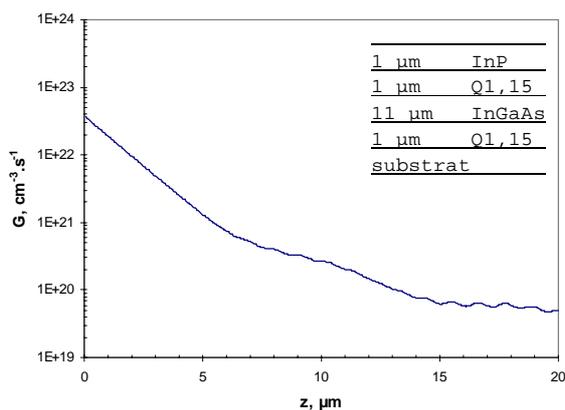


Figure III-1.1a : taux de génération optique G le long du guide, pour une puissance optique incidente de $1 \mu\text{W}$. La structure est donnée en insert.

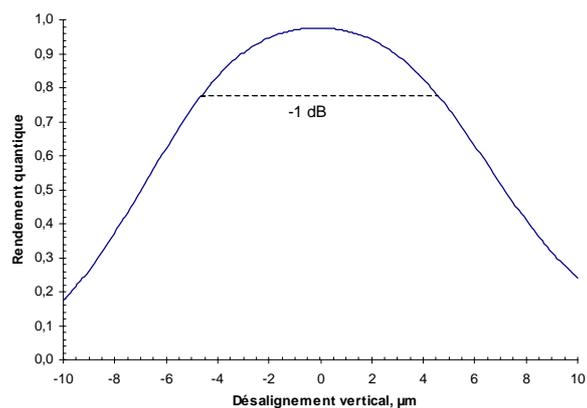


Figure III-1.1b : rendement quantique en fonction du désalignement vertical de la fibre. Les valeurs négatives correspondent à un décalage vers l'air, les valeurs positives à un décalage vers le substrat.

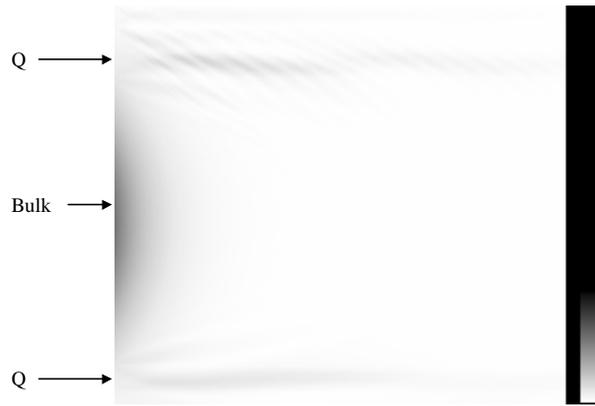


Figure III-1.2 : simulation de la propagation de la lumière sur 20 μm dans une structure à cœur massif.

Une telle structure est bien sûr un cas d'école. Il serait difficile de faire croître une telle épaisseur de InGaAs. L'éclairage par la tranche implique l'existence d'une interface air/InGaAs avec présence d'un champ électrique. Dans de telles conditions, un tel composant présenterait probablement des problèmes de fiabilité. De plus, InGaAs peut entraîner des problèmes de claquage par effet tunnel ou avalanche.

Il semble donc recommandé de minimiser l'épaisseur de InGaAs dans nos structures, ainsi que l'absorption au niveau de la face d'entrée. Pour ce faire, nous allons explorer deux grandes voies : tout d'abord des structures alternées où l'on remplace progressivement une part d'InGaAs par des couches d'InP ou de quaternaire, puis des structures lentillées dont le cœur InGaAs est entouré de couches de plusieurs quaternaires.

III-1.1. Structures alternées

Ces structures sont toutes composées d'un cœur de 11 μm entouré de deux couches de quaternaire $Q_{1,15}$ dopées de 1 μm d'épaisseur. Le cœur non-dopé est composé d'une alternance de couches d'InP et InGaAs (Figure III-1.3). L'axe x est celui de la croissance épitaxiale, l'axe z est celui de la propagation de la lumière.

Soit u l'épaisseur de chacune des 8 couches d'InP, et w l'épaisseur de chacune des 9 couches d'InGaAs. On a :

$$0 \leq u < \frac{11}{8} \Rightarrow 0 \leq u < 1,375 \mu\text{m}$$

$$w = \frac{11 - 8u}{9}$$

L'idée est de diminuer progressivement l'épaisseur des couches d'InGaAs tout en conservant un bon rendement. Le cœur massif étudié précédemment est un cas particulier ($u = 0 \mu\text{m}$).

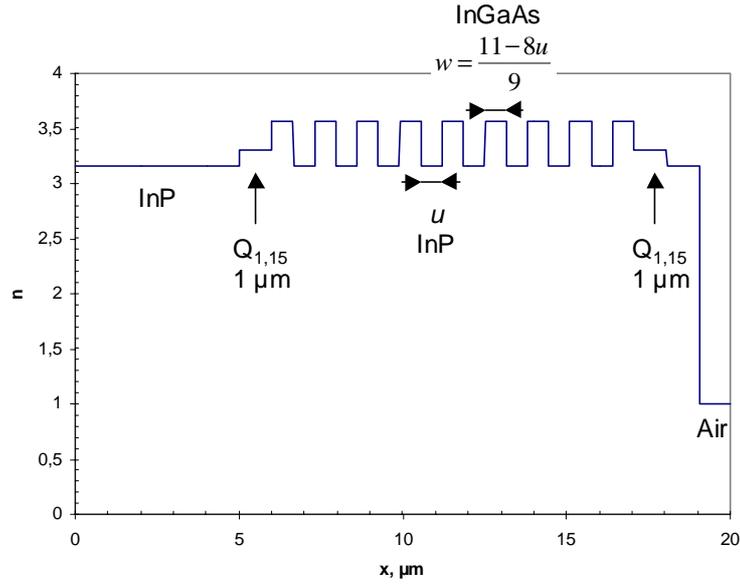


Figure III-1.3 : profil d'indice de réfraction des structures alternées.

Pour ces structures, le rendement quantique a été calculé au bout de 20 μm , l'absorption ayant lieu rapidement. Les résultats sont consignés dans le tableau ci-dessous :

Descriptif	u (μm)	w (μm)	u/w (InP/InGaAs)	η	R (A/W)	Epaisseur totale de InGaAs	Tolérance d'alignement vertical à -1 dB	Taux de génération à l'entrée ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)
massif	0		0	98 %	1,23	11 μm	$\pm 4,5 \mu\text{m}$	3,67E+22
alternée 1	0,25	1	0,25	97,5 %	1,22	9 μm	$\pm 4,5 \mu\text{m}$	3,66E+22
alternée 2	0,65	0,65	1	96 %	1,20	5,82 μm	$\pm 4,8 \mu\text{m}$	3,63E+22
alternée 3	1,1	0,25	4,4	89 %	1,11	2,25 μm	$\pm 4,2 \mu\text{m}$	3,70E+22

Tableau III-1.1 : caractéristiques des structures alternées modélisées.

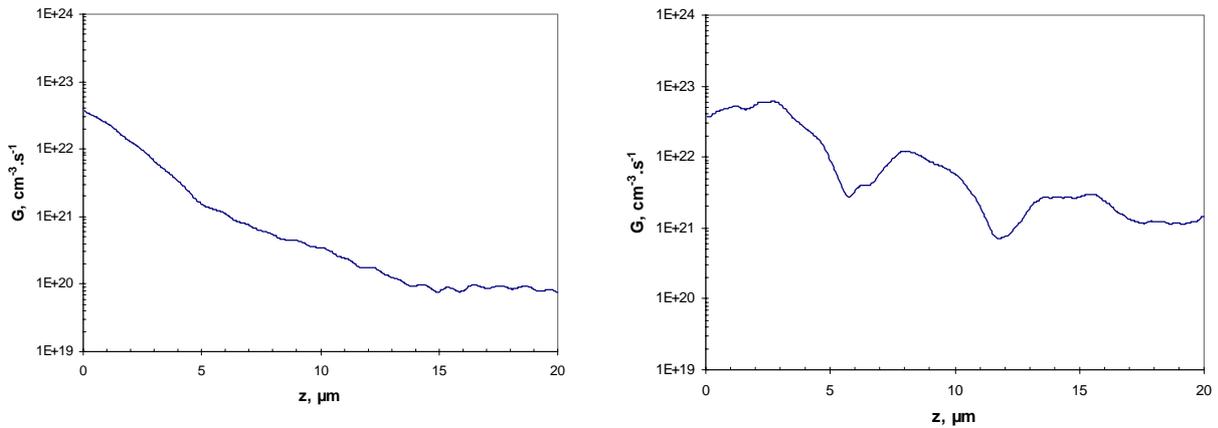


Figure III-1.4a,b : taux de génération optique le long du guide pour les structures alternée 1 à gauche et 3 à droite. $P_{opt}=1 \mu\text{W}$.

On voit Figure III-1.4b que le couplage entre les couches d'InP et les couches absorbantes se fait de façon périodique. La structure alternée 3 permet de repousser le maximum d'absorption loin de la face d'entrée, ce qui minimise les recombinaisons au niveau de la face d'entrée.

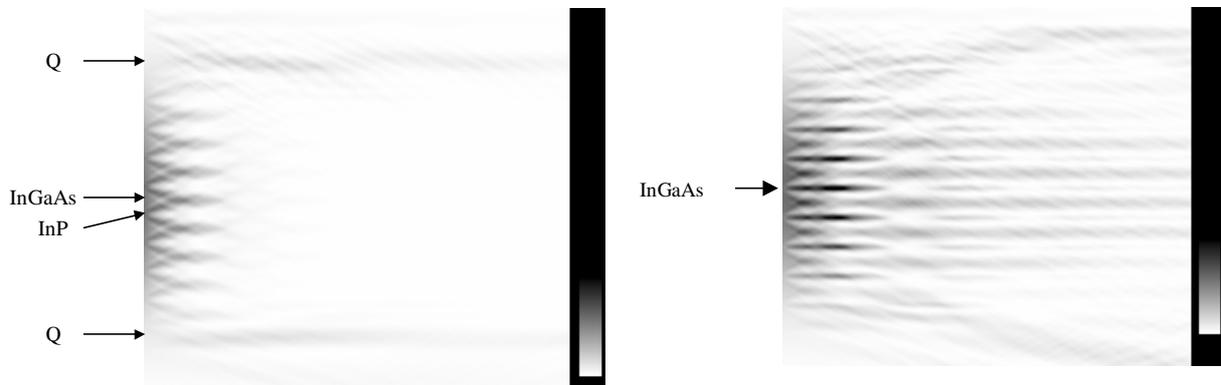


Figure III-1.5 : simulation de la propagation de la lumière dans le guide (sur 20 μm de longueur) pour les structures alternées 1 à gauche et 3 à droite. La lumière est injectée à gauche et se propage vers la droite. Le haut de l'image est situé dans l'air et le bas dans le substrat.

Notons que toutes les images présentées dans ce chapitre sont en contraste inverse afin d'en améliorer la perception. On voit Figure III-1.5 que la lumière se couple progressivement des couches d'InP vers les couches absorbantes d'InGaAs.

Nous avons également testé une structure où, par rapport à la structure alternée 3, nous avons remplacé les couches d'InP intermédiaires par des couches de quaternaire 1,15 μm :

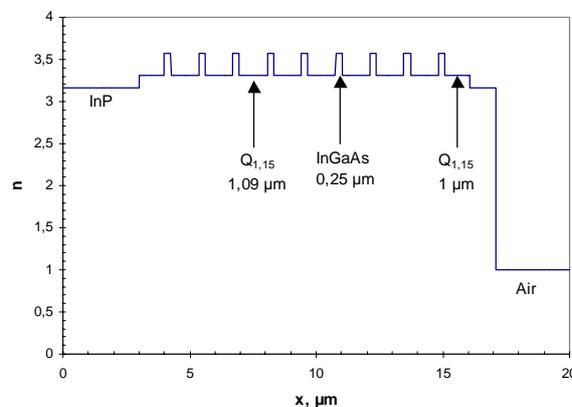


Figure III-1.6 : profil d'indice de la structure alternée 4.

Descriptif	u (μm)	w (μm)	u/w (InP/InGaAs)	η	R(A/W)	Épaisseur totale de InGaAs	Tolérance d'alignement vertical à -1 dB	Taux de génération à l'entrée ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)
alternée 4	1,1	0,25	4,4	95 %	1,19	2,25 μm	$\pm 4,5 \mu\text{m}$	3,68E+22

Tableau III-1.2 : résultats sur la structure alternée 4.

Les inconvénients des structures alternées est d'une part l'épaisseur importante des couches non-dopées (11 μm), ce qui impose une polarisation très importante du composant, d'autre part

l'introduction de nombreuses (16) hétérointerfaces qui influent sur les propriétés électriques de la structure et peuvent poser des problèmes d'épitaxie.

III-1.2. « Lentilles de Fresnel »

En partant des structures alternées et en ajoutant des couches de $Q_{1,15}$, nous avons imaginé une structure inspirée des lentilles de Fresnel, dont un exemple typique est donné Figure III-1.7a.

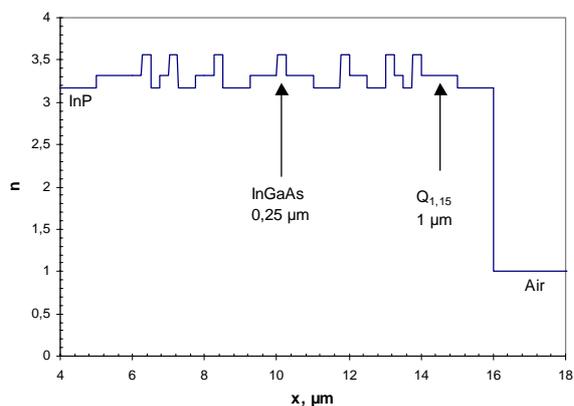


Figure III-1.7a : profil d'indice optique.

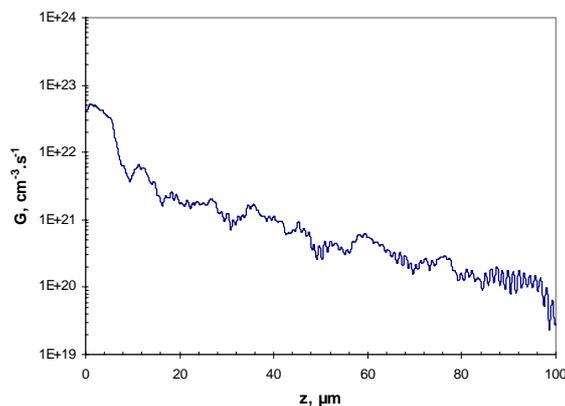


Figure III-1.7b : taux de génération. $P_{op}=1 \mu W$.



Figure III-1.8 : simulation de la propagation sur 100 μm .

On remarque (Figure III-1.7b et Figure III-1.8) que l'absorption se fait très rapidement malgré la faible épaisseur de InGaAs (1,75 μm au total). Le rendement quantique est de 95 % au bout de 100 μm et la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 4,0 \mu m$. Les inconvénients sont les mêmes que pour les structures alternées.

III-1.3. Structures lentillées symétriques

Une autre voie a été proposée par Kato *et al.* [1991 et 1994] afin d'accroître la tolérance d'alignement et le rendement des photodiodes pour le millimétrique : il s'agit de structures multi-modes dans lesquelles la couche absorbante est entourée d'un quaternaire. D'autres auteurs ont montré l'intérêt de ce type de structure pour les photodiodes à forte tolérance d'alignement [Akatsu, 1995].

Dans cette même perspective, Kato *et al.* [1996] ont publié une structure comportant un cœur absorbant de 3 μm entouré de couches de quaternaire de 2 μm , et ont obtenu à $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ un coefficient de réponse de 0,87 A/W ($\eta=83 \%$) à 1 V et une tolérance d'alignement vertical à -1 dB de 5,5 μm . Nakamura *et al.* [1997] ont publié une structure avec une couche absorbante InGaAlAs ($\lambda_g=1,4 \mu\text{m}$) de 2 μm entouré de couches InGaAlAs ($\lambda_g=1,1 \mu\text{m}$) de 2,5 μm offrant un coefficient de réponse de 0,95 A/W ($\eta=90 \%$) à $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ et une tolérance d'alignement à $-0,5 \text{ dB}$ de $\pm 2,6 \mu\text{m}$. La bande passante est de 3 GHz à 2 V. Tous ces résultats ont été obtenus avec une fibre clivée. Notre but est d'obtenir des structures à base d'InP, InGaAs et InGaAsP, présentant à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ des rendements et des tolérances encore meilleures. Nous sommes partis d'une structure constituée d'un cœur InGaAs de 3 μm et de couches de confinement en $\text{Q}_{1,25}$ de 4 μm (Figure III-1.9). Le rendement quantique calculé au bout de 100 μm est de seulement 62 % car la longueur de couplage entre les couches de confinement et le cœur est trop grande par rapport à la taille du composant.

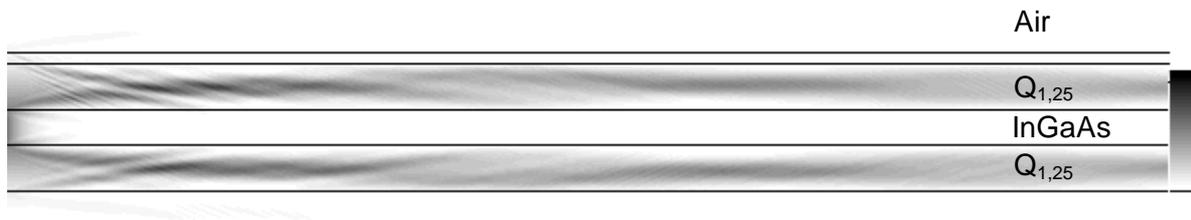


Figure III-1.9 : simulation de la propagation de la lumière dans une structure symétrique comportant un cœur de 3 μm et des couches de confinement de 4 μm . $\eta=62 \%$ à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

A partir de cette structure, nous nous proposons d'étudier des structures plus complexes comportant plusieurs couches de confinement en différents quaternaires. L'idée maîtresse est que la gradualité du profil d'indice doit permettre d'obtenir un effet de lentille focalisant la lumière vers le cœur absorbant de façon similaire à ce qui se passe dans une fibre optique à indice graduel.

Nous avons donc modifié la structure précédente en remplaçant les couches de $\text{Q}_{1,25}$ de 4 μm par 2 μm de $\text{Q}_{1,15}$ et 2 μm de $\text{Q}_{1,3}$ (voir Figure III-1.10 et Figure III-1.11a).



Figure III-1.10 : simulation de la propagation sur 100 μm dans une structure symétrique à deux quaternaires et cœur absorbant de 3 μm . On voit bien les pertes dans l'air et le substrat. $\eta=89 \%$ à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

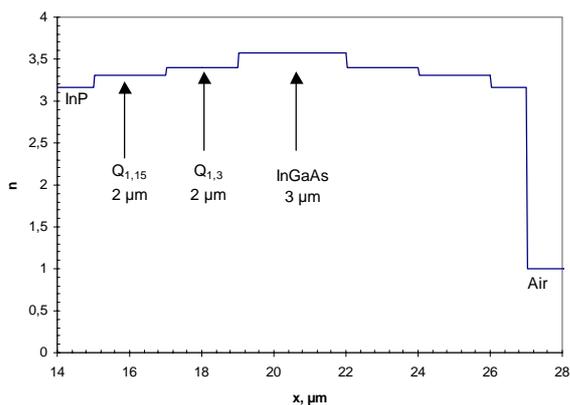


Figure III-1.11a : profil d'indice de réfraction d'une structure symétrique à deux quaternaires.

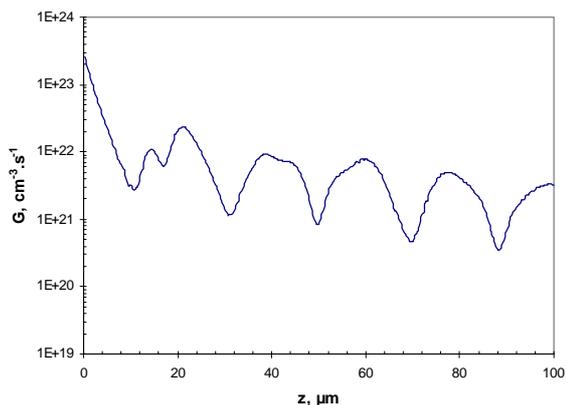


Figure III-1.11b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1 \mu W$.

On voit que le couplage entre les couches de confinement et le cœur se fait de façon périodique (Figure III-1.10 et Figure III-1.11b). Le rendement quantique est de 89 % et la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 4,0 \mu m$.

Dans le souci de limiter l'épaisseur de InGaAs, nous réduisons la taille du cœur à 2 μm , tout en conservant la même épaisseur de guide (11 μm) :

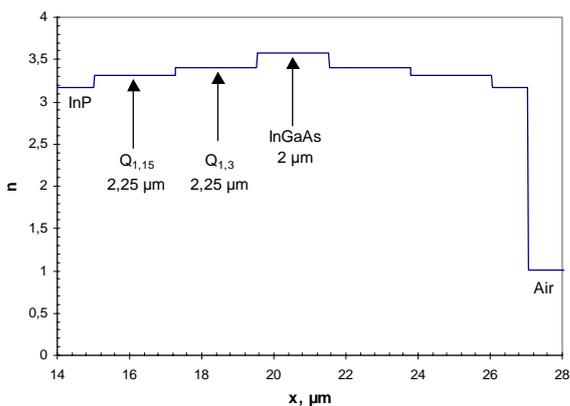


Figure III-1.12a : profil d'indice de réfraction d'une structure symétrique à deux quaternaires.

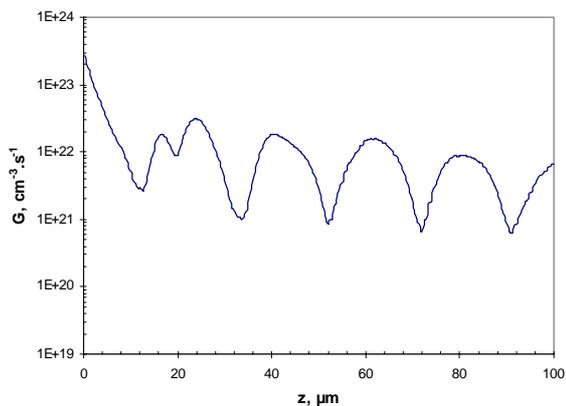


Figure III-1.12b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1 \mu W$.



Figure III-1.13 : simulation de la propagation sur 100 μm . Cœur absorbant de 2 μm .

Le rendement quantique est de 82 % et la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 4,3 \mu m$.

Par rapport à la structure précédente, nous réduisons encore la taille du cœur à 1 μm en conservant la même épaisseur de guide (11 μm) :

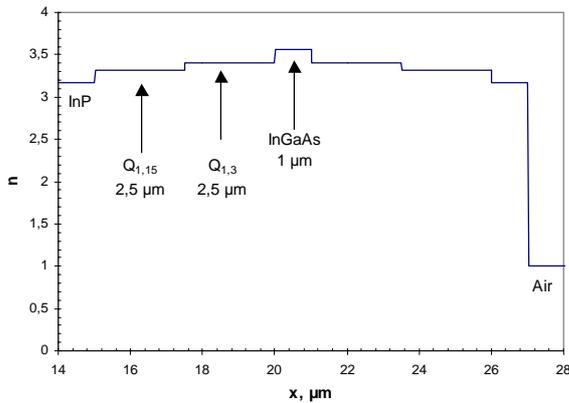


Figure III-1.14a : profil d'indice de réfraction d'une structure symétrique à deux quaternaires.

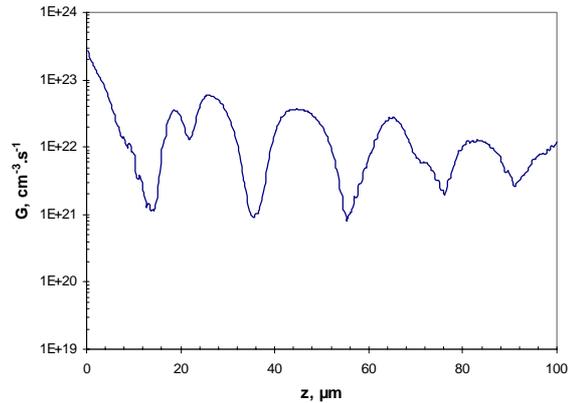


Figure III-1.14b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1 \mu\text{W}$.



Figure III-1.15 : simulation de la propagation sur 100 μm . Coeur de 1 μm .

Le rendement quantique est de 63 % et la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 4,8 \mu\text{m}$. La faible valeur du rendement est due à la faible épaisseur de la couche absorbante InGaAs.

Mais il est possible d'augmenter considérablement le rendement quantique en conservant un cœur de 1 μm et en utilisant une lentille plus graduelle (quatre quaternaires de même épaisseur) :

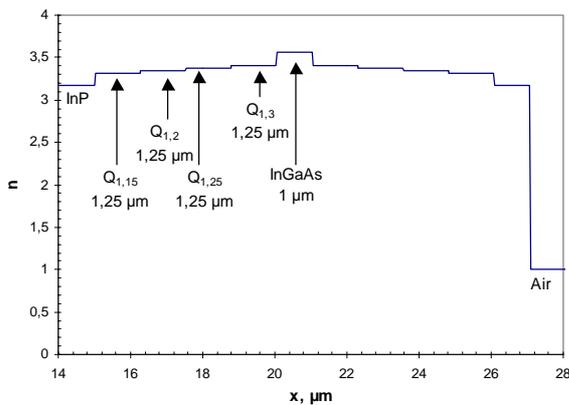


Figure III-1.16a : profil d'indice de réfraction d'une structure symétrique à quatre quaternaires.

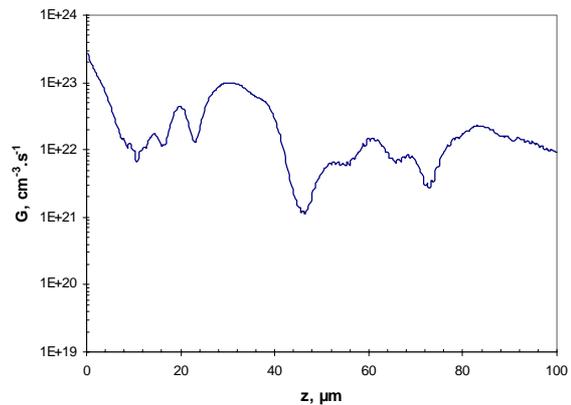


Figure III-1.16b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1 \mu\text{W}$.



Figure III-1.17 : simulation de la propagation sur 100 μm dans une structure à quatre quaternaires et cœur absorbant de 1 μm . On voit très bien l'effet de lentille qui focalise la lumière vers le cœur absorbant.

Le rendement quantique est de 85 % et la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 4,0 \mu\text{m}$. La lumière est focalisée vers $z=30 \mu\text{m}$ (Figure III-1.17). Nous voyons que cette lentille plus graduelle permet d'améliorer le rendement très sensiblement (85 % au lieu de 63 %) par rapport à la structure précédente à deux quaternaires.

L'efficacité de ces structures lentillées dépendra de la capacité technologique à épitaxier des structures épaisses comportant différents quaternaires. On peut penser que plus le nombre de quaternaires réalisables sera élevé, plus la variation d'indice sera graduelle et plus la lentille pourra être efficace. Mais plus la réalisation technologique sera délicate. Notons que le cas idéal serait de faire varier la composition du quaternaire de façon continue.

Dans la structure précédente, les quatre quaternaires avaient tous la même épaisseur. Mais cette solution n'était peut-être pas la meilleure. Nous avons donc essayé différentes épaisseurs (*méthode d'essai et erreur*), consignés dans le tableau ci-dessous :

	a	b	c	d	e	f	g
Q_{1,15}	1,25 μm	2 μm	2,5 μm	1 μm	0,5 μm	2 μm	2 μm
Q_{1,2}	1,25 μm	1,5 μm	1,75 μm	2 μm	1 μm	1,5 μm	1,5 μm
Q_{1,25}	1,25 μm	1 μm	0,5 μm	1,5 μm	1,5 μm	0,75 μm	1,25 μm
Q_{1,3}	1,25 μm	0,5 μm	0,25 μm	0,5 μm	2 μm	0,75 μm	0,25 μm
Rendement quantique	85 %	92 %	88 %	88 %	67 %	89 %	89 %

Tableau III-1.3 : différents essais de structures symétriques à 4 quaternaires, avec un cœur de 1 μm .

Nous voyons que les rendements varient de 67 % à 92 %, ce qui montre bien la nécessité d'optimiser l'épaisseur de chaque couche. Il semble préférable de diminuer l'épaisseur des couches quand on se rapproche du cœur, afin d'obtenir une bonne focalisation.

Nous avons donc sensiblement amélioré le rendement puisque avec la structure b nous avons atteint 92 % au lieu des 85 % de la structure de départ, tout en conservant la même épaisseur totale. La tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 3,8 \mu\text{m}$.

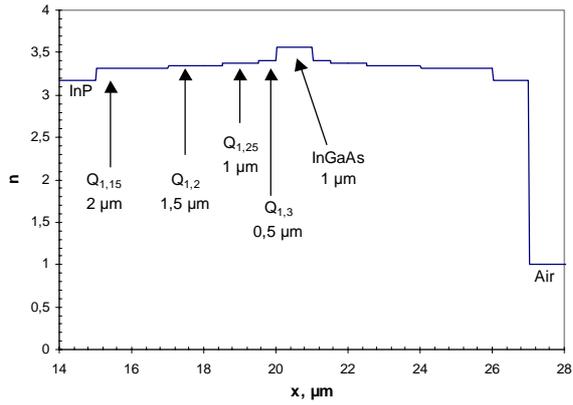


Figure III-1.18a : profil d'indice de réfraction d'une structure symétrique à quatre quaternaires d'épaisseurs optimisées.

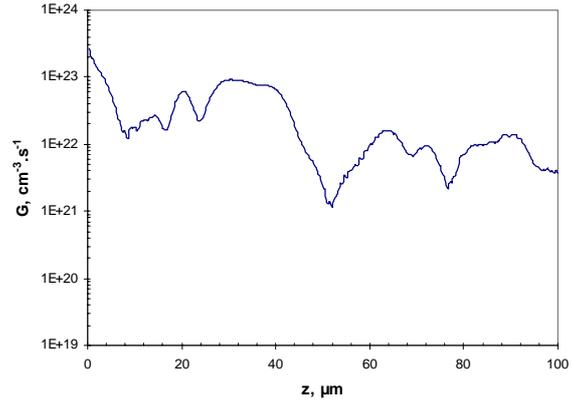


Figure III-1.18b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1 \mu W$.



Figure III-1.19 : simulation de la propagation sur 100 μm dans une structure à quatre quaternaires d'épaisseurs optimisées. Coeur absorbant de 1 μm .

Une possibilité pour réduire encore l'épaisseur de InGaAs est d'insérer des couches non-absorbantes (InP ou InGaAsP) dans le cœur de 1 μm . Nous avons effectué quelques essais de cœurs. Les meilleurs résultats sont consignés dans les deux tableaux ci-dessous :

InGaAs	0,125 μm	0,1 μm	0,15 μm
Q_{1,3} μm	0,25 μm	0,25 μm	0,2 μm
InGaAs	0,25 μm	0,3 μm	0,3 μm
Q_{1,3} μm	0,25 μm	0,25 μm	0,2 μm
InGaAs	0,125 μm	0,1 μm	0,15 μm
Rendement quantique	93 %	92 %	93 %

InGaAs	0,125 μm
InP	0,25 μm
InGaAs	0,25 μm
InP	0,25 μm
InGaAs	0,125 μm
Rendement quantique	96 %

Tableau III-1.4 : quelques essais de cœurs à structure composite.

Nous voyons qu'un tel cœur composite permet d'améliorer encore le rendement. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec une alternance de couches InGaAs et InP d'épaisseurs optimisées : on atteint alors un rendement quantique de 96 % pour une épaisseur totale de InGaAs de seulement 0,5 μm . Sa tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 3,6 \mu m$. L'inconvénient d'une telle structure est la présence d'hétérointerfaces dans la zone non-dopée qui influent sur le comportement électrique du composant.

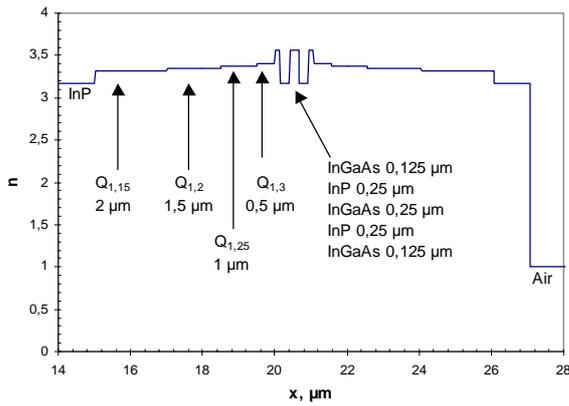


Figure III-1.20a : profil d'indice de réfraction d'une structure symétrique à quatre quaternaires d'épaisseurs optimisées, et à coeur composite.

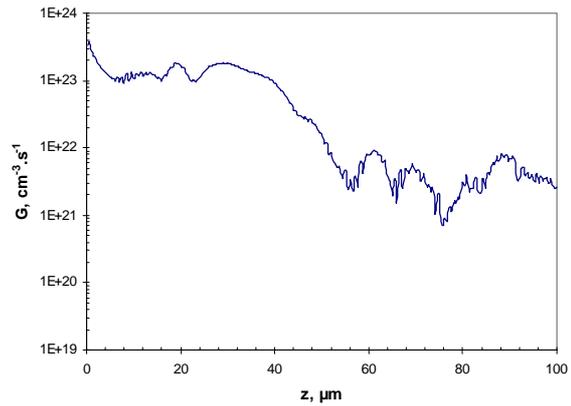


Figure III-1.20b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1 \mu W$.

Les figures ci-dessous présentent la simulation de la propagation de la lumière dans la structure à coeur composite InP/InGaAs, tout d'abord avec un alignement parfait de la fibre et du guide, puis avec un désalignement vertical de $2,5 \mu m$. L'intérêt de ces structures lentillées est évident puisque le rendement quantique est de 96 % dans cas idéal et encore de 87 % dans le second cas.



Figure III-1.21 : simulation de la propagation de la lumière sur $100 \mu m$ dans une structure à coeur composite. On voit très bien l'effet de lentille. Le rendement quantique est de 96 %.



Figure III-1.22 : simulation de la propagation avec la fibre décalée de $2,5 \mu m$ vers le substrat. La lentille continue de remplir sa fonction. Les pertes dans le substrat augmentent (rendement quantique = 87 %).

III-1.4. Structures lentillées asymétriques

La Figure III-1.22 nous a donné l'idée de tester des structures lentillées asymétriques. L'asymétrie permet d'avoir une couche active (InGaAs) proche de la surface du composant : le confinement latéral des porteurs peut alors être assuré en dopant p+ par diffusion les couches sous la métallisation.

Pour obtenir de bons résultats, nous avons utilisé un cinquième quaternaire $Q_{1,1}$ et nous avons pris un cœur absorbant de $1,5\ \mu\text{m}$. Le rendement quantique est de 90 % et la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $-3,7\ \mu\text{m}$ à $+3\ \mu\text{m}$. De plus, cette structure donne une bonne répartition de l'absorption le long du guide optique. Enfin, la comparaison de la Figure III-1.22 et de la Figure III-1.25 justifie notre idée de départ.

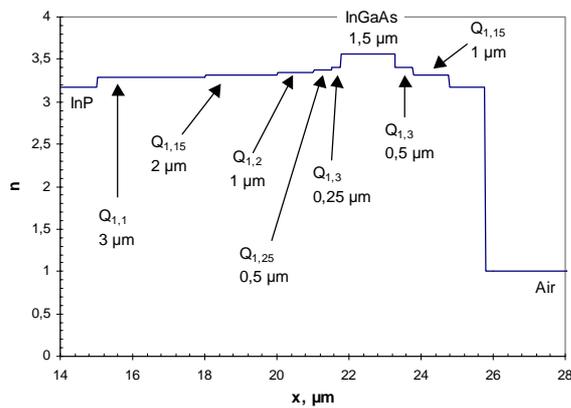


Figure III-1.23a : profil d'indice de réfraction d'une structure asymétrique à cinq quaternaires.

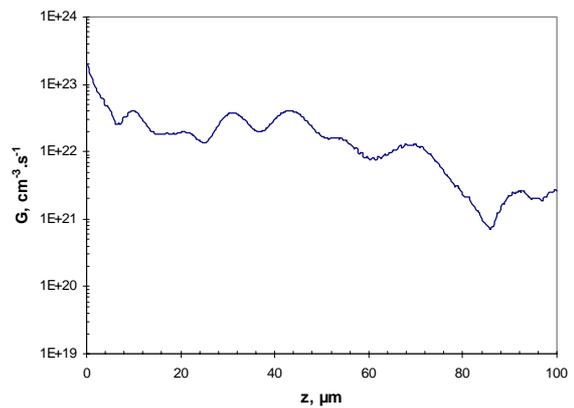


Figure III-1.23b : taux de génération optique le long du guide. $P_{opt}=1\ \mu\text{W}$.

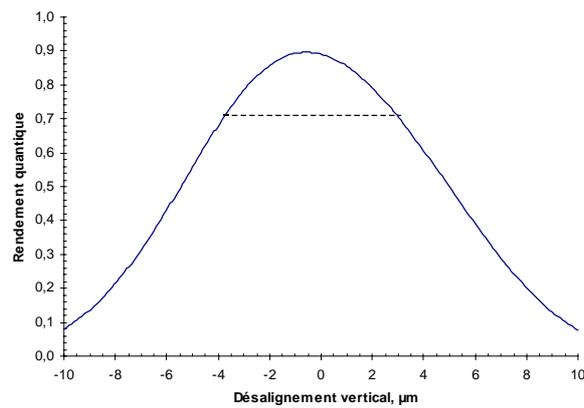


Figure III-1.24 : rendement quantique en fonction du désalignement vertical de la fibre.



Figure III-1.25 : simulation de la propagation sur $100\ \mu\text{m}$.

III-1.5. Récapitulatif

Nous résumons dans le tableau ci-dessous les résultats obtenus pour chaque structure :

Descriptif	η_{int}	R (A/W)	Longueur du guide	Épaisseur du guide	Épaisseur totale de InGaAs	Tolérance d'alignement vertical à -1 dB	G en entrée ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)
massif	98 %	1,23	20 μm	13 μm	11 μm	$\pm 4,5 \mu\text{m}$	3,67E+22
alternée 1	97,5 %	1,22	20 μm	13 μm	9 μm	$\pm 4,5 \mu\text{m}$	3,66E+22
alternée 2	96 %	1,20	20 μm	13 μm	5,82 μm	$\pm 4,8 \mu\text{m}$	3,63E+22
alternée 3	89 %	1,11	20 μm	13 μm	2,25 μm	$\pm 4,2 \mu\text{m}$	3,70E+22
alternée 4	95 %	1,19	20 μm	13 μm	2,25 μm	$\pm 4,5 \mu\text{m}$	3,68E+22
« Fresnel »	95 %	1,19	100 μm	10 μm	1,75 μm	$\pm 4,0 \mu\text{m}$	4,17E+22
lentillée 1	89 %	1,11	100 μm	11 μm	3 μm	$\pm 4,0 \mu\text{m}$	2,61E+23
lentillée 2	82 %	1,02	100 μm	11 μm	2 μm	$\pm 4,3 \mu\text{m}$	2,68E+23
lentillée 3	63 %	0,79	100 μm	11 μm	1 μm	$\pm 4,8 \mu\text{m}$	2,75E+23
lentillée 4	85 %	1,06	100 μm	11 μm	1 μm	$\pm 4,0 \mu\text{m}$	2,75E+23
lentillée 5	92 %	1,15	100 μm	11 μm	1 μm	$\pm 3,8 \mu\text{m}$	2,75E+23
lentillée 6	96 %	1,20	100 μm	11 μm	0,5 μm	$\pm 3,6 \mu\text{m}$	3,32E+23
asymétrique	90 %	1,12	100 μm	9,75 μm	1,5 μm	$\pm 3,3 \mu\text{m}$	1,93E+23

Tableau III-1.5 : tableau récapitulatif des structures modélisées par BPM-2D.

On remarque que toutes ces structures sont très tolérantes au point de vue de l'alignement vertical, ce qui n'est pas étonnant car elles sont toutes plus épaisses que le diamètre de tache optique qui est de 8,5 μm . De plus, on peut atteindre des rendements quantiques supérieurs à 90 % avec seulement 1 μm de couche absorbante, voire moins.

Nous résumons dans le tableau suivant les avantages et inconvénients de chaque type de structure :

Structure	Avantages	Inconvénients
Cœur massif	très bon rendement absorption rapide faible G à l'entrée	11 μm de InGaAs
Alternées	bon rendement absorption rapide faible G à l'entrée	épaisseur des couches non-dopées nombreuses hétérointerfaces
« Fresnel »	bon rendement peu de InGaAs (1,75 μm) faible G à l'entrée	épaisseur des couches non-dopées nombreuses hétérointerfaces
Lentillées symétriques	peu de InGaAs (0,5 à 3 μm) quaternaires dopés	absorption lente G à l'entrée important épitaxie des différents quaternaires
Lentillée Asymétrique	peu de InGaAs (0,5 à 3 μm) quaternaires dopés	absorption lente G à l'entrée important épitaxie des différents quaternaires

Tableau III-1.6 : avantages et inconvénients de chaque structure. G est le taux de génération optique.

Si l'on veut limiter les pertes par recombinaison à l'entrée, les structures présentant un faible taux de génération optique G à l'entrée sont préférables (cœur massif, alternées et « Fresnel »). Pour ce qui est

de la polarisation du composant, les meilleures structures sont celles dont les couches non-dopées sont les moins épaisses (lentillées).

Les structures lentillées (symétriques et asymétriques) ont été sélectionnées pour la suite de l'étude. L'intérêt de ces structures est la faible épaisseur de InGaAs ($\leq 1,5 \mu\text{m}$) et le fait que les couches de confinement sont dopées, ce qui permettra un fonctionnement à faible tension. L'efficacité de la lentille dépend du nombre de quaternaires différents réalisables et de leurs épaisseurs respectives, qui sont à optimiser.

III-2. Optimisation par méthode Monte Carlo

Jusqu'ici nous avons optimisé quelques structures « à la main », c'est-à-dire en utilisant la méthode d'essai et erreur et notre intuition des phénomènes physiques. Il nous paraissait nécessaire d'automatiser ce processus d'optimisation. La première idée qui vient à l'esprit est faire varier de façon quasi-continue l'épaisseur de chaque couche indépendamment des autres. Mais le guide optique forme un tout du point de vue de la propagation optique : l'épaisseur optimale de chaque couche dépend des épaisseurs de chacune des autres couches.

Il nous fallait donc trouver une méthode permettant d'optimiser simultanément 5, 6, 7 ou 8 couches en un temps raisonnable. Nous avons donc eu l'idée de coupler notre BPM-2D avec un algorithme de type Monte Carlo.

III-2.1. Méthode Monte Carlo

Les méthodes de Monte Carlo consistent en des simulations expérimentales de problèmes mathématiques, dans lesquelles des nombres aléatoires sont utilisés pour trouver une solution [Nougier, 1987].

Le principe est simple : on se fixe un type de structure, par exemple une structure symétrique comprenant un cœur absorbant et quatre couches de quaternaire. On définit un espace de recherche, c'est-à-dire un intervalle pour chaque variable du problème (chaque épaisseur de couche). Pour chaque structure, on tire au sort (à l'aide de nombres pseudo-aléatoires) les épaisseurs des couches, avec la contrainte que l'épaisseur totale du guide doit rester égale à une certaine valeur. La structure est alors évaluée par la BPM-2D qui nous fournit le rendement quantique. Pour obtenir des résultats statistiquement fiables, il est nécessaire d'évaluer des centaines de structures, typiquement un millier. Ce nombre est bien sûr d'autant plus grand que le nombre de variables est élevé. Plus le nombre de structures évaluées est grand, plus on trouvera des structures de rendement quantique élevé. A la rigueur, un temps de calcul infini nous permettrait de trouver la structure optimale de notre espace de recherche.

Le grand avantage de cette méthode est sa simplicité. Elle permet entre autres de visualiser l'effet de différents paramètres et de donner ainsi des orientations, d'étudier des structures intéressantes qui auraient été *a priori* écartées et de trouver facilement des structures que l'on n'aurait pas aussi bien optimisées « à la main ».

III-2.2. Optimisation d'une structure lentillée symétrique

Dans ces structures les couches de confinement entourent symétriquement le cœur. Le cœur absorbant sera entouré de fines couches (200 Å) d'InP destinées à améliorer le contrôle de la composition des quaternaires adjacents. Nous avons vérifié que cela avait un effet négligeable sur la propagation optique et le rendement (variation de l'ordre de 0,02). D'autre part, le cahier des charges s'étant précisé à l'issue de l'étude précédente, nous utiliserons les quaternaires $Q_{1,0}$, $Q_{1,1}$, $Q_{1,18}$ et $Q_{1,25}$.

Nous avons exploré plusieurs espaces de recherche par la méthode Monte Carlo. Les intervalles d'épaisseur sont indiqués dans le Tableau III-2.1. L'épaisseur d'une des couches est toujours égale à la différence entre l'épaisseur totale (qui est fixée) et les épaisseurs de toutes les autres couches. Le rendement quantique est calculé au bout de 100 μm .

Epaisseurs en μm	A	B	C	D	E
Total	8	9	9	8	8
InP	[0 ; 1,6]	1	1	[0 ; 2,66]	[0 ; 4]
$Q_{1,0}$	Reste/2	Reste/2			
$Q_{1,1}$	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	Reste/2	[0 ; 2,66]	
$Q_{1,18}$	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	[0 ; 2,28]		
$Q_{1,25}$	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	[0 ; 2,28]	Reste/2	Reste/2
InGaAs	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	[0 ; 2,28]	[0 ; 2,66]	[0 ; 4]
$Q_{1,25}$	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	[0 ; 2,28]	Reste/2	Reste/2
$Q_{1,18}$	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	[0 ; 2,28]		
$Q_{1,1}$	[0 ; 1,6]	[0 ; 1,77]	Reste/2	[0 ; 2,66]	
$Q_{1,0}$	Reste/2	Reste/2			

Tableau III-2.1 : les cinq espaces de recherche explorés avec la méthode Monte Carlo (structures lentillées symétriques).

Comme on pouvait s'y attendre, le rendement augmente avec l'épaisseur de la couche absorbante (Figure III-2.1 et Figure III-2.2), mais l'on constate l'existence d'un pic de résonance vers 0,1-0,2 μm d'épaisseur. Ce qui signifie que l'on peut dépasser les 70 % de rendement avec une fibre clivée et une épaisseur de couche absorbante très fine, tout en montant haut en fréquence. Ce phénomène est bien connu pour les photodétecteurs couplés par onde évanescente à un guide optique. On voit qu'il reste

vrai quand la structure optique est plus complexe. Il est dû au fait que de nouveaux modes apparaissent au fur et à mesure que l'épaisseur d'absorbant augmente [Vinchant, thèse 1990].

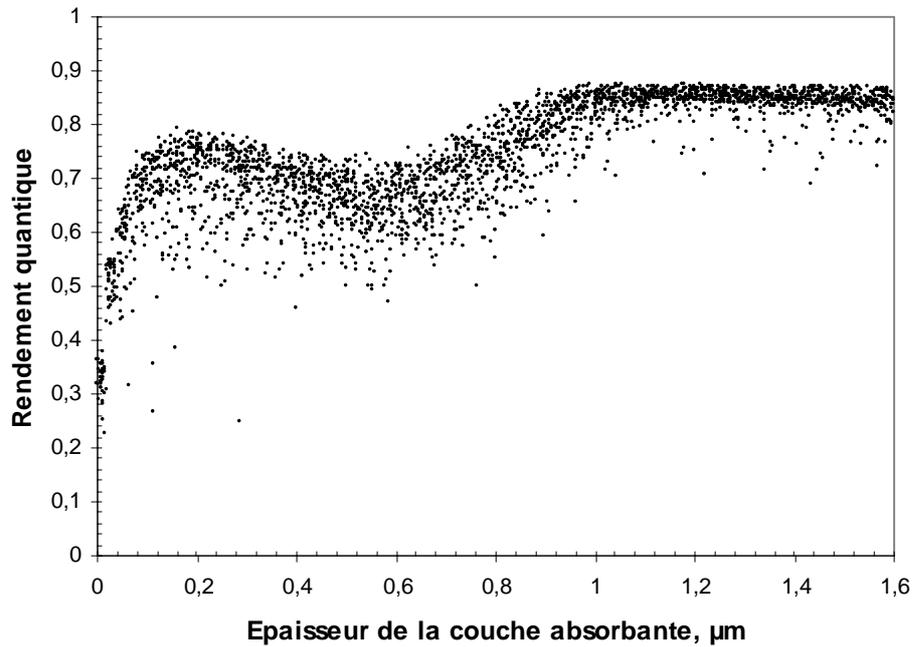


Figure III-2.1 : étude Monte Carlo de 2854 structures symétriques (espace de recherche A). On notera la résonance vers 0,2 μm et le palier après 1 μm .

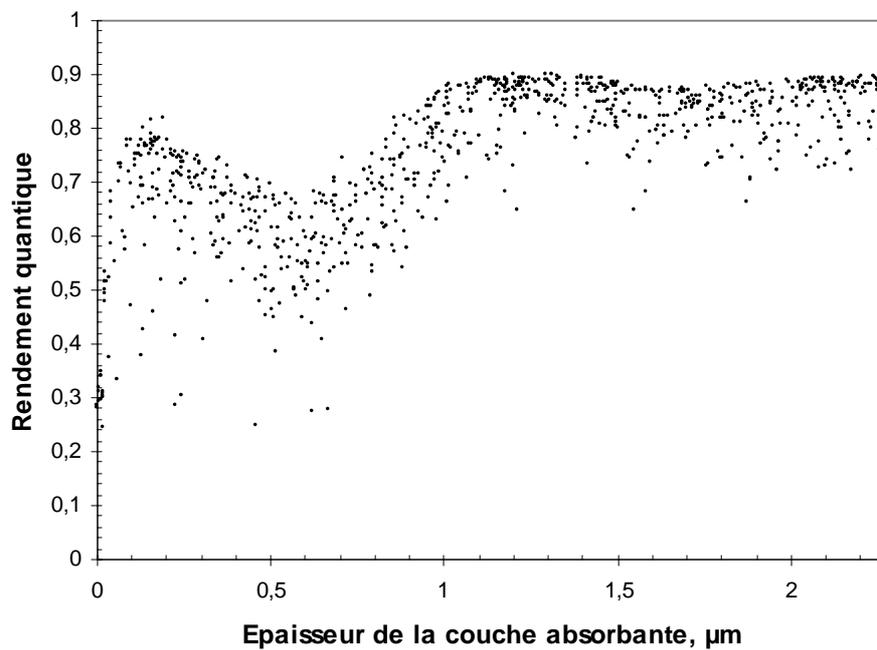


Figure III-2.2 : étude Monte Carlo de 880 structures symétriques (espace de recherche C). On notera les résonances vers 0,2 μm et 1,25 μm .

Ces figures illustrent bien l'intérêt de la méthode Monte Carlo. Elles sont riches en enseignements et permettent de guider notre choix. Dans le tableau suivant nous présentons quelques structures

particulièrement intéressantes. Notre choix est en particulier fondé sur un compromis entre l'épaisseur de InGaAs et le rendement quantique :

	a	b	c	d	e
InGaAs	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
Confidentiel					
Substrat					
Total	8,05	9,05	9,05	8,05	8,05
Rendement quantique	87 %	91 %	90 %	85 %	79 %

Tableau III-2.2 : sélection de structures intéressantes, obtenues dans les espaces de recherche A, B, C, D et E. Les épaisseurs sont en μm .

Les structures a et b ont un très bon rendement malgré une épaisseur de couche absorbante d'à peu près $1,1 \mu\text{m}$. On notera que la structure c ne compte que trois quaternaires différents et la structure d seulement deux quaternaires, mais les rendements restent néanmoins très bons. Nous avons étudié plus en détail la structure a : sa tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 2,8 \mu\text{m}$ et le taux de génération optique à l'entrée est $G=2,77.10^{23} \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$.

III-2.3. Optimisation d'une structure lentillée asymétrique

Dans ces structures les couches de confinement sont fortement asymétriques. **Confidentiel** : des informations contenues dans cette partie étant nécessaires à une prise de brevet, le texte complet de ce paragraphe est reporté dans une annexe confidentielle.

Nous avons exploré plusieurs espaces de recherche par la méthode Monte Carlo. Les intervalles d'épaisseur sont indiqués Tableau III-2.3. L'épaisseur de la dernière couche est toujours égale à la différence entre l'épaisseur totale (qui est fixée) et les épaisseurs de toutes les autres couches. Le rendement quantique est calculé au bout de $100 \mu\text{m}$.

Epaisseurs en μm	F	G	H	I	J
Confidentiel					

Tableau III-2.3 : cinq espaces de recherche explorés par la méthode Monte Carlo (structures asymétriques).

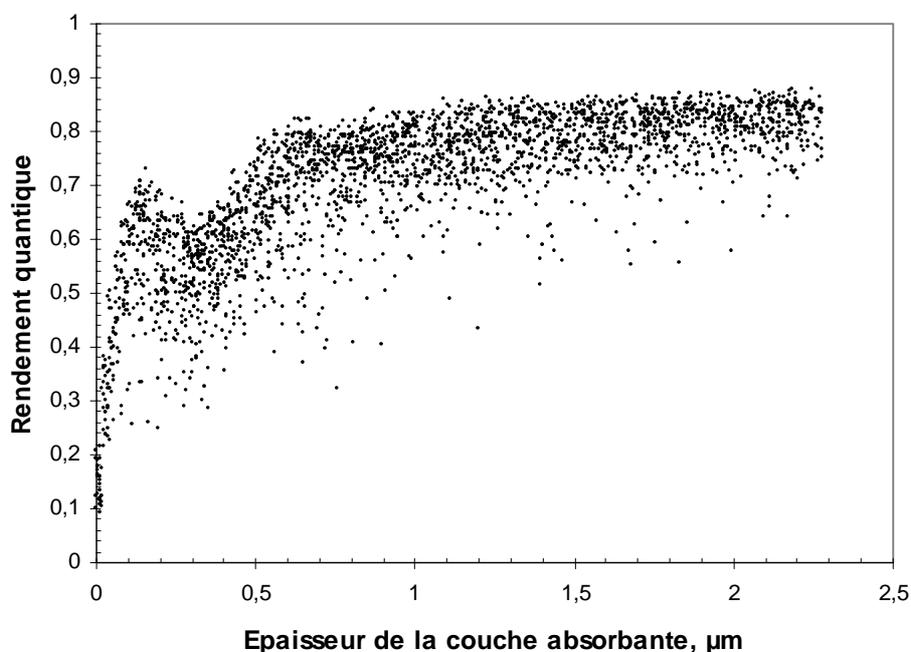


Figure III-2.3 : étude Monte Carlo de 2698 structures asymétriques (espace de recherche G). Une forme bien nette se dessine. On notera la résonance vers $0,14 \mu\text{m}$.

La Figure III-2.3 montre que les structures asymétriques présentent le même phénomène de résonance que les structures symétriques. Nous voyons Figure III-2.4 l'effet de l'épaisseur des couches de quaternaire (ici la première couche en partant du substrat). Cette épaisseur ne doit pas être trop importante, sinon la lumière se propage dans la couche sans couplage avec les couches adjacentes, car la longueur de couplage est alors plus longue que le composant.

Confidentiel

Figure III-2.4 : effet de l'épaisseur du premier quaternaire sur le rendement quantique (2698 structures asymétriques, espace de recherche G).

Dans le tableau suivant nous présentons quelques structures particulièrement intéressantes. Notre choix est en particulier fondé sur un compromis entre l'épaisseur de InGaAs et le rendement quantique :

	f	g	h	i	j
Confidentiel					
Rendement quantique	89 %	86 %	86 %	85 %	83 %

Tableau III-2.4 : sélection de structures asymétriques intéressantes, obtenues dans les espaces de recherche F, G, H, I et J. Les épaisseurs sont en μm .

Les structures f et g ont un rendement élevé. La structure h présente un bon rendement malgré une épaisseur de InGaAs inférieure à $1,2 \mu\text{m}$. La structure i a un rendement de 85 % malgré l'absence de quaternaire au-dessus de la couche absorbante. La structure j présente un rendement de 83 % avec une épaisseur d'épitaxie de $7 \mu\text{m}$, donc inférieure au diamètre de tache optique ($8,5 \mu\text{m}$). De plus les

épaisseurs de quaternaire de cette structure ne dépassent pas le micron. Il est intéressant de constater (Tableau III-2.4 et Tableau III-2.2) qu'on peut obtenir des rendements quantiques de 90 %, que ce soit avec des structures symétriques ou asymétriques.

Nous avons étudié plus en détail la structure **???** : la tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 3,6 \mu\text{m}$ avec un diamètre de tache optique de $8,5 \mu\text{m}$ et le taux de génération optique à l'entrée est $G=2,03.10^{23} \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$.

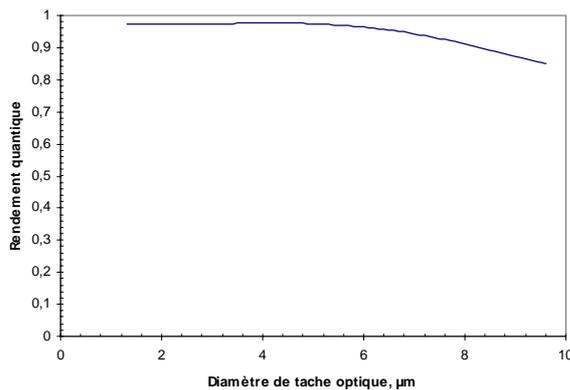


Figure III-2.5a : effet du diamètre de tache optique sur le rendement quantique de la structure **???**

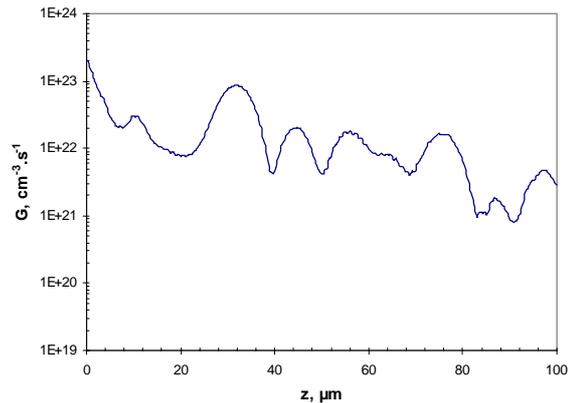


Figure III-2.5b : taux de génération optique le long du guide de la structure **???**. $P_{opt}=1 \mu\text{W}$.

III-3. Etude électrique d'une structure lentillée asymétrique

Dans ce paragraphe, nous présentons une étude que nous avons réalisée afin d'avoir une idée des limites électriques des structures lentillées.

III-3.1. Outil et conditions de modélisation, composant simulé

Nous avons utilisé le Modèle Energie, présenté dans le chapitre premier. Dans l'approche présente, nous n'avons pas introduit de circuit extérieur, l'effet de capacité du photodétecteur étant calculé à part et introduit ensuite. Le photodétecteur modélisé est la **structure ????????????** obtenue grâce à la méthode Monte Carlo. Rappelons que l'intérêt d'une telle structure asymétrique est que la couche active de la structure PIN épitaxiée est proche de la surface, ce qui permet le dopage p+ par diffusion des couches sous la métallisation (Figure III-3.1).

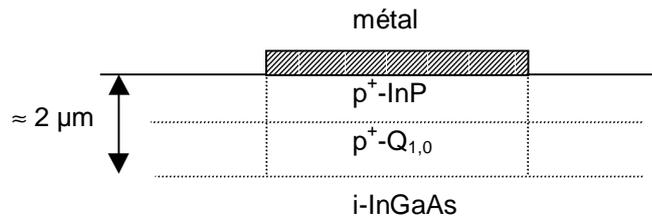


Figure III-3.1 : la zone sous la métallisation est dopée p+ par diffusion. On n'a reporté sur ce schéma que les couches supérieures de la structure PIN.

La zone faiblement dopée fait ??? μm d'épaisseur à partir du haut de la couche de ternaire (voir Figure III-3.2). La structure est rappelée dans le tableau suivant :

Matériau	Epaisseur (μm)	Dopage (cm^{-3})
Confidentiel		

Tableau III-3.1 : structure modélisée (épaisseur totale de 9,2 μm).

Confidentiel

Figure III-3.2 : structure modélisée et champ électrique pour une tension de 12 V.

L'épaisseur de zone désertée dépend évidemment de la tension de polarisation et la surface du photodétecteur est de $150 \times 55 \mu\text{m}^2$. Par rapport à une photodiode PIN classique, on a donc un photodétecteur de zone non dopée épaisse et de grande surface. De plus, de nombreuses hétérointerfaces interviennent sur le transport des porteurs. Tout cela laisse supposer qu'il serait nécessaire d'appliquer une tension élevée. Le champ électrique pour une tension appliquée de 12 V ainsi que la structure sont présentés Figure III-3.2. On y voit bien l'effet des différentes jonctions successives.

III-3.2. Fréquence de coupure et influence de la tension

Nous reportons Figure III-3.3 l'évolution du champ électrique dans toute la structure pour les tensions appliquées de 2, 4, 6, 8, 10 et 12 V. Au-delà de 2 V, la couche de InGaAs, la seule couche absorbante, est complètement désertée et on déserte progressivement les couches suivantes de quaternaire faiblement dopées. La Figure III-3.4 montre les densités d'électrons et de trous pour 2, 6 et 10 V, ce qui permet de voir la désertion progressive des couches faiblement dopées et l'effet des hétérointerfaces avec les accumulations d'électrons et de trous. Rappelons que l'échelle logarithmique donne l'impression que les porteurs majoritaires des zones neutres s'accumulent peu alors que c'est le contraire.

Confidentiel

Figure III-3.3 : champ électrique dans le composant à 2, 4, 6, 8, 10 et 12 V (de bas en haut).

Confidentiel

Figure III-3.4 : logarithme des densités de porteurs dans le composant à 2, 6 et 10 V (de haut en bas).

III-3.3. Etude du transit

Nous avons d'abord fait une analyse du transit des porteurs dans cette structure. Pour cela, nous avons simulé la réponse à un créneau optique (largeur 200 ps), ainsi que celle à une impulsion optique de très courte durée (0,2 ps). Dans le premier cas, la fréquence de coupure est calculée grâce au temps de descente de la réponse électrique en admettant qu'il s'agit d'une coupure du premier ordre. Dans le second cas, nous calculons directement la réponse en fréquence liée au transit par transformée de Fourier (FFT). Les deux méthodes ont donné des résultats extrêmement proches, c'est pourquoi nous ne présentons que la seconde.

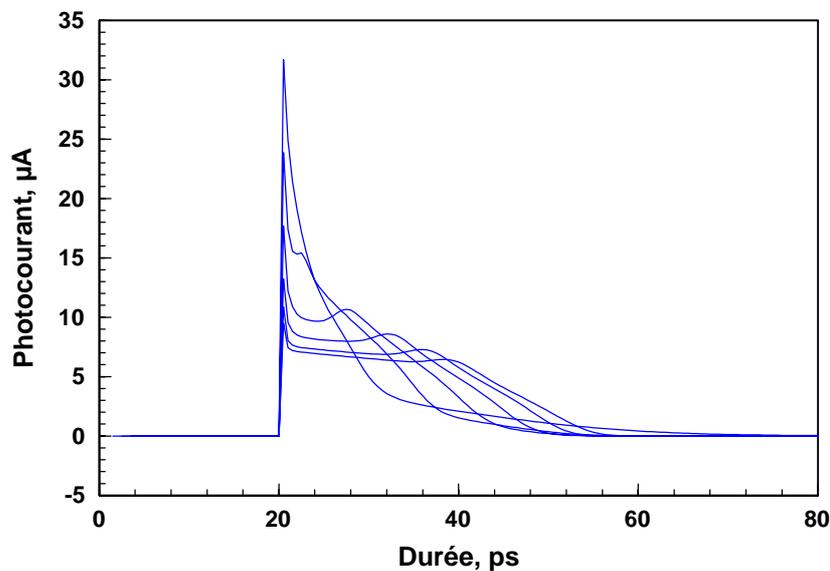


Figure III-3.5 : réponses à un pic optique de 0,2 ps pour des tensions de 2, 4, 6, 8, 10 et 12 V. Plus la tension est élevée, plus l'impulsion électrique est large ; celle pour 2 V est la plus étroite (seul le transit est pris en compte).

La Figure III-3.5 montre que l'effet du transit est surprenant : l'impulsion électrique obtenue est d'autant plus large que la tension est élevée. Toutefois, à 2 V, on observe une traîne de fin d'impulsion, ce qui marque l'influence (ici encore faible) d'un processus de diffusion. Les réponses fréquentielles correspondant aux impulsions sont dans la Figure III-3.6. La forme de ces courbes, avec une coupure nette et de multiples rebondissements liés à des rotations de phase, est caractéristique du phénomène de transit dans une zone déserte. Le maximum des courbes est à 0,7 µA environ et la coupure se trouve donc à 0,5 µA. On voit donc que la fréquence de coupure du transit est maximale vers 4 V, avec une valeur proche de 22 GHz, puis décroît lorsqu'on augmente la tension pour se stabiliser vers les 15 GHz.

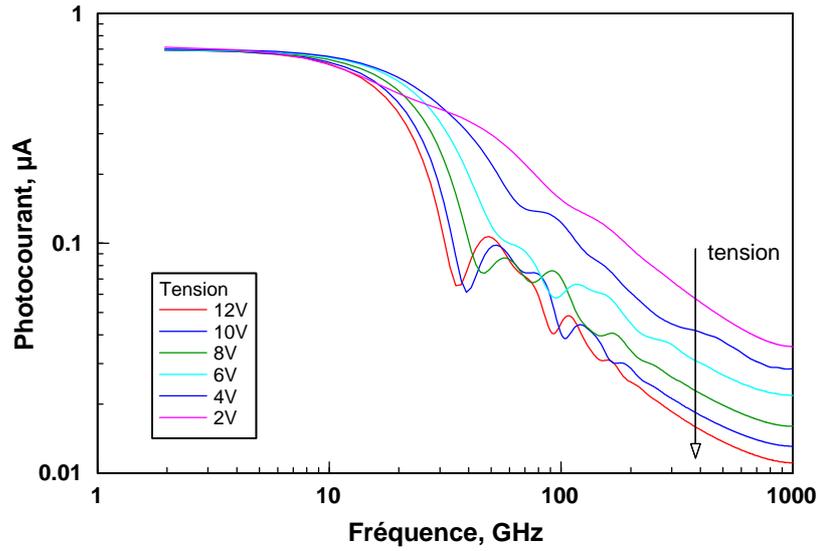


Figure III-3.6 : réponse en fréquence du composant entre 2 et 12 V. Seul le transit est considéré.

La Figure III-3.7 montre cette évolution, ainsi que celle liée à la capacité du photodétecteur, celui-ci étant chargé sur 50Ω . On s'aperçoit que c'est cette dernière qui conditionne principalement la réponse en fréquence du composant, tout ce qui concerne le transit étant plus rapide.

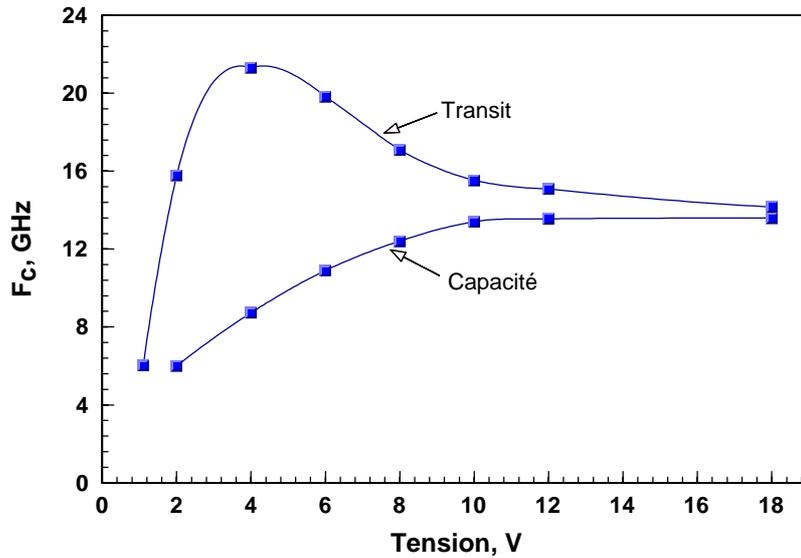


Figure III-3.7 : variation de la fréquence de coupure de la capacité et du transit avec la tension. La résistance de charge est de 50Ω .

Pour les tensions plus faibles que 1 V, la diffusion des trous en zone absorbante non désertée devient le phénomène prépondérant, ce qui fait chuter rapidement la fréquence de coupure. En témoigne la réponse temporelle obtenue (Figure III-3.8) pour 1 V, où apparaît nettement la traîne liée à la diffusion.

Il nous reste à expliquer les résultats liés au transit :

Pour $V_{\text{appliquée}} < 2 \text{ V}$, la zone d'absorption n'est pas totalement désertée, d'où la diffusion des porteurs photogénérés en zone absorbante neutre, ce qui apparaît sous forme de traîne dans les réponses impulsionnelles, et qui résulte en une diminution de la fréquence de coupure. Sont à incriminer, dans ces conditions, les trous photogénérés dans le ternaire en zone neutre de type N⁻.

Pour $V_{\text{appliquée}} > 2 \text{ V}$, le ternaire est complètement déserté, donc il n'y a pas de trous photogénérés en zone neutre de type N⁻. La raison du comportement observé est alors que les électrons arrivés en limite de zone déserte gagnent l'électrode par compensation diélectrique. Ce type de transport correspond à un transit de porteurs majoritaires dans un semiconducteur de type N ou N⁻. On sait que dans ce cas, le temps de relaxation diélectrique est inférieur à quelques picosecondes, ce qui est plus rapide que le temps de transit à l'intérieur d'une zone désertée. Donc, lorsque la partie dopée N⁻ n'est pas totalement désertée, le temps mis par les électrons pour traverser est inférieur à celui qu'ils prennent lorsque toutes les couches de type N⁻ sont désertées, ce qui se fait aux alentours de 12 V. Le transit est donc plus rapide à 4 V qu'à 12 V.

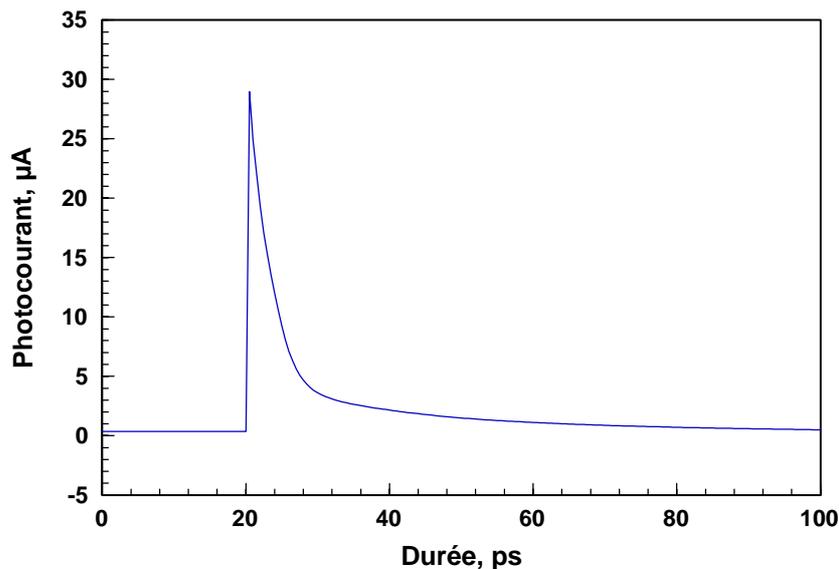


Figure III-3.8 : réponse temporelle obtenue à une tension de 1 V, avec la traîne due à la diffusion des porteurs.

Pour apprécier l'influence des hétérointerfaces sur les résultats présentés précédemment, nous avons refait certaines simulations en supposant que le photodétecteur est fait d'un seul matériau. Les résultats obtenus pour le transit sont les mêmes que ceux présentés, mais augmentés de 1 GHz environ. D'après nos modélisations, les hétérointerfaces n'ont donc pas d'influence déterminante.

Mais n'oublions pas que ces phénomènes sont cachés par la coupure due à la capacité du photodétecteur. Cette fréquence de coupure est présentée en même temps que celle due au transit sur la Figure III-3.7.

III-3.4. Coefficient de réponse et influence de la tension

La sensibilité est liée à la tension de polarisation et à la fréquence du signal optique incident. Comme l'effet capacitif est prépondérant, il va déterminer l'évolution du coefficient de réponse qui apparaît Figure III-3.9. On ne constate pas de dégradation du coefficient de réponse aux fréquences faibles (inférieures à 600 MHz) et tensions basses. Ceci est dû au fait que l'épaisseur de ternaire reste faible par rapport aux longueurs de diffusion des électrons et trous. Au maximum, on pourrait perdre quelques pour-cent de sensibilité si le ternaire recombine beaucoup (matériau de basse qualité cristalline). Les pertes de sensibilité aux fréquences plus élevées sont ici uniquement dues à la capacité de la diode chargée sur 50 Ohms.

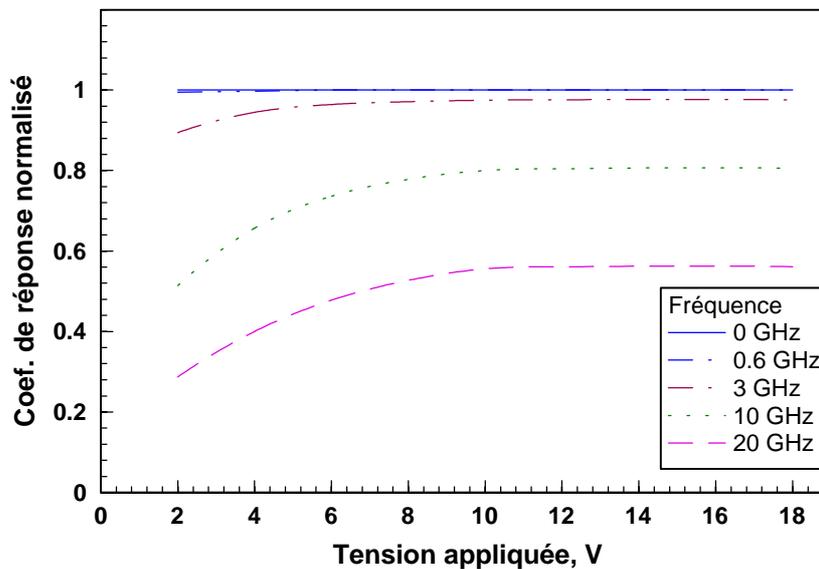


Figure III-3.9 : coefficient de réponse normalisé en fonction de la tension appliquée et de la fréquence du signal optique incident.

III-3.5. Conclusion de l'étude électrique

Le comportement électrique d'une structure asymétrique de type a se caractérise par :

- la prépondérance de l'effet capacitif, avec une fréquence de coupure de 13 GHz atteinte pour 10 V de polarisation ;
- un transit des porteurs permettant une fréquence de coupure de 13 GHz dès 2-3 V ;
- une faible influence des hétérointerfaces sur l'ensemble des résultats.

Ceci est bien sûr dû à l'asymétrie de la structure avec une couche absorbante de InGaAs d'épaisseur réduite tout contre la zone P+. Il est évident que les résultats seraient a priori différents pour une structure symétrique dont la couche de ternaire est au centre de la zone de type N-. Le transit nécessiterait alors des tensions plus élevées.

III-4. Conclusion

Nous avons imaginé et modélisé différents types de structures optiques : cœur massif, structures alternées, « lentille de Fresnel », structure lentillées symétriques ou asymétriques. Les structures lentillées (symétriques ou asymétriques) se sont révélées les plus intéressantes : la faible épaisseur de InGaAs ($\leq 1,5 \mu\text{m}$) et le fait que les couches de confinement sont dopées permet un fonctionnement à faible tension. L'efficacité de l'effet de lentille dépend du nombre de quaternaires différents réalisables et de leurs épaisseurs respectives, qui sont à optimiser.

Pour cela, il nous fallait une méthode capable d'optimiser simultanément un certain nombre de variables (en partie interdépendantes). Nous avons donc mis au point une méthode Monte Carlo couplée à la BPM-2D. Une telle méthode permet d'étudier des milliers de structures, avec un minimum d'*a priori*. Les résultats sont généralement meilleurs que ceux obtenus « à la main ». De plus, en traçant des nuages de points on peut tirer des conclusions intéressantes sur tel ou tel paramètre. Ainsi, nous avons montré que le phénomène d'absorption résonante, déjà connu dans des structures plus simples (par exemple InP/InGaAs/InP), se retrouvait dans les structures lentillées complexes. Notons que cette méthode peut également être utilisée pour étudier la sensibilité d'un dispositif aux imprécisions technologiques, en explorant le voisinage de la solution envisagée : on tire chaque variable au hasard dans une plage de tolérance technologique située autour de la valeur voulue. Il s'agit alors d'effectuer une étude statistique sur les données obtenues. On peut ainsi évaluer la reproductibilité des performances visées, ainsi que la sensibilité de chaque variable.

L'intérêt d'une structure asymétrique est que la couche active est proche de la surface, ce qui permet le dopage p+ par diffusion des couches sous la métallisation. Nous avons donc réalisé une étude électrique d'une des structures lentillées asymétriques optimisée par Monte Carlo. Nous avons ainsi confirmé que la fréquence de coupure (6 GHz à 2 V) est limitée par les effets capacitifs, et que les hétérointerfaces ont peu d'influence sur les résultats.

En résumé, nous avons donc abouti à une structure lentillée asymétrique, de $?? \mu\text{m}$ d'épaisseur, ayant un rendement quantique de 89 % avec une fibre clivée (diamètre de tache optique : $8,5 \mu\text{m}$), avec seulement $?? \mu\text{m}$ de couche absorbante. Sa tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 3,6 \mu\text{m}$. Sa fréquence de coupure est de 6 GHz à 2 V.

Signalons que cette étude a fait l'objet d'une collaboration étroite avec Alcatel Alsthom Recherche (maintenant Opto+).

Notons enfin, que le principe des structures lentillées peut bien sûr être étendu à toutes sortes de composants à structure guide d'onde, afin d'obtenir une grande tolérance d'alignement vertical et un fort rendement.

La méthode Monte Carlo utilisée dans ce chapitre présente un gros inconvénient : il n'y a pas de convergence, dans le sens où à tout instant on peut aussi bien tirer une structure médiocre ou excellente. On n'est jamais sûr d'avoir atteint un optimum. Seul le temps de calcul nous garantit de trouver un résultat intéressant. Cette méthode n'est donc utilisable que si le temps de calcul de chaque structure est raisonnable, disons inférieur à la minute. Ce qui exclut, pour l'instant, l'usage de la BPM-3D. Nous avons donc été amenés à chercher d'autres méthodes d'optimisation, que nous allons présenter dans le chapitre suivant.

III-5. Références

Les références sont classées alphabétiquement selon le nom du premier auteur.

1. Akatsu Y., Muramoto Y., Kato K., Ikeda M., Ueki M., Kozen A., Kurosaki T., Kawano K. et Yoshida J., « Longwavelength multi-mode waveguide photodiodes suitable for hybrid optical module integrated with planar lightwave circuit », *Electronics Letters*, vol. 24, p. 2098-2100, 1995.
2. Harari J., Journet F., Rabii O., Jin G., Vilcot J.P. et Decoster D., « Modeling of Waveguide PIN Photodetectors Under Very High Optical Power », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n°9, p. 2304-2310, septembre 1995.
3. Kato K., Hata S., Kozen A. et Yoshida J., « high-efficiency waveguide InGaAs P-I-N photodiode with bandwidth of greater than 40 GHz », *Tech. Dig OFC'91*, paper ThO-4, 1991.
4. Kato K., Kozen A., Muramoto Y., Itaya Y., Nagatsuma T. et Yaita M., « 110 GHz, 50%-efficiency mushroom-mesa multimode waveguide pin photodiode for a 1.55- μ m wavelength », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 6, n°6, p. 719-721, 1994.
5. Kato K., Yuda M., Kozen A., Muramoto Y., Noguchi K. et Nakajima O., « Selective-area impurity-doped planar edge-coupled waveguide photodiode (SIMPLE-WGPD) for low-cost, low-power-consumption optical hybrid modules », *Electronics Letters*, vol. 32, n°22, p. 2078-2079, 24 octobre 1996.
6. Nakamura H., Shishikura M., Tanaka S., Matsuoka Y., Ono T., Miyazaki T., et Tsuji S., « High Responsivity, Low Dark Current, and Highly Reliable Operation of InGaAlAs Waveguide Photodiodes for Optical Hybrid Integration », *IEICE Trans. Electron.*, vol. E80-C, n°1, p. 41-46, janvier 1997.
7. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson, Paris, 1987.
8. Shishikura M., Nakamura H., Tanaka S., Matsuoka Y., Ono T., Miyazaki T., et Tsuji S., « A high-sensitivity low dark current waveguide PIN photodiode for surface-hybrid integration », *First Optoelectronics and Communications Conference (OECC'96) Technical Digest*, p. 458-459, juillet 1996.
9. Shishikura M., Tanaka S., Matsuda H., Nakamura H., Miyazaki T., et Tsuji S., « A waveguide p-i-n photodiode with a thick InAlGaAs double-core for surface-hybrid integration », *CLEO / Pacific Rim*, p. 98.
10. Vinchant J.F., *Intégration monolithique de photoconducteurs et de guides optiques sur matériau III-V*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1990.

Chapitre IV

Optimisation de commutateurs optiques par Algorithme Génétique et BPM

« En vérité, aux tout premiers temps, naquit Chaos »

Hésiode

« To create a little flower is the labour of ages. »

William Blake

Chapitre IV

Optimisation de commutateurs optiques par Algorithme Génétique et BPM

Dans les chapitres précédents, nous avons mis en œuvre différentes méthodes d'optimisation. Par exemple, nous avons étudié avec la BPM-2D l'effet d'une couche de quaternaire dans les HPT, en faisant varier son épaisseur de façon quasi-continue. Puis nous avons étudié, toujours avec la BPM-2D, les effets de lentille dans des photodiodes PIN en faisant varier les épaisseurs de nombreuses couches « à la main ». Dans ce cas, l'intuition était essentielle. Une méthode Monte Carlo nous avait permis de nous en affranchir en partie en automatisant le processus d'optimisation.

Nous nous proposons dans ce chapitre d'explorer cette direction plus avant. En cherchant des méthodes d'optimisation plus complexes, nous avons abouti aux Algorithmes Génétiques. Ne pouvant prétendre être spécialiste dans ce domaine, nous prenons le parti de présenter les connaissances que nous avons acquises sans chercher à être exhaustif. Ces méthodes étant peu employées dans notre domaine de recherche, notre but est plutôt de présenter au lecteur les connaissances de base qui lui permettront de développer ses propres applications. Les références diverses que nous donnons lui permettront de poursuivre sa propre exploration.

Dans une première partie, nous présenterons quelques généralités sur l'optimisation, son cadre, ses bases, ses méthodes... Puis nous nous intéresserons aux Algorithmes Evolutionnaires (AE) et plus spécifiquement aux Algorithmes Génétiques (AG). Nous terminerons ce chapitre par des exemples d'application de ces algorithmes à l'optimisation de deux types de commutateurs optiques : les commutateurs TIR et les commutateurs cascade.

IV-1. L'optimisation : généralités

Parmi les problèmes rencontrés par le chercheur et l'ingénieur, les problèmes d'optimisation occupent à notre époque une place de choix. La méthode de base est la méthode d'essai et d'erreur : il s'agit de tester un certain nombre de solutions potentielles jusqu'à l'obtention d'une solution adéquate. Les algorithmes informatiques constituent un puissant outil pour l'automatisation de ce processus.

La Figure IV-1.1 présente les trois étapes du processus d'optimisation : analyse, synthèse et évaluation [Balachandran, 1993]. Tout d'abord, il convient d'analyser le problème et d'opérer un certain nombre de choix préalables :

- ◆ **Variables du problème.** Quels sont les paramètres intéressants à faire varier ?
- ◆ **Espace de recherche.** Dans quelles limites faire varier ces paramètres ?
- ◆ **Fonctions objectif.** Quels sont les objectifs à atteindre ?
- ◆ **Méthode d'optimisation.** Quelle méthode choisir ?

Une fois effectués ces différents choix, la méthode choisie synthétise des solutions potentielles qui sont évaluées, puis éliminées jusqu'à obtention d'une solution acceptable. Si nécessaire, le problème peut être redéfini à partir des solutions déjà obtenues.

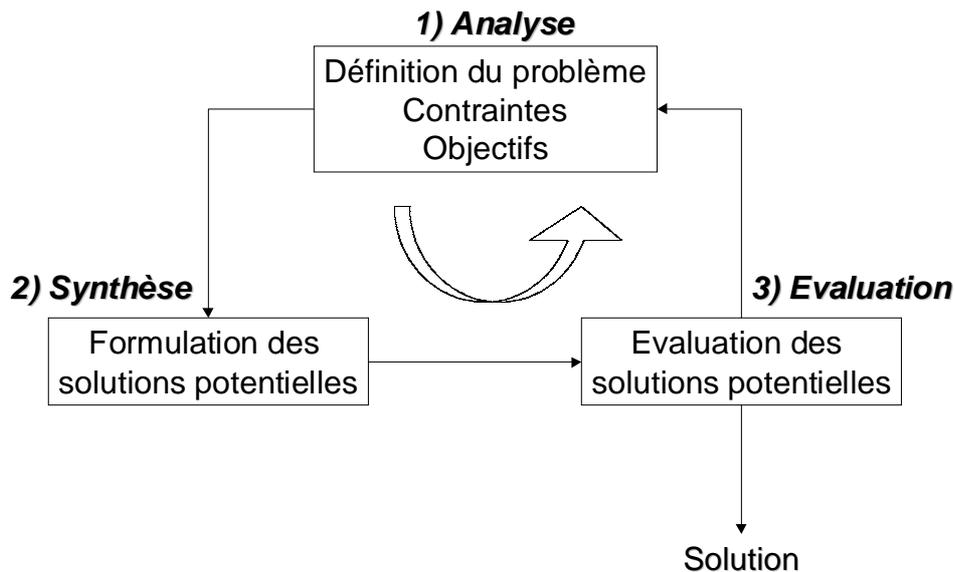


Figure IV-1.1 : processus d'optimisation selon Asimow [Balachandran, 1993].

IV-1.1. Variables du problème

Les variables peuvent être de natures diverses : forme et dimensions géométriques, paramètres épitaxiaux (matériaux, épaisseurs, dopages...), conditions de polarisation, etc. C'est à l'utilisateur de définir les variables du problème. Il peut avoir intérêt à faire varier un grand nombre de paramètres afin d'augmenter les degrés de liberté de l'algorithme.

Nous désignons par X_1, \dots, X_n les n variables du problème. Celles-ci peuvent être réelles, complexes, entières, booléennes, etc. Mais par la suite nous les supposons réelles.

IV-1.2. Espace de recherche

Dans certains algorithmes d'optimisation, tels que les Stratégies d'Evolution, l'espace de recherche est infini : seule la population initiale est confinée dans un espace fini [Bäck, 1991]. Mais dans le cas des algorithmes de type Monte Carlo et Génétique, il est généralement nécessaire de définir un espace de recherche fini. Cette limitation de l'espace de recherche n'est généralement pas problématique. En effet, ne serait-ce que pour des raisons technologiques ou informatiques (taille de la fenêtre de BPM),

les intervalles de définition des variables sont en général limités. De plus, la plupart du temps on a au moins une idée des ordres de grandeur des variables du problème.

Nous désignons par $x_{i\min}$ et $x_{i\max}$ les bornes de chaque variable x_i :

$$x_{i\min} \leq x_i \leq x_{i\max} \quad \forall i \in [1;n]$$

IV-1.3. Fonction d'adaptation, fonctions objectif

Les grandeurs à optimiser peuvent être une consommation, un rendement, un facteur de transmission, une diaphonie, un profit, la faisabilité technologique, un coût, une durée de développement, etc. Un algorithme d'optimisation nécessite généralement la définition d'une fonction rendant compte de la pertinence des solutions potentielles, à partir des grandeurs à optimiser. Il s'agit de la *fonction d'adaptation* f (ou *fitness function* en terminologie anglo-saxonne). Attention, l'algorithme convergera vers un optimum de cette fonction, quelle que soit sa définition. La pertinence de la solution dépendra donc de la pertinence de la « question » posée à l'ordinateur. La fonction f doit donc traduire en langage mathématique le désir de l'utilisateur.

Dans le cas d'un *objectif unique*, la définition de la fonction d'adaptation ne pose généralement pas de problème. Par exemple, si l'on se fixe l'objectif de trouver une structure optique dont le rendement quantique est maximum, cette fonction sera égale au rendement quantique. Le calcul de la fonction d'adaptation se fait en deux étapes. On commence par évaluer les caractéristiques des solutions potentielles, par exemple par BPM. Puis on calcule la fonction d'adaptation à partir de ces caractéristiques. Dans le cadre de ce travail, nous utiliserons des fonctions d'adaptation normalisées sur l'intervalle $[0 ; 1]$. La valeur 0 correspond à une solution totalement inadaptée et la valeur 1 à une solution parfaite.

Mais les problèmes d'optimisation doivent souvent satisfaire des *objectifs multiples*, dont certains sont concurrents. Une méthode classique consiste à définir des *fonctions objectif* f_i , traduisant chaque objectif à atteindre, et de les combiner au sein de la fonction d'adaptation. On établit ainsi un compromis. Le plus simple est de se ramener à une somme pondérée des fonctions objectif [Fonseca, 1993]:

$$f = \sum_i \alpha_i f_i \quad (\text{IV-1})$$

où les poids α_i doivent être tels que la fonction d'adaptation reste bornée dans l'intervalle $[0 ; 1]$. Remarquons que certains α_i peuvent être négatifs afin de tenir compte de certaines contraintes du problème. C'est à l'utilisateur de fixer convenablement les poids α_i . On peut souvent classer les objectifs par importance mais les poids seront généralement adaptés par tâtonnement, jusqu'à

l'obtention d'une solution acceptable. Le processus d'optimisation a beau être automatisé, l'utilisateur doit donc quand même optimiser « à la main » la définition de la fonction d'adaptation. Or, si dans la littérature les algorithmes sont analysés sous toutes leurs coutures, ce problème délicat est souvent laissé dans l'ombre, simplement parce que l'on se situe ici au cœur des recherches actuelles en optimisation.

A la place d'une somme, on peut également utiliser un produit du type :

$$f = \prod_i f_i^{\beta_i} \quad (\text{IV-2})$$

ou des expressions plus complexes comme nous le verrons plus loin dans les exemples d'application.

Il faut néanmoins être conscient des effets d'une telle combinaison des objectifs. En effet, deux solutions potentielles dont les fonctions objectif n'ont pas la même valeur peuvent aboutir à une même valeur de la fonction d'adaptation. De plus, un algorithme utilisant une telle approche ne convergera que vers une seule solution alors qu'il existe peut-être toute une famille de solutions remplissant les objectifs fixés. L'optimisation à objectifs multiples est un domaine de recherche très actif actuellement, de par les enjeux économiques et industriels auxquels il répond. Des concepts tels que les niches écologiques ou l'optimalité de Pareto semblent prometteurs pour la résolution de ce genre de problème [Fonseca, 1995].

IV-1.4. Méthodes d'optimisation

Une fois définie la fonction à optimiser, il s'agit de choisir une méthode adaptée au problème posé. Les méthodes d'optimisation peuvent être classées de différentes manières : nous les classerons en *méthodes déterministes* et *méthodes non-déterministes*. Les méthodes déterministes sont généralement efficaces quand l'évaluation de la fonction est très rapide, ou quand la forme de la fonction est connue *a priori*. Les cas plus complexes (temps de calcul important, nombreux optima locaux, fonctions non-dérivables, fonctions fractales, fonctions bruitées...) seront souvent traités plus efficacement par des méthodes non-déterministes.

- Méthodes déterministes

La recherche des extrema d'une fonction f revient à résoudre un système de n équations à n inconnues, linéaire ou non :

$$\frac{\partial f}{\partial x_i}(x_1; \dots; x_n) = 0 \quad (\text{IV-3})$$

On peut donc utiliser des méthodes classiques telles que la méthode du gradient ou la méthode de Gauss-Seidel [Ciarlet, 1990 et Nougier, 1987]. En général, l'utilisation de ces méthodes nécessite comme étape préliminaire la localisation des extrema. Celle-ci peut être faite, par exemple, sur un graphique ou par une discrétisation fine de l'espace de recherche. La fonction à optimiser est évaluée en chacun des points de discrétisation. La valeur maximale est alors considérée comme une bonne

approximation de l'optimum de la fonction. Cette méthode est brutale et le temps de calcul augmentera exponentiellement en fonction du nombre de variables. En effet, considérons une optimisation sur huit variables. Si on discrétise l'intervalle de définition de chaque variable en seulement 3 points, une exploration systématique nécessite $3^8 = 6561$ exécutions de la BPM, ce qui actuellement représente une nuit de calcul sur un PC standard (200 MHz), pour un résultat inutilisable.

- **Méthodes non-déterministes**

Ces méthodes font appel à des tirages de nombres aléatoires. Elles permettent d'explorer l'espace de recherche plus efficacement. Citons entre autres [Beasley, 1993a] :

☞ **Les méthodes Monte Carlo** : la fonction est évaluée en un grand nombre de points choisis aléatoirement. Nous avons utilisé une telle méthode dans le chapitre III de cette thèse, afin d'optimiser la structure optique de photodiodes PIN.

☞ **Les méthodes hybrides** : on peut par exemple utiliser la méthode des gradients en partant d'un grand nombre de points choisis aléatoirement. On peut ainsi espérer déterminer au fur et à mesure tous les optima locaux de la fonction.

☞ **Le recuit simulé** : on effectue des déplacements aléatoires à partir d'un point initial. Si un déplacement mène à une valeur plus grande de la fonction f , il est accepté. Sinon, il est accepté avec une probabilité :

$$p = e^{-\frac{|\Delta f|}{kT}} \quad (\text{IV-4})$$

où Δf est la variation de la fonction, T est assimilé à une température qui décroît au cours du temps et k est une constante. Cette méthode est basée sur une analogie avec les processus de recuit utilisés en métallurgie et qui visent à atteindre une configuration d'énergie minimale ($-f$ est alors assimilée à une énergie).

☞ **Les Algorithmes Evolutionnaires** : le principe est de simuler l'évolution d'une population d'individus divers auxquels on applique différents opérateurs génétiques et que l'on soumet à chaque génération à une sélection. Ces algorithmes sont de plus en plus utilisés dans l'industrie car ils sont particulièrement adaptés aux problèmes d'optimisation comportant de nombreux paramètres.

En résumé, si nous opposons *exploration* et *exploitation* de l'espace de recherche, nous pouvons dire que les méthodes Monte Carlo permettent une bonne exploration puisque tout point a une probabilité identique d'être atteint, mais qu'il n'y a pas d'exploitation des résultats déjà obtenus. Avec la méthode des gradients, l'exploration est moindre mais l'exploitation des données précédentes par l'intermédiaire des gradients permet une bonne recherche locale. Enfin, les Algorithmes Evolutionnaires offrent un bon compromis entre exploration et exploitation [Beasley, 1993a]. Ces dernières méthodes nous ont

paru parfaitement adaptées à notre problème, qui était l'optimisation de commutateurs optiques à l'aide de la BPM-2D. Nous allons donc nous y intéresser de plus près.

IV-2. Algorithmes Evolutionnaires et Algorithmes Génétiques

Les Algorithmes Evolutionnaires (AE) sont inspirés du concept de sélection naturelle élaboré par Charles Darwin. Le vocabulaire employé est directement calqué sur celui de la théorie de l'évolution et de la génétique. Nous parlerons donc d'individus (solutions potentielles), de population, de gènes (variables), de chromosomes, de parents, de descendants, de reproduction, de croisement, de mutations, etc. Et nous nous appuyerons constamment sur des analogies avec les phénomènes biologiques.

S'il n'existe pas de preuve générale de l'efficacité des AE, il est par contre aisé de constater l'efficacité de la sélection naturelle dans le monde vivant. Si l'on adhère à ce paradigme, il est clair que l'évolution a permis l'émergence d'organismes étonnamment adaptés à leur environnement. Les AE sont conçus par analogie avec ce processus d'évolution biologique et tirent leur puissance des mêmes mécanismes, que nous allons rappeler sommairement.

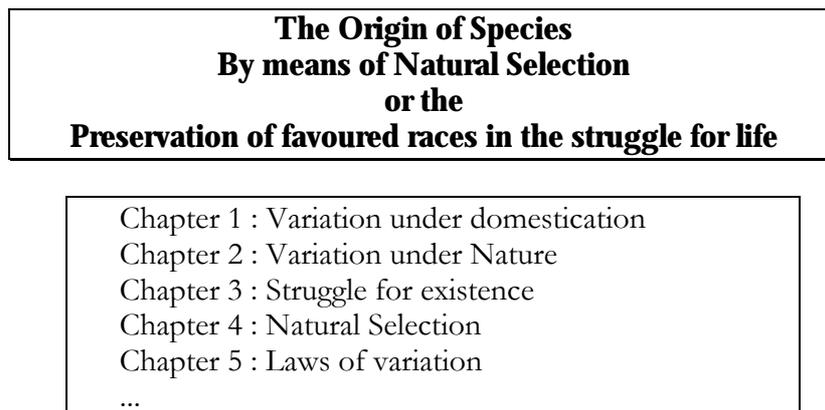


Figure IV-2.1 : titre complet et premiers chapitres de *The Origin of Species* (1859), dans la langue de l'auteur.

Dans *The Origin of Species* (1859), Darwin montre que l'apparition d'espèces distinctes se fait par le biais de la sélection naturelle de variations individuelles (voir Figure IV-2.1). Cette sélection naturelle est fondée sur la lutte pour la vie, due à une population tendant naturellement à s'étendre mais disposant d'un espace et de ressources finis. Il en résulte que les individus les *plus adaptés* (*the fittest* en anglais) tendent à survivre plus longtemps et à se reproduire plus aisément. Le terme « adapté » se réfère à l'environnement, que l'on peut définir comme étant l'ensemble des conditions externes à un individu, ce qui inclut les autres individus. Les lois de variation (croisements et mutations) furent expliquées plus tard par Mendel, puis par la génétique moderne.

Le point clef est l'apparition, par hasard, de variations individuelles. C'est ce hasard qui permet d'expliquer les phénomènes d'évolution et d'adaptation sans avoir recourt ni à une création, ni à une

modification directe de l'hérédité par le milieu, ni même à une finalité. Dans ce cadre, les espèces évoluent et s'adaptent à leur environnement mais sans tendre vers aucun but prédéterminé, et même sans forcément tendre vers plus de complexité (la simplicité est parfois préférable).

Notons que les mêmes principes sont à l'origine de l'efficacité du système immunitaire : celui-ci produit d'énormes quantités d'anticorps aléatoires. Ceux qui se révèlent par hasard efficaces sont alors, par un mécanisme de rétroaction, produits en plus grande quantité [Wills, 1991]. Enfin, les principes de l'évolution sont maintenant utilisés par les biologistes pour produire de nouvelles enzymes : de très nombreuses séquences d'ADN synthétisées aléatoirement sont soumises à une sélection et des mutations (évolution en éprouvette) jusqu'à obtention des propriétés désirées.

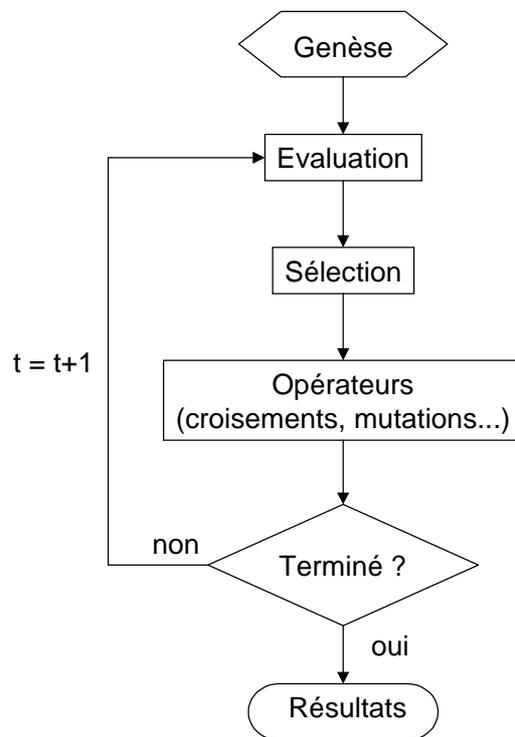


Figure IV-2.2 : organigramme d'un Algorithme Evolutionnaire.

La Figure IV-2.2 présente l'organigramme d'un AE. Il s'agit de simuler l'évolution d'une population d'individus divers (généralement tirée aléatoirement au départ) à laquelle on applique différents opérateurs (recombinaisons, mutations...) et que l'on soumet à une sélection, à chaque génération. Si la sélection s'opère à partir de la fonction d'adaptation, alors la population tend à s'améliorer [Bäck, 1996 et Bäck, 1997]. Un tel algorithme ne nécessite aucune connaissance du problème : on peut représenter celui-ci par une boîte noire comportant des entrées (les variables) et des sorties (les fonctions objectif). L'algorithme ne fait que manipuler les entrées, lire les sorties, manipuler à nouveau les entrées de façon à améliorer les sorties, etc. [Whitley, 1993]

Les AE constituent une approche originale : il ne s'agit pas de trouver une solution analytique exacte, ou une bonne approximation numérique, mais de trouver des solutions satisfaisant au mieux

différents critères, souvent contradictoires. S'ils ne permettent pas de trouver à coup sûr la solution optimale de l'espace de recherche, du moins peut-on constater que les solutions fournies sont généralement meilleures que celles obtenues par des méthodes plus classiques, pour un même temps de calcul.

Trois types d'AE ont été développés isolément et à peu près simultanément, dans les années 60, par différents scientifiques : les *Algorithmes Génétiques*, les *Stratégies d'Evolution*, et la *Programmation Evolutionnaire*. Présentant des différences marquées à l'origine, ils tendent de plus en plus à se confondre suite à leurs emprunts respectifs [Bäck, 1997]. Ainsi en avril 1997, un *IEEE Transactions on Evolutionary Computation* a vu le jour [Fogel, 1997].

Parmi les AE que nous venons de citer, nous avons choisi les Algorithmes Génétiques (AG). En effet, ils nous paraissent concilier au mieux puissance, généralité et facilité de programmation. Leur particularité est qu'ils sont fondés sur le Néo-Darwinisme, c'est-à-dire l'union de la théorie de l'évolution et de la génétique moderne. Ainsi, les variables sont généralement codées en binaire (par analogie avec les quatre lettres de l'alphabet génétique) sous forme de gènes dans un chromosome. Des opérateurs génétiques (croisement, mutation) sont appliqués à ces chaînes binaires que sont les chromosomes [Bäck, 1996 et Goldberg, 1994].

Les applications des AG sont multiples : optimisation de fonctions numériques difficiles (discontinues, multimodales, bruitées...), traitement d'image (alignement de photos satellites, reconnaissance de suspects...), optimisation d'emplois du temps, optimisation de design, contrôle de systèmes industriels [Beasley, 1993a], apprentissage des réseaux de neurones [Renders, 1995], etc. Les AG peuvent être utilisés pour contrôler un système évoluant dans le temps (chaîne de production, centrale nucléaire...) car la population peut s'adapter à des conditions changeantes. En particulier, ils supportent bien l'existence de bruit dans la fonction à optimiser. Ils peuvent aussi servir à déterminer la configuration d'énergie minimale d'une molécule ou à modéliser le comportement animal.

Dans des domaines plus proches de nos préoccupations, les AG sont utilisés pour optimiser des réseaux (câbles, fibres optiques, mais aussi eau, gaz...), des circuits VLSI [Beasley, 1993a], des antennes [Reineix, 1997]... Ils peuvent être utilisés pour trouver les paramètres d'un modèle petit-signal à partir des mesures expérimentales [Menozzi, 1997]. Des commutateurs optiques adiabatiques ont été optimisés à l'aide des Stratégies d'Evolution (autres AE) chez SIEMENS AG [Moosburger, 1997]. On envisage l'intégration d'AG dans certaines puces électroniques afin qu'elles soient capables de se reconfigurer automatiquement en fonction de leur environnement (*Evolving Hardware* en anglais).

Les AG sont donc utilisés surtout dans l'industrie, mais ils sont peu employés dans notre domaine de recherche. Nous allons donc présenter les techniques de base que nous avons testées.

IV-2.1. Codage des variables

La première étape est de définir et de coder convenablement le problème. A chaque variable d'optimisation x_i (à chaque paramètre du composant), nous faisons correspondre un *gène*. Nous appelons *chromosome* un ensemble de gènes. Chaque composant est représenté par un *individu* doté d'un génotype constitué d'un ou plusieurs chromosomes (par exemple un pour les dimensions, un pour les indices optiques, etc.) Nous appelons *population* un ensemble de N individus que nous allons faire évoluer.

D'un point de vue informatique, nous utilisons dans notre algorithme un codage binaire. C'est-à-dire qu'un gène est un entier long (32 bits). Un chromosome est un tableau de gènes (Figure IV-2.4 et Figure IV-2.5). Un individu est un tableau de chromosomes. La population est un tableau d'individus. Notons qu'on pourrait aussi utiliser d'autres formes de codage (réel, codage de Gray...) [Davis, 1991].

On aboutit à une structure présentant cinq niveaux d'organisation (Figure IV-2.3), d'où résulte le comportement complexe des AG.

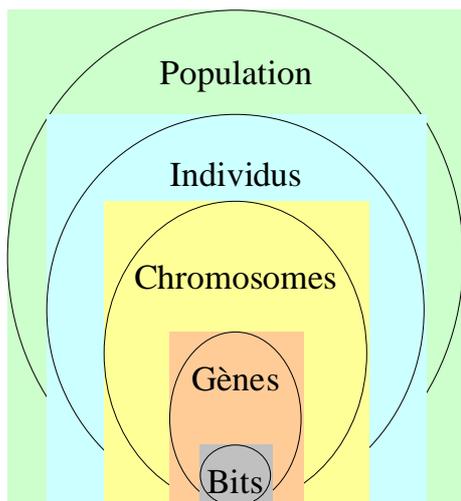


Figure IV-2.3 : les cinq niveaux d'organisation de notre Algorithme Génétique.

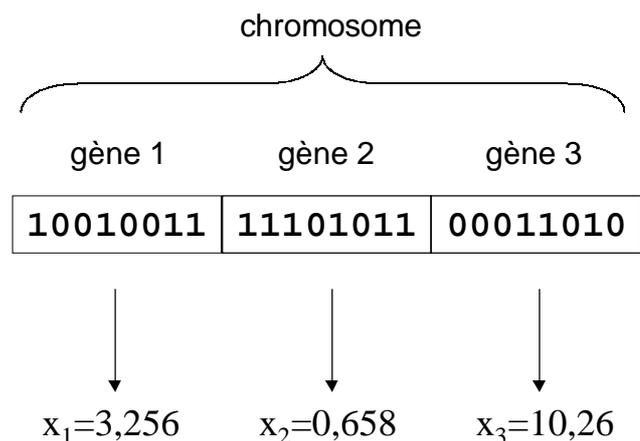


Figure IV-2.4 : illustration schématique du codage des variables d'optimisation x_i .

Un des avantages du codage binaire est que l'on peut ainsi facilement coder toutes sortes d'objets : des réels, des entiers, des valeurs booléennes, des chaînes de caractères... Cela nécessite simplement l'usage de fonctions de codage et décodage pour passer d'une représentation à l'autre.

Rappelons que dans cette étude les n variables sont supposées réelles. Nous considérons un espace de recherche fini :

$$x_{i\min} \leq x_i \leq x_{i\max} \quad \forall i \in [1;n]$$

Afin de coder nos variables réelles en binaire, nous discrétisons l'espace de recherche. Ainsi un codage sur 32 bits implique une discrétisation des intervalles en $g_{max}=2^{32}-1= 4\,294\,967\,295$ valeurs discrètes. Notons au passage que cette discrétisation est plus fine que celle de la BPM, et que celle-ci est assimilable à une fonction escalier, si on la considère à une échelle suffisamment petite.

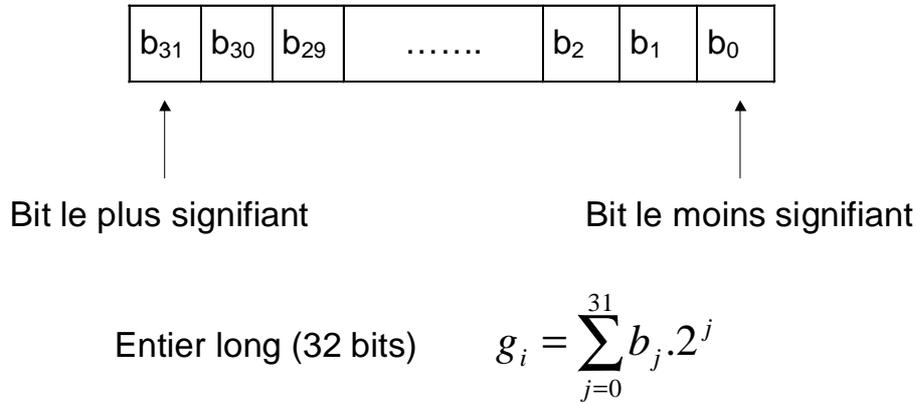


Figure IV-2.5 : chaque gène (chaque paramètre du composant) est codé par un entier long (32 bits).

A chaque variable réelle x_i on associe donc un entier long g_i :

$$0 \leq g_i \leq g_{max} \quad \forall i \in [1, n]$$

Les formules de codage et décodage sont alors les suivantes :

$$g_i = \frac{x_i - x_{i\min}}{x_{i\max} - x_{i\min}} \cdot g_{max} \tag{IV-5}$$

$$x_i = x_{i\min} + (x_{i\max} - x_{i\min}) \cdot \frac{g_i}{g_{max}}$$

IV-2.2. Genèse de la population

La première étape de l'algorithme est la genèse de la population, c'est-à-dire le choix des composants de départ que nous allons faire évoluer. On pourrait prendre des individus (des composants) régulièrement répartis dans l'espace. Néanmoins, une initialisation aléatoire est plus simple à réaliser : les valeurs g des gènes sont tirées au hasard selon une distribution uniforme. Notons qu'on peut, si nécessaire, introduire des individus déjà calculés.

Nous discuterons plus loin de la taille N de cette population, mais nous pouvons déjà dire qu'elle résultera d'un compromis entre temps de calcul et qualité de la solution.

IV-2.3. Evaluation

Notre but étant l'optimisation de commutateurs optiques, l'évaluation des individus est réalisée par BPM-2D. Ces composants comportant deux états de fonctionnement, on lance à chaque fois une BPM

dans l'état commutant et une BPM dans l'état passant. Les résultats obtenus sont alors utilisés pour calculer les fonctions objectif et la fonction d'adaptation.

Notons que la majeure partie du temps de calcul est due à la BPM. En effet, le reste de l'AG est essentiellement composé de manipulation d'entiers et de bits.

IV-2.4. Sélection – élimination

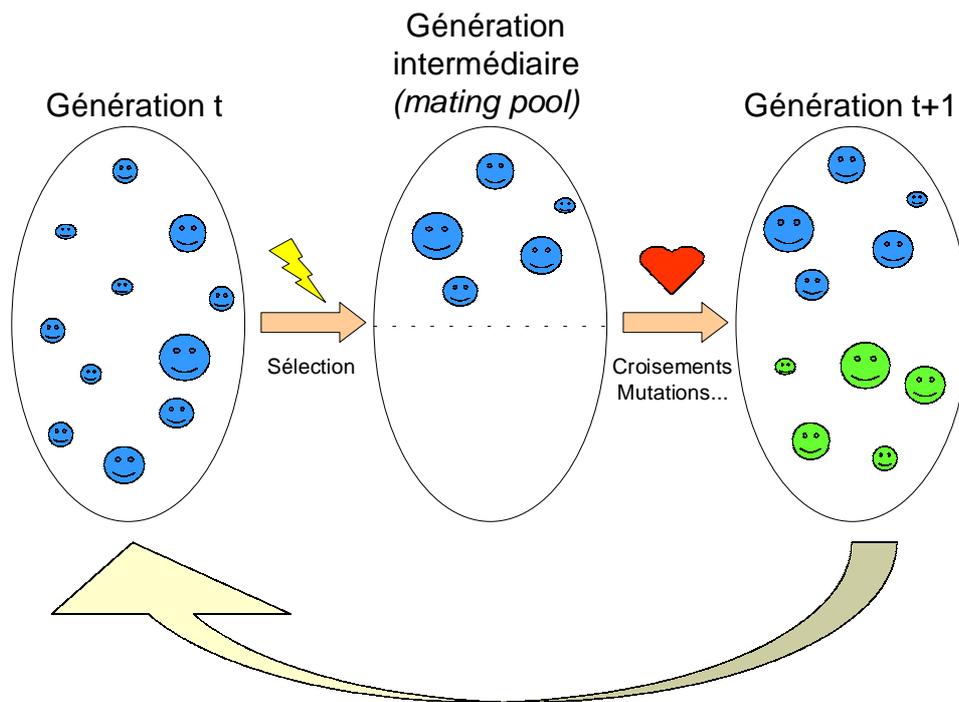


Figure IV-2.6 : représentation schématique du fonctionnement de notre algorithme.

Nous appelons *génération* la population à un instant t donné. Une fois réalisée l'évaluation de la génération, on opère une sélection à partir de la fonction d'adaptation. Seuls les individus passant l'épreuve de sélection (rappelons qu'il ne s'agit ici que de composants !) peuvent accéder à la *génération intermédiaire* (*mating pool*² en terminologie anglo-saxonne) et s'y reproduire. En fait, cette génération intermédiaire est deux fois plus petite ($N/2$ composants) que la génération dont elle est issue (Figure IV-2.6). Notre algorithme étant conçu de façon à ce que chaque couple d'individus parents donne naissance à deux enfants, nous aboutissons à nouveau à une génération entière à l'instant $t+1$.

Nous avons essayé deux techniques de sélection [Michalewicz, 1994] :

- « **N/2-élitisme** » : les individus sont triés selon leur fonction d'adaptation. Seule la moitié supérieure de la population, correspondant aux meilleurs composants, est sélectionnée. Nous avons pu constater que cette méthode induisait une convergence prématurée de l'algorithme : la pression de

sélection est trop forte. Il est en effet nécessaire de maintenir une diversité génétique suffisante dans la population, celle-ci constituant un réservoir de gènes pouvant être utiles par la suite. En effet, tout individu peut transmettre à sa descendance des gènes (paramètres de composant) qui, une fois combinés avec d'autres, peuvent se révéler intéressants. Nous avons donc essayé la méthode suivante.

- **« sélection par tournoi »** : deux individus sont choisis au hasard et combattent (on compare leurs fonctions d'adaptation) pour accéder à la génération intermédiaire. Le plus adapté l'emporte avec une probabilité $0,5 < p \leq 1$, que nous avons généralement prise égale à 1 (une valeur inférieure permet de réduire la pression de sélection si nécessaire). Cette étape est répétée jusqu'à ce que la génération intermédiaire soit remplie ($N/2$ composants). Il est tout à fait possible que certains individus participent à plusieurs tournois : s'ils gagnent plusieurs fois, ils auront donc droit d'être copiés plusieurs fois dans la génération intermédiaire, ce qui favorisera la pérennité de leurs gènes.

Les résultats de ce chapitre ont été obtenus avec cette dernière méthode, à laquelle nous avons associé une procédure d'élitisme : si par hasard l'individu le plus adapté (le meilleur composant) n'a pas été sélectionné, il est copié d'office dans la génération intermédiaire à la place d'un individu choisi aléatoirement.

IV-2.5. Opérateur croisement

Une fois la génération intermédiaire à moitié remplie, les individus sont aléatoirement répartis en couples hermaphrodites. Les chromosomes (ensembles de paramètres) des parents sont alors copiés et recombinaison de façon à former deux descendants possédant des caractéristiques issues des deux parents. On forme ainsi la génération $t+1$ (Figure IV-2.6).

L'opérateur croisement favorise l'exploration de l'espace de recherche. Considérons deux gènes A et B pouvant être améliorés par mutation. Il est peu probable que les deux gènes améliorés A' et B' apparaissent par mutation dans un même individu. Mais l'opérateur de croisement permettra de combiner rapidement A' et B' dans la descendance de deux parents portant chacun un des gènes mutants. Il est alors possible que la présence simultanée des deux gènes produise un individu encore plus adapté [Dessales, 1996]. L'opérateur de croisement assure donc le brassage du matériel génétique et l'accumulation des mutations favorables. En termes plus concrets, cet opérateur permet de créer de nouvelles combinaisons des paramètres des composants.

² qu'on aurait pu traduire par *salle des accouplements*, *grandiose lupanar*, voire *boudoir philosophique* ou que sais-je. N'en déplaise au lecteur et au marquis, la décence et le caractère scientifique, donc sérieux, de ce document ont malheureusement contenu nos élans lubriques, heu... pardon... lyriques. Seule sa diffusion proche du zéro absolu nous autorise ici à plaisanter.

Le phénomène de croisement est une propriété naturelle de l'ADN. C'est par analogie qu'ont été conçus les opérateurs de croisement dans les AG. Nous avons testé deux méthodes de croisement classiques :

- **« croisement en un point »** : on choisit au hasard un point de croisement, pour chaque couple (Figure IV-2.7). Notons que le croisement s'effectue directement au niveau binaire, et non pas au niveau des gènes. Un chromosome peut donc être coupé au milieu d'un gène.

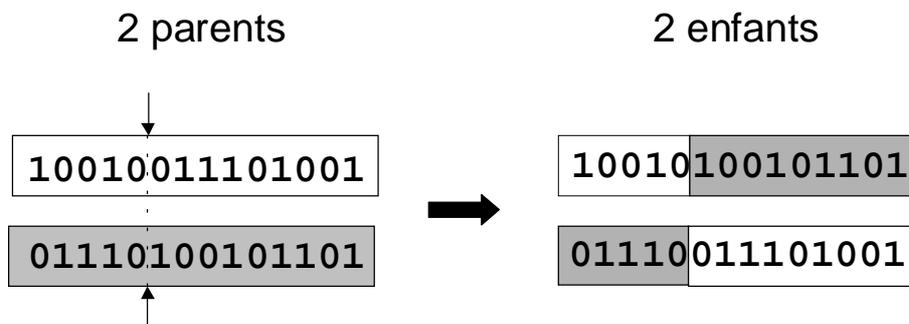


Figure IV-2.7 : représentation schématique du croisement en 1 point. Les chromosomes sont bien sûr généralement beaucoup plus longs.

- **« croisement un deux points »** : on choisit au hasard deux points de croisement (Figure IV-2.8). Par la suite, nous avons utilisé cet opérateur car il est généralement considéré comme plus efficace que le précédent [Beasley, 1993b]. Néanmoins nous n'avons pas constaté de différence notable dans la convergence de l'algorithme.

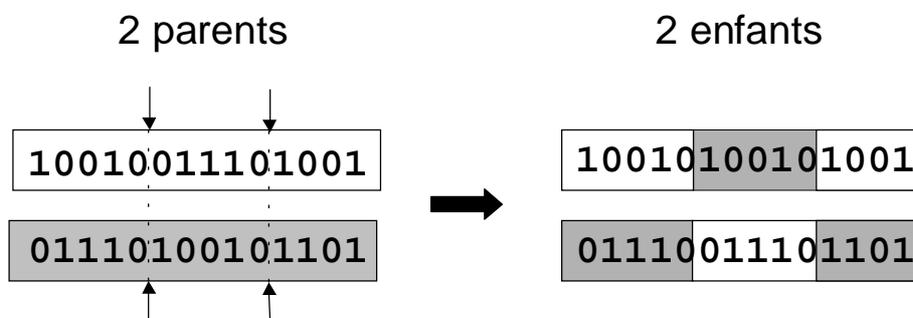


Figure IV-2.8 : représentation schématique du croisement en 2 points.

Notons que d'autres formes de croisement existent, du croisement en k points jusqu'au cas limite du croisement uniforme...

IV-2.6. Opérateur mutation

Nous définissons une mutation comme étant l'inversion d'un bit dans un chromosome (Figure IV-2.9). Cela revient à modifier aléatoirement la valeur d'un paramètre du composant. Les mutations jouent le rôle de bruit et empêchent l'évolution de se figer. Elles permettent d'assurer une recherche

aussi bien globale que locale, selon le poids et le nombre des bits mutés. De plus elles garantissent que l'optimum global peut être atteint.

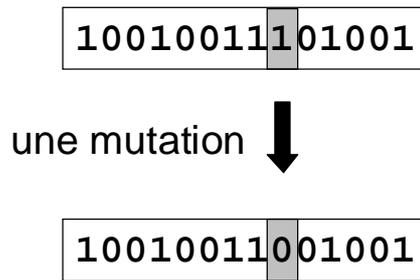


Figure IV-2.9 : représentation schématique d'une mutation dans un chromosome.

D'autre part, une population trop petite peut s'homogénéiser à cause des erreurs stochastiques : les gènes favorisés par le hasard peuvent se répandre au détriment des autres. Cet autre mécanisme de l'évolution, qui existe même en l'absence de sélection, est connu sous le nom de *dérive génétique*. Du point de vue du composant, cela signifie que l'on risque alors d'aboutir à des composants qui ne seront pas forcément optimaux. Les mutations permettent de contrebalancer cet effet en introduisant constamment de nouveaux gènes dans la population [Beasley, 1993b].

Comment réaliser notre opérateur mutation ? De nombreuses méthodes existent. Souvent la probabilité de mutation p_m par bit et par génération est fixée entre 0,001 et 0,01. On peut prendre également $p_m=1/l$ où l est le nombre de bits composant un chromosome. Il est possible d'associer une probabilité différente à chaque gène. Et ces probabilités peuvent être fixes ou évoluer dans le temps.

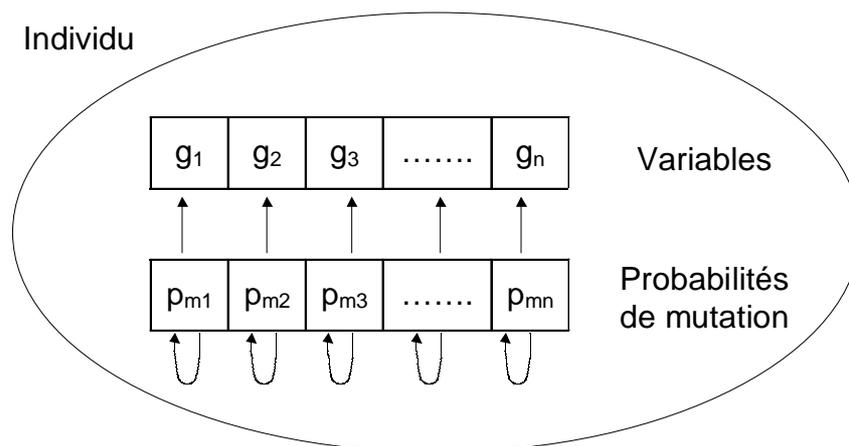


Figure IV-2.10 : principe de l'auto-adaptation. A chaque variable est associée sa propre probabilité de mutation, qui est elle-même soumise au processus d'évolution. L'individu possède donc un second chromosome codant ces probabilités.

Après divers essais, nous avons abouti à la méthode d'*auto-adaptation* des probabilités de mutation [Bäck, 1992]. Si dans un environnement stable il est préférable d'avoir un taux de mutation faible, la survie d'une espèce dans un environnement subissant une évolution rapide nécessite un taux

de mutation élevé permettant une adaptation rapide. Les taux de mutation d'une espèce dépendent donc de leur environnement [Wills, 1991].

Pour prendre en compte cette formulation biologique et l'adapter à notre cas, nous avons introduit dans chaque individu (composant) un second chromosome (ensemble de paramètres) dont les gènes (paramètres) représentent les probabilités de mutation de chaque gène du premier chromosome (Figure IV-2.10). Ce second chromosome est géré de façon identique au premier, c'est-à-dire qu'il est lui-même soumis aux opérateurs génétiques (croisement et mutation). Cela revient à fixer les probabilités assurant la modification des valeurs des paramètres du composant en fonction des valeurs d'un ensemble d'autres paramètres (les probabilités de mutation).

Lors de la genèse, les probabilités de mutation sont posées égales à 0,1 (valeur qui nous a paru la meilleure après plusieurs essais). Au cours du déroulement de l'algorithme, les gènes et les individus ayant des probabilités de mutation trop élevées ont tendance à disparaître. De même, les gènes ayant des probabilités de mutation trop faibles ne peuvent pas évoluer favorablement et tendent à être supplantés. Les probabilités de mutation dépendent donc du gène considéré et de la taille de la population. De plus, elles évoluent au cours du temps. Il y a donc auto-adaptation des probabilités de mutation.

IV-2.7. Convergence et temps de calcul

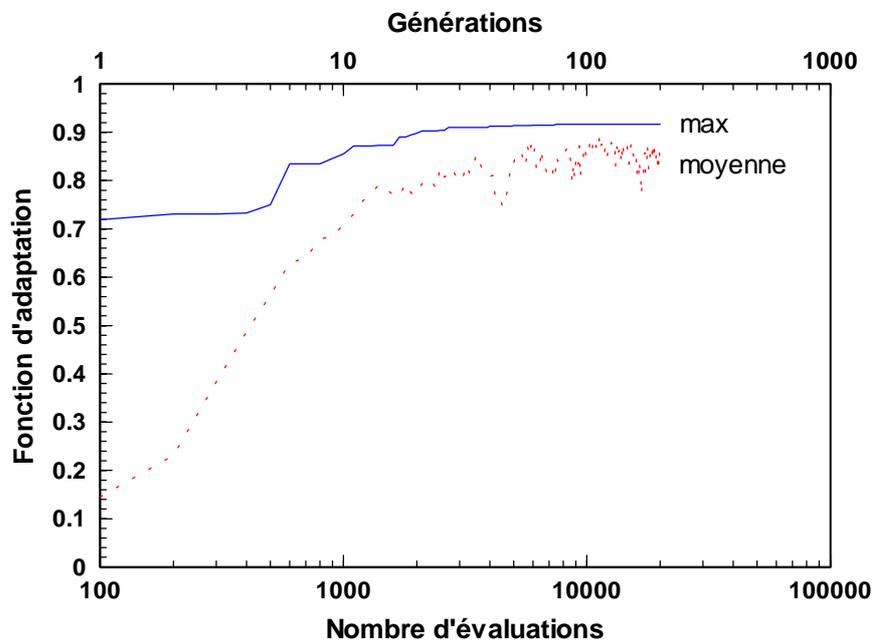


Figure IV-2.11 : exemple de convergence de l'AG. On a reporté la valeur de la fonction d'adaptation de l'individu le plus adapté de chaque génération (trait), et la moyenne des fonctions d'adaptation (pointillés), pour une population de 200 individus.

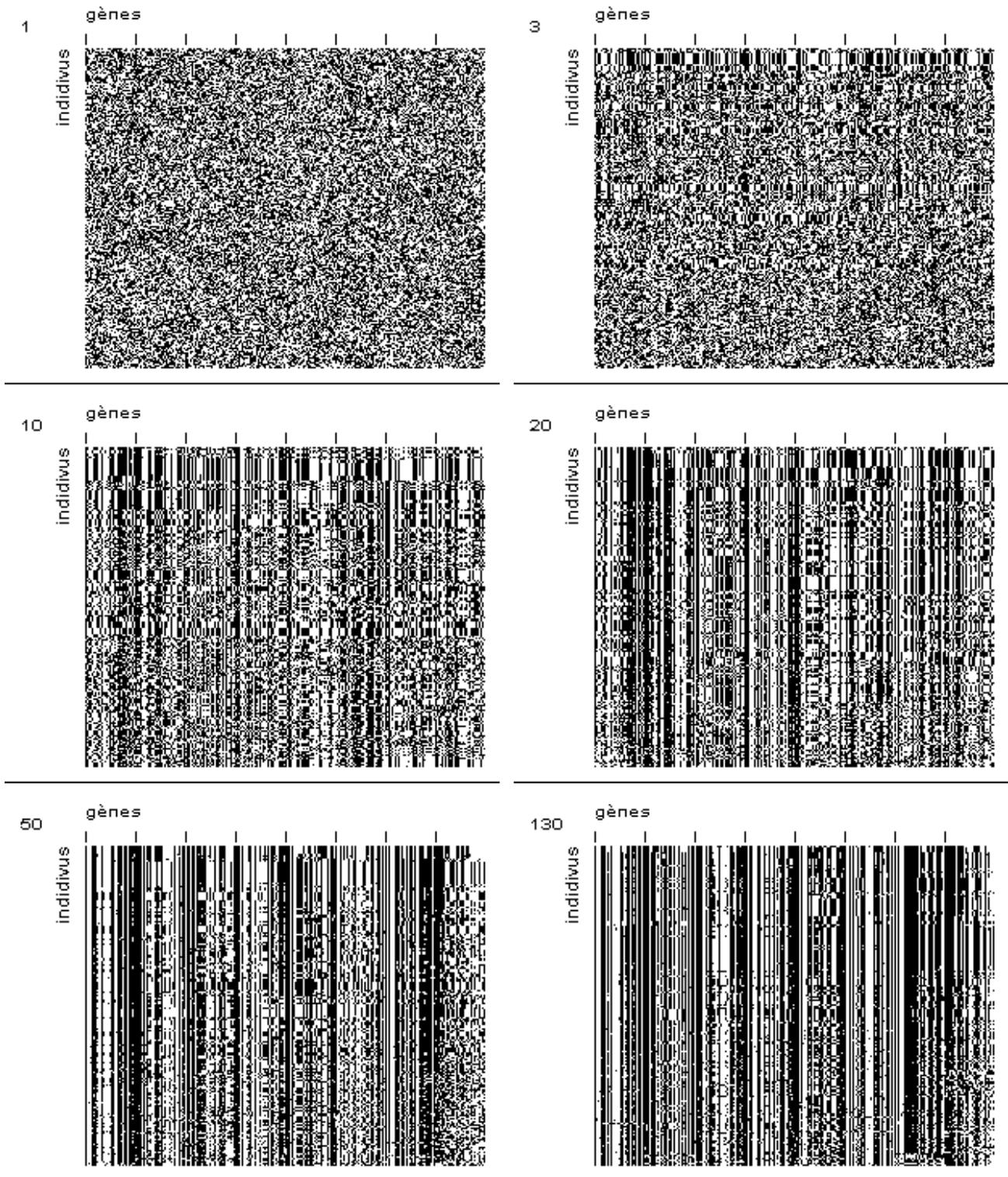


Figure IV-2.12 : générations 1, 3, 10, 20, 50 et 130. Chaque pixel représente un bit du chromosome principal d'un individu. Optimisation comportant 8 variables et 200 individus.

On peut constater Figure IV-2.11 que l'amélioration de la population est très rapide au début (recherche globale) et devient de plus en plus lente à mesure que le temps passe (recherche locale). Le bruit dans la moyenne est essentiellement dû aux mutations.

On voit que la valeur moyenne de la fonction d'adaptation a tendance à se rapprocher de celle de l'individu le plus adapté. Cela correspond à une uniformisation croissante de la population. Nous avons donc introduit dans notre logiciel une fenêtre graphique (Figure IV-2.12) permettant de visualiser la totalité de la population [Dessales, 1996]. Chaque ligne représente le génotype d'un individu, autrement dit les bits qui conduisent aux valeurs des paramètres d'un composant. Chaque pixel représente la valeur d'un bit dans son chromosome principal (blanc pour 0, et noir pour 1). Chaque groupe de 32 bits, entre deux graduations de la Figure IV-2.12, correspond à un gène. Les individus sont triés selon leur fonction d'adaptation : les plus adaptés correspondent aux lignes du haut, les moins adaptés aux dernières lignes. Dans cet exemple, nous avons représenté une population aux générations 1, 3, 10, 20, 50 et 130 (de gauche à droite, et de haut en bas). La taille de la population est de 200 individus (composants) et le chromosome principal comprend 8 gènes (paramètres) de 32 bits.

Ce genre de représentation permet de mieux comprendre le fonctionnement de l'algorithme. Tout d'abord la première image représente la population initiale tirée aléatoirement et ne présente donc aucun motif apparent. Les images suivantes (génération 3, 10 et 20) montrent l'apparition progressive de schémas, ce qui signifie que certaines valeurs des paramètres du composant se propagent dans la population parce qu'elles procurent un avantage aux individus qui en sont porteurs. Sur les deux dernières images (génération 50 et 130), on voit que la population s'est à peu près uniformisée. L'utilisateur peut alors stopper l'algorithme.

Un des intérêts des AE et AG est que le temps de calcul ne croît pas exponentiellement avec le nombre n de variables, mais plutôt en $n \times \ln n$. D'autre part, ce temps de calcul est proportionnel au temps de calcul de la fonction d'adaptation, donc de la BPM, et à la taille de la population.

Quelle doit être la taille de cette population ? Une population trop petite évoluera probablement vers un optimum local peu intéressant. Une population trop grande sera inutile car le temps de convergence sera excessif. La taille de la population doit être choisie de façon à réaliser un bon compromis entre temps de calcul et qualité du résultat. Pour l'optimisation de commutateurs optiques par BPM et avec les moyens de calcul dont nous disposons, nous avons pu constater qu'une population de 100 individus constituait un bon compromis. On peut ainsi calculer 100 à 200 générations en une nuit sur un Pentium Pro 200 MHz.

Mais il faut être conscient que cette taille de population dépend de la puissance de calcul dont on dispose, des méthodes utilisées (sélection, opérateurs génétiques...), du nombre de variables considérées et de la fonction d'adaptation. Si la fonction à optimiser comporte peu d'optima locaux et un optimum global net, la population nécessaire sera plus petite que dans le cas d'une fonction beaucoup plus compliquée comportant de nombreux optima locaux.

Nous touchons là au délicat problème du réglage des paramètres de l'algorithme. Celui-ci doit être optimisé pour chaque type de problème traité, ce qui constitue une part importante du travail de l'utilisateur. L'ensemble problème-méthodes-paramètres constitue un tout. En témoigne certaines études où les paramètres d'un Algorithme Génétique sont réglés et optimisés par un autre Algorithme Génétique [Goldberg, 1994]. Dans la pratique, les méthodes et paramètres des AG sont tout d'abord réglés approximativement par tâtonnement avec des fonctions de n variables couramment utilisées pour tester les algorithmes d'optimisation. Le temps de calcul de ces fonctions étant minime, on peut ainsi régler rapidement les paramètres. Nous avons ainsi utilisé une fonction sphérique, une fonction de Fletcher-Powell et une fonction fractale [Bäck, 1996]. Nous avons ensuite réglé plus finement les paramètres en fonction des problèmes traités.

Après avoir exposé comment nous avons développé notre AG, nous allons présenter son application à l'optimisation de deux composants : tout d'abord les commutateurs optiques TIR, puis les commutateurs optiques cascade.

IV-3. Application aux commutateurs optiques TIR

Un commutateur directionnel permet d'aiguiller la lumière dans un guide ou un autre en faisant varier l'indice de réfraction au niveau de l'embranchement. De tels composants sont étudiés et fabriqués dans notre laboratoire en collaboration avec Dassault Electronique. Ils sont destinés à la réalisation de matrices de commutation pour la génération de retards temporels, afin de commander des antennes actives.

Dans ce paragraphe, nous présentons l'optimisation de commutateurs à réflexion interne totale (ou commutateurs TIR). Ils sont constitués de deux guides sécants et d'une électrode surplombant l'intersection (Figure IV-3.1). Cette électrode permet d'injecter des porteurs dans la structure (Figure IV-3.2). Une injection forte de courant peut entraîner une diminution d'indice de réfraction allant jusqu'à plusieurs pour-cent, suffisamment importante pour induire une réflexion totale.

L'avantage principal de cette structure est sa compacité ($\approx 100 \mu\text{m}$). De plus, elle est insensible à la polarisation et à la longueur d'onde. Mais sa consommation est relativement importante car elle nécessite une variation importante de l'indice de réfraction. Quant au temps de commutation, il est fonction du temps de recombinaison des porteurs libres, qui est de l'ordre de quelques nanosecondes dans les composés à base d'InP. Pour plus de détails sur ces composants, le lecteur se reportera à [Cayrefourcq, thèse 1998].

Les commutateurs optiques sont caractérisés par le courant I_c nécessaire pour commuter, les pertes qui sont la différence en dB des puissances d'entrée et de sortie, et la diaphonie qui est la différence en

dB des puissances des deux sorties. Les pertes et la diaphonie sont bien sûr données pour l'état passant // et l'état commutant X.

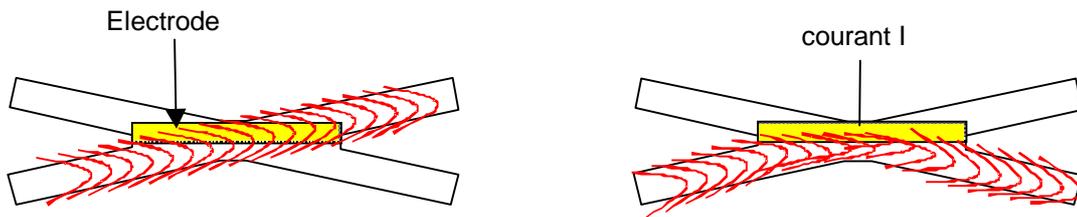


Figure IV-3.1 : structure et principe de fonctionnement d'un commutateur TIR, dans l'état passant (à gauche) et l'état commutant (à droite).

IV-3.1. Variables d'optimisation

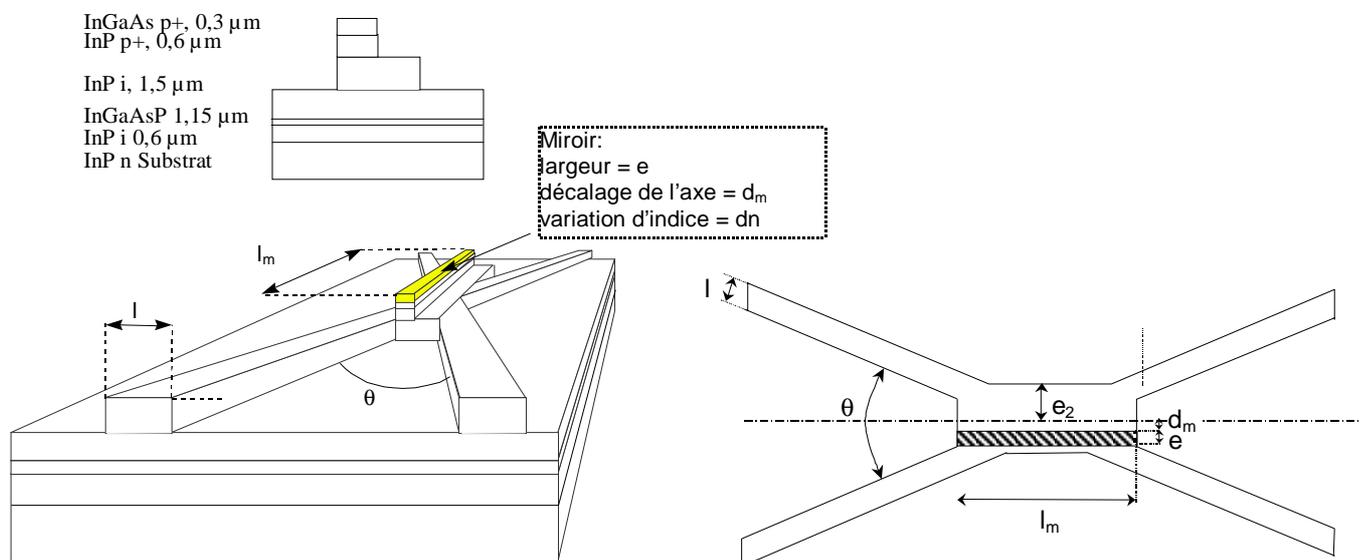


Figure IV-3.2 : épitaxie, schémas du commutateur TIR et principales variables d'optimisation.

Les sept variables que nous avons prises en compte dans notre optimisation sont (Figure IV-3.2) : l'angle entre les deux guides θ , la largeur des guides l , la largeur du miroir e , la longueur du miroir l_m , le décalage de l'axe du miroir d_m , la largeur de la zone intermédiaire e_2 , et la consommation du miroir I_s (fonction de la variation d'indice dn). Ces variables sont soit intrinsèques (paramètres géométriques), soit extrinsèques (consommation).

Pour indication, nous donnons les caractéristiques et performances mesurées des composants réalisés avant la mise au point de notre algorithme :

θ (°)	l (μm)	e (μm)	l_m (μm)	d_m (μm)	e_2 (μm)	I_s (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
							//	X	//	X
4	4	2	150	0	2	175	0,3	0,4	-20	-15

Tableau IV-3.1 : caractéristiques et performances mesurées du commutateur TIR de départ.

Les caractéristiques de ce composant avaient été optimisées « à la main », c'est-à-dire par la méthode d'essai et erreur, en utilisant une BPM-2D [Cayrefourcq, 1998a]. Ce travail avait été relativement laborieux et limité à un petit nombre d'essais.

Néanmoins, il nous laissait déjà présager l'existence de fortes interactions entre certaines variables. Ainsi, l'angle optimum entre les guides semble fortement dépendant de la variation d'indice dans le miroir, ce qui influe sur les paramètres géométriques de ce dernier.

IV-3.2. Espace de recherche

Une fois choisies les variables d'optimisation, il faut définir, c'est-à-dire limiter, l'espace de recherche correspondant à l'aide de considérations physiques, technologiques et numériques. Nous savons par exemple que l'angle θ ne doit pas être trop petit pour éviter tout couplage entre guides adjacents. Il ne doit pas non plus être trop grand car la variation d'indice nécessaire et donc la consommation serait trop importante. De plus, la BPM utilisée suppose que la lumière se propage dans une direction proche de l'axe de simulation (approximation paraxiale). Quant aux dimensions du miroir, elles doivent répondre à un compromis entre consommation, efficacité et facilité de fabrication. A l'aide de telles considérations, nous avons défini l'espace de recherche suivant :

	θ (°)	l (μm)	e (μm)	l_m (μm)	d_m (μm)	e_2 (μm)
Limite inférieure	1	1	0,5	50	0	0
Limite supérieure	12	6	4	500	3	6

Tableau IV-3.2 : espace de recherche pour l'optimisation du commutateur TIR.

IV-3.3. Fonctions objectif

Nos objectifs sont des pertes optiques faibles, une diaphonie faible et une consommation faible. Nous définissons donc les fonctions objectif f_i suivantes, calculées pour chaque composant à partir de deux simulations par BPM-2D (états // et X) :

$$\begin{aligned}
 f_{\text{pertes//}} &= \frac{E_{\text{sortie1}}}{E_{\text{entrée}}} & f_{\text{diaphonie//}} &= 1 - \frac{E_{\text{sortie2}}}{E_{\text{entrée}}} \\
 f_{\text{pertesX}} &= \frac{E_{\text{sortie2}}}{E_{\text{entrée}}} & f_{\text{diaphonieX}} &= 1 - \frac{E_{\text{sortie1}}}{E_{\text{entrée}}}
 \end{aligned}
 \tag{IV-7}$$

où E_x est l'énergie dans le guide x .

Ces fonctions objectif augmentent linéairement de 0 jusque 1 quand la diaphonie et les pertes décroissent.

Pour tenir compte de la consommation, Nous avons étudié la structure du commutateur à l'aide de notre Modèle Energie. Nous avons ainsi pu établir une relation entre la densité de porteurs sous le

miroir et la densité de courant injecté. Puis nous avons utilisé la relation suivante donnant la variation d'indice optique $n-n_0$ en fonction de la densité de porteurs N [Hunsperger, 1995] :

$$n - n_0 = -\frac{N^2 \cdot \lambda^2 \cdot q^2}{n_0 \cdot m^* \cdot \epsilon_0 \cdot \pi^2 \cdot c^2} \quad (\text{IV-8})$$

où λ est la longueur d'onde, q la charge élémentaire, m^* la masse effective des électrons, ϵ_0 la constante diélectrique du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide.

Cette relation combinée aux résultats du Modèle Energie nous a permis d'obtenir la courbe suivante, reliant la variation d'indice effectif et la densité de courant injecté :

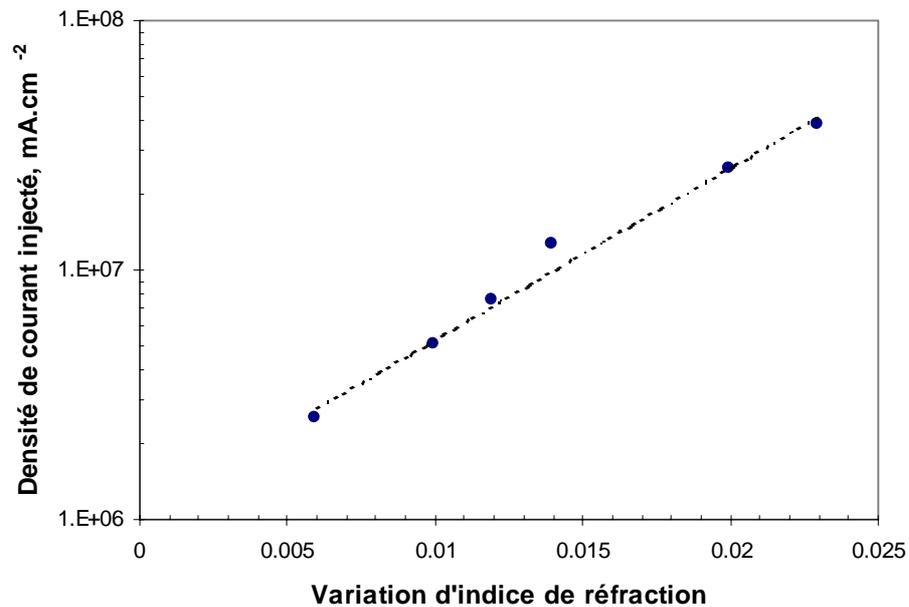


Figure IV-3.3 : variation d'indice en fonction de la densité de courant injecté.

Après avoir interpolé cette courbe, nous avons pu exprimer le courant consommé en fonction de la géométrie de l'électrode :

$$I = j \times e \times l_m \quad (\text{IV-9})$$

où I est le courant en mA, j la densité de courant injecté en mA.cm⁻², e la largeur du miroir et l_m sa longueur en cm.

La fonction objectif associée à la consommation du commutateur s'écrit alors simplement :

$$f_{conso} = 1 - \frac{I_s}{I_{s\max}} \quad (\text{IV-10})$$

où $I_{s\max}$ correspond au cas le plus défavorable possible dans l'espace de recherche étudié.

Cette fonction augmente linéairement de 0 vers 1 quand la consommation diminue.

Après avoir défini nos fonctions objectif, nous avons définie la fonction d'adaptation par une simple somme pondérée des fonctions objectif :

$$f = \sum_i \alpha_i \cdot f_i \quad (IV-11)$$

Les coefficients α_i permettent de privilégier tel ou tel objectif suivant les applications visées. On peut ainsi orienter l'évolution vers un composant qui consomme peu mais dont les pertes optiques sont importantes ou vers un composant dont les pertes seront très faibles mais qui nécessitera une alimentation conséquente.

IV-3.4. Résultats

Le temps de calcul d'une BPM-2D pour notre composant est de quelques secondes sur un Pentium Pro 200 MHz. Une population de 100 individus nous a alors paru un bon compromis entre temps de calcul et convergence, nous permettant ainsi de calculer entre 100 et 200 générations en une nuit.

Dans un premier temps, nous avons optimisé le composant uniquement en tenant compte des pertes et de la diaphonie, c'est-à-dire que nous n'avons pas pris en compte la consommation : nous avons ainsi fixé la variation d'indice dn à 0,02 correspondant à une densité de courant d'environ 2.10^7 mA.cm⁻². Etant donné que nous accordons autant d'importance aux pertes qu'à la diaphonie et ce dans les deux états du commutateur, chaque fonction objectif a le même poids. La fonction d'adaptation est donc :

$$f = \frac{f_{pertes //} + f_{diaphonie //} + f_{pertes X} + f_{diaphonie X}}{4} \quad (IV-12)$$

Après convergence, le meilleur composant obtenu était le suivant :

θ (°)	l (μ m)	e (μ m)	l _m (μ m)	d _m (μ m)	e ₂ (μ m)	I _s (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
							//	X	//	X
5,3	5,53	3,98	281	0,12	1,94	290	0,02	0,1	-19,2	-31

Tableau IV-3.3 : composant optimisé sans tenir compte de la consommation.

Par rapport au composant de départ (Tableau IV-3.1), on observe une grande amélioration : les pertes deviennent négligeables et la diaphonie s'améliore fortement dans l'état commutant. Cependant, la consommation est excessive car la surface de l'électrode a été quasiment multipliée par quatre.

Nous avons donc ensuite introduit la consommation dans notre fonction d'adaptation :

$$f = \frac{f_{pertes //} + f_{diaphonie //} + f_{pertes X} + f_{diaphonie X} + \alpha \cdot f_{conso}}{4 + \alpha} \quad (IV-11)$$

où le coefficient α nous permet de pondérer l'importance de la consommation.

L'espace de recherche passe de 6 à 7 dimensions, puisqu'il faut introduire la variation d'indice de réfraction, liée à la consommation :

	θ (°)	l (μm)	e (μm)	l_m (μm)	d_m (μm)	e_2 (μm)	dn
Limite inférieure	1	1	0,5	50	0	0	0,001
Limite supérieure	12	6	4	500	3	6	0,02

Tableau IV-3.4 : espace de recherche avec prise en compte de la consommation du commutateur TIR.

De nombreux lancements de l'Algorithme Génétique avec différents coefficients α nous ont amené à penser que la réduction de la consommation ne passe pas nécessairement par la réduction de la surface du miroir. Quand la surface du miroir augmente, il semble que la variation d'indice nécessaire à obtenir la commutation diminue. Ceci s'explique par le fait que si la consommation est proportionnelle à la surface du miroir, elle varie suivant une loi exponentielle en fonction du changement d'indice.

Nous présentons ci-dessous les meilleurs composants obtenus pour différentes pondérations α :

α	θ (°)	l (μm)	e (μm)	l_m (μm)	d_m (μm)	e_2 (μm)	dn (μm)	I_s (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
									//	X	//	X
0,2	3,6	5,57	3,06	221	0,14	2,93	0,015	81,15	0,24	0,08	-15	-20,1
0,5	3,9	5,59	2,88	253	0,15	4,2	0,015	65,6	0,20	0,17	-17,3	-18,5
1	3,2	5,58	3,47	271	0,15	0,005	0,010	47,1	0,23	0,19	-16,3	-16,85

Tableau IV-3.5 : meilleurs résultats obtenus par l'AG, selon l'importance accordée à la consommation.

Comme on pouvait s'y attendre, les propriétés du composant sont globalement d'autant meilleures que la consommation est plus importante. Le choix du composant à fabriquer se fait en fonction de l'application, selon que l'utilisateur préfère un composant de qualité moyenne et peu gourmand en énergie ou un composant ayant de très bonnes propriétés mais ayant une consommation plus importante. C'est la solution intermédiaire $\alpha = 0,5$ qui a été sélectionnée pour être fabriquée dans notre laboratoire. Sa réalisation est en cours [Cayrefourcq, thèse 1998].

IV-4. Application aux commutateurs cascade

Si les commutateurs TIR ont l'avantage d'être *a priori* insensibles à la polarisation et à la longueur d'onde, leur consommation risque de devenir un facteur limitant l'ordre des matrices de commutation. C'est pour pallier ce problème qu'ont été proposés les commutateurs cascade, dont l'architecture originale est fondée sur le couplage de mode [Cayrefourcq, 1998b]. Ce composant est constitué de guides principaux assurant le transport de la lumière et de guides intermédiaires assurant le passage éventuel de la lumière d'un guide à l'autre (Figure IV-4.1). La structure épitaxiale est la même que celle

des commutateurs TIR (Figure IV-3.2). Nous appelons « état passant // » l'état dans lequel il n'y a pas de couplage et « état commutant X » celui dans lequel il y a couplage.

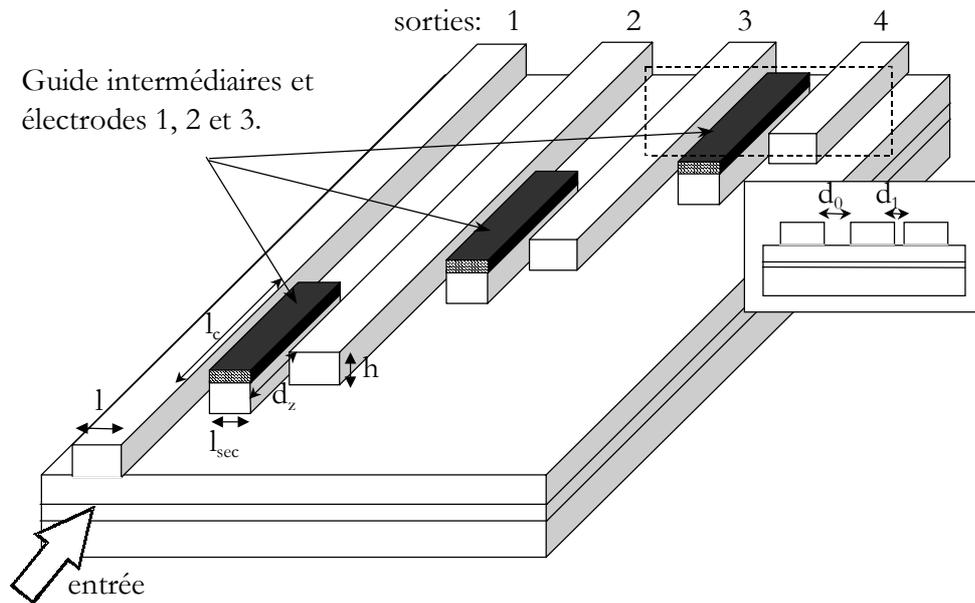


Figure IV-4.1 : schéma d'un commutateur cascade 1x4 et variables géométriques.

Ce composant est conçu de telle façon que si aucune électrode n'est alimentée, la lumière est couplée dans chaque guide successivement : dans le cas du schéma ci-dessus, la lumière emprunte alors la sortie n°4. Si l'on alimente une des électrodes, l'indice de réfraction dans le guide intermédiaire correspondant diminue et le couplage de la lumière ne peut plus se faire. Ainsi, en alimentant une seule électrode parmi les numéros 1, 2 ou 3, on guide la lumière vers la sortie 1, 2 ou 3. Ce principe est généralisable à des commutateurs $1 \times M$. Nous voyons donc que le nombre d'électrodes à alimenter pour un commutateur $1 \times M$ est alors de 1 au lieu de $M/2$.

Outre le rôle d'aiguillage, ce composant peut jouer celui de distributeur. En effet, en alimentant toutes les électrodes simultanément de façon adéquate, on peut pondérer la répartition de l'énergie lumineuse dans les diverses sorties.

IV-4.1. Variables d'optimisation

Le composant que nous optimisons est un commutateur 1×2 . Les huit variables que nous avons considérées (Figure IV-4.1) sont : la largeur des guides l , la largeur des guides intermédiaires l_{sec} , la profondeur de gravure h , la longueur de couplage l_c , le décalage entre le guide intermédiaire et le guide de sortie d_z , la distance entre les guides d'entrée et guide intermédiaire d_0 , la distance entre guides intermédiaires et guides de sortie d_1 , et la variation d'indice dn .

Etant donné que nous utilisons une BPM-2D, la profondeur de gravure est prise en compte par l'intermédiaire de l'indice effectif de la zone gravée (Figure IV-4.2). La relation entre les deux a été obtenue par une étude modale.

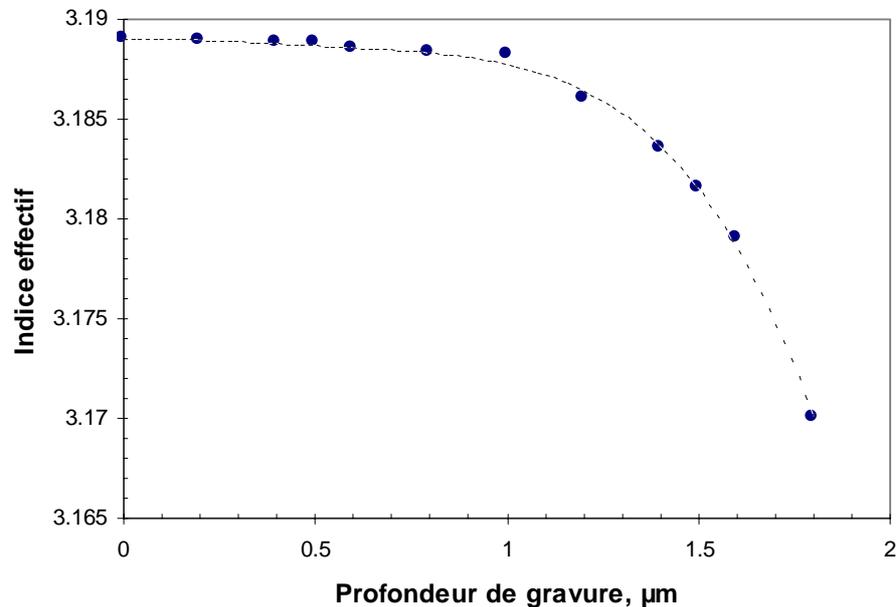


Figure IV-4.2 : indice effectif en fonction de la profondeur de gravure.

IV-4.2. Espace de recherche

La phase d'optimisation des commutateurs TIR faisant suite à une phase de définition menée selon la méthode d'essai et erreur, nous connaissons globalement le comportement du composant et les influences des divers paramètres, ce qui nous a permis de réduire l'espace de recherche. Le commutateur cascade étant une structure nouvelle, nous avons juste quelques notions sur les dimensions des guides et les longueurs de couplage que nous avons limitées à 1 mm car nous recherchons un composant de taille réduite. Nous avons donc considéré un espace de recherche assez étendu. Cela peut constituer un inconvénient au point de vue temps de calcul, mais on donne ainsi plus de liberté à l'Algorithme Génétique.

	l (μm)	l_{sec} (μm)	d_0 (μm)	d_1 (μm)	l_c (μm)	d_z (μm)	h (μm)	dn
Limite inférieure	2	1	0	0	200	0	0	0,001
Limite supérieure	6	6	3	3	1000	1000	1,6	0,01

Tableau IV-4.1 : espace de recherche pour l'optimisation du commutateur cascade.

IV-4.3. Fonction d'adaptation

Les fonctions objectif sont les mêmes que celles définies précédemment pour le commutateur TIR à la page 140. En effet, les pertes et la diaphonie sont définies de la même façon. Et la fonction tenant

compte de la consommation est la même puisque l'épitaxie utilisée est la même. La BPM-2D utilisée est la même que pour les commutateurs TIR.

Comme nous l'avons déjà expliqué, les résultats fournis par l'Algorithme Génétique dépendent de la définition de la fonction d'adaptation. Or nous pouvons combiner nos différentes fonctions objectif de nombreuses manières : nous avons donc testé différentes fonctions à base de sommes ou de multiplications, afin de voir si certaines fonctions permettent d'obtenir de meilleurs résultats que d'autres. Parmi les nombreuses fonctions d'adaptation essayées, nous avons retenu les suivantes :

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \frac{f_{pertes //} + f_{pertes X} + f_{pertes //} + f_{pertes X} + 0,5 \cdot f_{consommation}}{4,5} \\
 f_2 &= \frac{f_{pertes //} + f_{pertes X} + f_{pertes //} + f_{pertes X} + 0,2 \cdot f_{consommation}}{4,2} \\
 f_3 &= \frac{f_{pertes //} + f_{pertes X} + f_{pertes //} + f_{pertes X} + f_{consommation}}{5} \\
 f_4 &= \sqrt{f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} \cdot f_{consommation}} \\
 f_5 &= \frac{4 \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} + 0,5 \cdot f_{consommation}}{4,5} \\
 f_6 &= \frac{4 \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} + f_{consommation}}{5} \\
 f_7 &= \frac{4 \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} \cdot f_{pertes //} \cdot f_{pertes X} + 1,5 \cdot f_{consommation}}{5,5}
 \end{aligned} \tag{IV-12}$$

IV-4.4. Résultats

Les temps de calcul étant du même ordre que pour l'optimisation des commutateurs TIR, nous avons gardé la même taille de population : 100 individus. Les meilleurs résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

	l (µm)	l _{sec} (µm)	d ₀ (µm)	d ₁ (µm)	l _c (µm)	d _z (µm)	n _{eff} [h]	dn	I _s (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
										//	X	//	X
f ₁	4,72	5,04	0,746	0,554	949,3	290,8	1,51	0,0037	58	0,10	0,06	-20,0	-19,97
f ₂	5,1	5,65	0,51	0,374	963	248,7	1,5	0,0041	77	0,05	0,04	-20,10	-21,47
f ₃	3,88	4,09	1,12	0,673	800	314,1	1,52	0,0050	62	0,57	0,26	-12,80	-12,54
f ₄	4,99	5,41	0,503	0,024	814,4	372,4	1,5	0,0084	189	0,04	0,03	-24,19	-23,84
f ₅	4,64	5,82	0,652	0,707	983,6	161,7	1,45	0,0083	241	0,02	0,03	-26,29	-26,57
f ₆	4,49	4,71	0,982	0,576	999	390,4	1,55	0,0034	50	0,05	0,06	-23,00	-21,96
f ₇	3,89	4,03	1,516	0,809	993	479,4	1,45	0,0036	47	0,07	0,13	-23,78	-14,22

Tableau IV-4.2 : meilleurs résultats obtenus par l'AG, pour différentes fonctions d'adaptation.

On observe une certaine diversité dans les composants obtenus, ce qui montre bien le soin qu'il faut accorder à la définition de la fonction d'adaptation, en particulier quand il s'agit d'une optimisation multi-objectifs. On comprend bien que, selon les poids et les opérations (additions, multiplications...) utilisés, la forme de la fonction dans cet espace à 8 dimensions sera différente. Elle pourra comporter plus ou moins d'optima qui seront plus ou moins aigus. Par exemple, l'addition de deux fonctions objectif pourra très bien orienter l'algorithme vers une solution où un seul des deux objectifs est très bien rempli. Alors que la multiplication de deux fonctions objectif aura plus tendance à orienter l'algorithme vers des solutions où les deux objectifs sont satisfaits de façon équilibrée. Dans la pratique, on essaiera différentes fonctions afin d'obtenir le meilleur résultat possible.

Certaines fonctions d'adaptation (f_3 et f_7) n'ont pas abouti à un composant satisfaisant : le compromis entre consommation et qualité optique est mauvais. Le composant obtenu avec la fonction f_6 a été sélectionné (Figure IV-4.3) car il présente de bonnes performances pour une consommation modeste. Il est en cours de réalisation dans notre laboratoire [Cayrefourcq, thèse 1998].

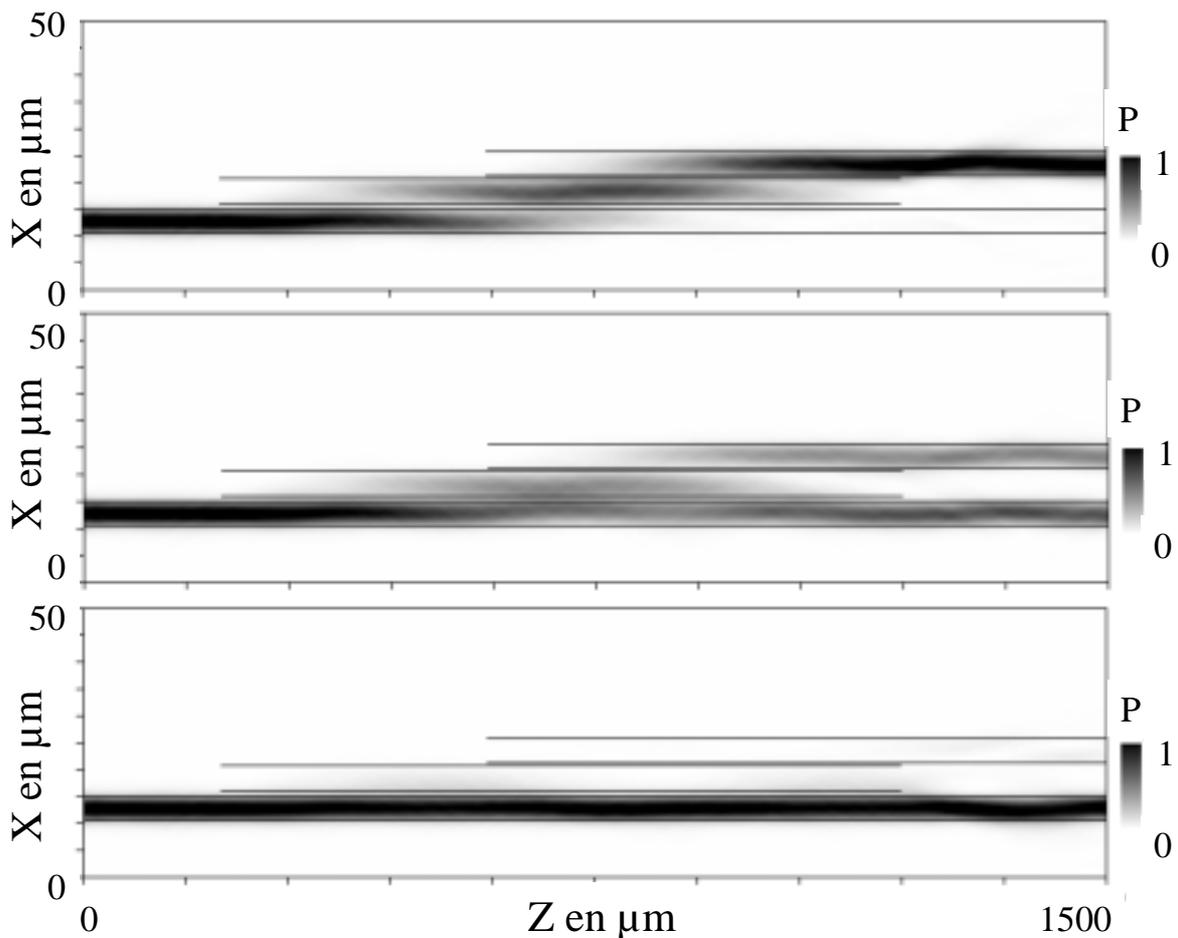


Figure IV-4.3 : simulation par BPM-2D du commutateur cascade optimisé (fonction f_6). En haut : état commutant. En bas : état passant. Au milieu : état distribué. Les images sont en contraste inverse.

IV-4.5. Commutateur cascade monobloc

La faible valeur des paramètres d_0 et d_1 obtenus précédemment nous ont incité à envisager un commutateur cascade monobloc. En effet, l'une des difficultés technologiques prévisible pour la réalisation du commutateur défini précédemment est la séparation entre guides intermédiaires et guides principaux (inférieure à $1 \mu\text{m}$). Une structure monobloc, c'est-à-dire telle que $d_0=0$ et $d_1=0$, simplifierait grandement la fabrication du dispositif.

Nous avons donc supprimé les deux dimensions de l'espace de recherche correspondant à d_0 et d_1 , que nous avons fixés à 0. Il ne nous reste donc que six variables d'optimisation :

	l (μm)	l_{sec} (μm)	d_0 (μm)	d_1 (μm)	l_c (μm)	d_z (μm)	h (μm)	dn
Limite inférieure	2	1	0	0	200	0	0	0,001
Limite supérieure	6	6	0	0	1000	1000	1,6	0,01

Tableau IV-4.3 : espace de recherche pour l'optimisation du commutateur cascade monobloc.

Le meilleur composant a été obtenu avec la fonction d'adaptation f_5 :

l (μm)	l_{sec} (μm)	d_0 (μm)	d_1 (μm)	l_c (μm)	d_z (μm)	h (neff)	dn	I_s (mA)	Pertes (dB)		Diaphonie (dB)	
									//	X	//	X
4,9	5,6	0	0	578,1	184	1,55	0,0066	95	0,11	0,05	-17,35	-20,47

Tableau IV-4.4 : commutateur cascade monobloc optimisé par AG (fonction d'adaptation f_5).

Si les performances de ce composant sont moins bonnes que précédemment, sa fabrication est bien plus aisée puisque les dimensions en jeu sont toutes largement supérieures au micron et donc accessibles en lithographie optique. Ce composant est aussi en cours de réalisation dans notre laboratoire [Cayrefourcq, thèse 1998].

IV-5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous étions fixés pour but d'explorer plus avant le problème de l'optimisation des composants optoélectroniques. Nous avons donc tout d'abord présenté les concepts de base de l'optimisation, et en particulier le concept de fonction d'adaptation. Nous avons ensuite expliqué les principes des Algorithmes Evolutionnaires, qui sont des algorithmes d'optimisation fondés sur la théorie de l'évolution de Darwin. Puis nous nous sommes intéressés en particulier aux Algorithmes Génétiques (AG) et nous avons présenté les techniques de base que nous avons utilisées pour réaliser notre propre algorithme. Enfin, celui-ci a été utilisé pour optimiser par BPM-2D deux sortes de commutateurs optiques : les commutateurs TIR et les commutateurs cascade.

A l'aide de notre algorithme, nous avons optimisé trois composants qui sont en cours de réalisation à l'PIEMN. Le premier est un commutateur optique à réflexion interne totale : la modélisation prévoit 0,2 dB de pertes et -18 dB de diaphonie pour un courant injecté de 65 mA. Le second est un commutateur cascade : la modélisation donne 0,05 dB de pertes et -22,5 dB de diaphonie pour une consommation de 50 mA. Le troisième est un commutateur cascade monobloc, de performances moindres mais beaucoup plus facile à réaliser technologiquement : la modélisation prédit 0,1 dB de pertes et -19 dB de diaphonie pour un courant de 95 mA.

Ces applications nous ont en particulier permis d'apprécier l'importance de la définition de la fonction d'adaptation. En effet, la façon dont les différents objectifs sont combinés au sein de la fonction d'adaptation influence grandement la forme de cette fonction et donc la solution vers laquelle converge notre algorithme. C'est pour cette raison que le problème de l'optimisation multiobjectifs fait actuellement l'objet de nombreuses recherches. Certains types d'Algorithmes Génétiques plus évolués prennent en compte dans leur principe même le problème des objectifs multiples.

L'avantage de l'Algorithme Génétique sur la méthode Monte Carlo présentée au chapitre III est d'autant plus marqué que le nombre de variables d'optimisation est important. En effet, avec huit variables d'optimisation, la méthode Monte Carlo aurait nécessité un temps de calcul énorme. Alors que l'AG est beaucoup plus économe grâce à ses propriétés de convergence. Les deux méthodes restent néanmoins complémentaires. En effet, comme nous l'avons vu, la méthode Monte Carlo permet d'étudier statistiquement l'influence de telle ou telle variable. De plus, elle peut être utilisée pour étudier la tolérance du composant aux imprécisions technologiques, en explorant le voisinage de la solution proposée par l'AG.

Nous voyons donc que ces algorithmes génétiques permettent de tirer encore plus de profit des logiciels de modélisation. Notre algorithme peut être couplé avec toutes sortes de simulations, pour peu que le processus puissent être totalement automatisé et que le temps de calcul ne soit pas prohibitif. Il est par exemple difficile d'envisager son couplage avec notre Modèle Energie, mais il serait intéressant de le coupler à un modèle de type circuit du phototransistor afin d'optimiser rapidement ses caractéristiques.

Un tel algorithme couplé à une BPM-2D peut être utilisé pour optimiser toutes sortes de dispositifs optoélectroniques (photodiodes, commutateurs, guides...) On peut également imaginer de le coupler avec un simulateur de type circuit, soit pour trouver les paramètres d'un modèle petit ou grand-signal à partir de mesures expérimentales, soit pour optimiser des structures modélisées par un schéma de type circuit (phototransistors, diodes laser...) Il pourrait également être utilisé pour optimiser certaines étapes d'un processus technologique, pour peu que l'on dispose d'une modélisation informatique de ce processus (attaques RIE...)

La montée en puissance exponentielle des PC permet déjà de coupler notre AG à une BPM-3D, à condition de travailler avec des populations plus petites. Ces algorithmes vont donc pouvoir être utilisés pour résoudre de plus en plus de problèmes. D'autant plus que les AG, étant massivement parallèles par nature, bénéficieront du développement des systèmes à architectures parallèles.

IV-6. Références

Références papier

Les références sont classées alphabétiquement selon le nom du premier auteur.

1. Bäck T. et Hoffmeister F., « Global optimization by means of evolutionary algorithms », in A.N. Antamoshkin, editor, *Random Search as a Method for Adaptation and Optimization of Complex Systems*, p. 17-21, Divnogorsk, ex-URSS, mars 1991.
2. Bäck T., « Self-Adaptation in Genetic Algorithms », *Proceedings of the 1st European Conference on Artificial Life*, p. 263-271. Cambridge, MA : MIT Press, 1992.
3. Bäck T., *Evolutionary Algorithms in Theory and Practice*. Oxford: Oxford University Press, 1996.
4. Bäck T., Hammel U. et Schwefel H.P., « Evolutionary Computation: Comments on the History and Current State », *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, vol. 1, n°1, p. 3-17, avril 1997.
5. Balachandran M., *Knowledge-Based Optimum Design, Topics in Engineering Vol. 10*. Southampton: Computational Mechanics Publications, 1993.
6. Beasley D., Bull D.R. et Martin R.R., « An Overview of Genetic Algorithms : Part 1, Fundamentals », *University Computing* vol. 15, n°2, p. 58-59, 1993a.
7. Beasley D., Bull D.R. et Martin R.R., « An Overview of Genetic Algorithms : Part 2, Research Topics », *University Computing* vol. 15, n°4, p. 170-181, 1993b.
8. Cayrefourcq I., *Conception et fabrication de matrices de commutation optiques en vue de la réalisation de modules de synthèse de retards temporels*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.
9. Cayrefourcq I., Schaller M., Fourdin C., Vilcot J.P., Harari J. et Decoster D., « Optical switch design for true time delay array antenna », *IEE Proceedings on Optoelectronics part J*, vol. 145, n°1, p. 77-82, 1998a.
10. Cayrefourcq I., Schaller M., Vilcot J.P., Harari J., Gouy J.P. et Decoster D., « Low Power Consumption 1x4 Cascade Switch for Microwave Applications », *Microwave and Optical Technology Letters*, juillet 1998b.
11. Ciarlet P.G., *Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation*. Paris : Masson, 1990.
12. Davis L., Ed., *Handbook of Genetic Algorithms*. New York: Van Nostrand Reinhold, 1991.
13. Dessales J.-L., *L'ordinateur génétique*. Paris: Hermès, 1996.
14. Fogel D.B., « Evolutionary Computation: A New Transactions », *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, vol. 1, n°1, p. 1, avril 1997.
15. Fonseca C.M. et Fleming P.J., « Genetic Algorithms for Multiobjective Optimization: Formulation, Discussion and Generalization », in *Genetic Algorithms: Proceedings of the Fifth International Conference*, S. Forrest, editeur, San Mateo, CA : Morgan Kaufmann, juillet 1993.
16. Fonseca C.M. et Fleming P.J., « An Overview of Evolutionary Algorithms in Multiobjective Optimization », *Evolutionary Computation*, vol. 3, n°1, p. 1-16, 1995.
17. Goldberg D.E., *Algorithmes génétiques, exploration, optimisation et apprentissage automatique*. Paris: Addison-Wesley, 1994.
18. Hunsperger R.G., *Integrated Optics: theory and technology*. New-York : Springer-Verlag, 1995.
19. Menozzi R. et Piazzzi A., « HEMT and HBT Small-Signal Model Optimization Using a Genetic Algorithm », *EDMO'97*, Londres, p.13-18, 24-25 novembre 1997.
20. Michalewicz Z., *Genetic Algorithms + Data Structures = Evolution Programs*. Berlin: Springer-Verlag, seconde édition, 1994.
21. Moosburger R., Kostrzewa C., Fischbeck G. et Petermann K., « Shaping the Digital Optical Switch Using Evolution Strategies and BPM », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n°11, p. 1484-1486, novembre 1997.
22. Nougier J.P., *Méthodes de calcul numérique*. Paris: Masson, 1987.
23. Reineix A., Eclercy D. et Jecko B., « FDTD/genetic algorithm coupling for antennas optimization », *Annales de Télécommunications*, vol. 52, n°9-10, 1997.
24. Renders J.M., *Algorithmes génétiques et réseaux de neurones*. Paris: Hermès, 1995.
25. Whitley D., « A Genetic Algorithm Tutorial », *Technical Report CS-93-103*, Colorado State University, Department of Computer Science, 1993.
26. Wills C., *La sagesse des gènes, nouvelles perspectives sur l'évolution*. Flammarion, 1991.

Références Internet

La plupart des articles nous ayant servi pour la réalisation de notre algorithme génétique sont disponibles sur Internet en format PostScript, en particulier sur les sites suivants :

- <http://www.aic.nrl.navy.mil/galist> : archives de la Navy sur les AG.
- <http://gal4.ge.uiuc.edu/> : Illinois Genetic Algorithms Laboratory, dirigé par D.E. Goldberg, un des grands spécialistes des AG.

Les sites suivants nous ont été particulièrement utiles pour l'acquisition des connaissances de base sur les AG et comme points de départ vers d'autres sites plus spécifiques :

- <ftp://rtfm.mit.edu:/pub/usenet/news.answers/ai-faq/genetic/> : « The Hitch-Hiker's Guide to Evolutionary Computation: A list of Frequently Asked Questions (FAQ) » On trouvera dans ce FAQ les réponses à beaucoup des questions que l'on peut se poser sur les AG.
- comp.ai.genetic (groupe de nouvelles) : l'internaute y participera avec profit. Il trouvera quantité d'informations et pourra poser des questions aux spécialistes des AG.

Pour les développements récents et à venir, citons les sites suivants :

- <http://frontier.iu.uib.no/Frontier.html> : informations sur le projet européen FRONTIER visant à développer des outils d'optimisation multi-objectifs permettant d'assurer la compétitivité des industries européennes dans le futur.
- <http://w3.ualg.pt/lists/emo-list/> : archives de la *mailing-list* EMO (Evolutionary Multiobjective Optimization List), consacrée aux discussions sur l'optimisation multi-objectifs par algorithme évolutionnaire.

Conclusion générale

Afin d'étudier et d'optimiser des composants optoélectroniques, nous nous sommes appuyés sur deux modèles numériques : la BPM et le Modèle Energie. La BPM est un modèle classique permettant d'étudier en 2D ou 3D la propagation et l'absorption de la lumière dans les composants d'optique guidée. Le Modèle Energie est un modèle hydrodynamique permettant l'étude du transport des porteurs dans une structure épitaxiale donnée. La combinaison des deux modèles permet d'étudier de nombreux composants. Pour exploiter ces modèles, nous avons réalisé une étude bibliographique sur les propriétés des matériaux InP, InGaAs et InGaAsP adaptés en maille sur InP : indice optique, coefficient d'absorption, mobilités des porteurs, taux de génération/recombinaison radiative, Auger, Shockley-Hall-Read, coefficients d'ionisation par choc, etc. Les qualités d'interface des logiciels finalement développés (multi-fenêtrage, affichage graphique...) sont liées à l'utilisation du FORTRAN 90 (Digital Visual Fortran 5.0 pour Windows 95), combinant puissance et simplicité. Notre travail a été entièrement réalisé sur des PC standards.

Nous avons tout d'abord appliqué nos modèles aux phototransistors à hétérojonction InP/InGaAs, ceci permettant de mieux comprendre leur fonctionnement. Puis un état de l'art des HPT hyperfréquences a montré que leurs performances dynamiques sont généralement limitées par les problèmes de capacité, leurs dimensions géométriques étant liées au couplage avec le faisceau optique incident. Ensuite nous avons présenté notre composant de référence, qui est un dispositif de structure épitaxiale classique éclairé par la tranche, et nous avons donné les principaux résultats expérimentaux le concernant.

Nous avons modélisé ce composant et obtenu une bonne concordance entre théorie et expérience. Les conditions d'injection de la lumière sont très importantes pour ces structures : une bonne fibre lentillée est nécessaire pour obtenir une bonne efficacité quantique, et l'alignement de la fibre est un paramètre très sensible. De même que la fréquence de transition du HBT (f_t) est fonction des conditions de polarisation, le f_t optique est fonction des conditions d'éclairement.

Cette étude nous a permis de dégager quelques perspectives d'optimisation du HPT InP/InGaAs éclairé par la tranche. Une couche de confinement InGaAsP dopée N⁺ placée entre le collecteur InGaAs et le sous-collecteur InP permet d'améliorer sensiblement le rendement quantique. Son épaisseur doit être optimisée en fonction de l'épaisseur des couches absorbantes et de la longueur d'onde. Sans revêtement anti-réfléchissant et avec une fibre lentillée, on peut alors atteindre des rendements quantiques supérieurs à 60 %. L'optimisation de l'épaisseur de la base dépend de l'usage du

composant. Si la résistance d'accès de la base est indifférente (composant utilisé en tant que photodétecteur), il semble que l'épaisseur de base puisse être réduite sans augmentation du dopage. Le ζ optique est alors amélioré. Mais dans le cas d'applications telles que le mélange électro-optique ou le contrôle optique d'oscillateur, la résistance d'accès doit être minimisée en augmentant le dopage. Les performances dynamiques des HPT sont la plupart du temps limitées par les problèmes de capacité, la taille du composant étant liée au couplage avec le faisceau optique. Avec une structure optique optimisée et une taille réduite le plus possible, on pourrait espérer atteindre 160 GHz en photodétection, avec un rendement quantique de 40 %. Au-delà, l'avenir est aux HPT à ondes progressives, ceux-ci permettant de s'affranchir des problèmes de capacité tout en offrant un très bon rendement quantique. Pour les applications nécessitant des tensions de fonctionnement plus élevées, on peut envisager un HPT à double hétérojonction avec un collecteur entièrement ou partiellement en quaternaire InGaAsP. Celui-ci doit permettre d'obtenir une tension de claquage plus élevée tout en jouant le rôle de couche de confinement optique. Un tel composant pourrait atteindre les 60 GHz avec un rendement quantique de 60 %.

Le chapitre III est consacré à l'étude de photodiodes à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement vertical. Nous avons imaginé et modélisé différents types de structure optique : cœur massif, structures alternées, « lentille de Fresnel », structures lentillées symétriques ou asymétriques. Les structures lentillées (symétriques ou asymétriques) se sont révélées les plus intéressantes : la faible épaisseur de InGaAs ($<1,5 \mu\text{m}$) et le fait que les couches de confinement sont dopées permet un fonctionnement à faible tension. L'efficacité de l'effet de lentille dépend du nombre de quaternaires différents réalisables et de leurs épaisseurs respectives, qui sont à optimiser. Pour cela, il nous fallait une méthode capable d'optimiser simultanément un certain nombre de variables (en partie interdépendantes). Nous avons donc mis au point une méthode Monte Carlo couplée à la BPM-2D. Une telle méthode a permis d'étudier des milliers de structures, avec un minimum d'a priori. Les résultats sont généralement meilleurs que ceux obtenus « à la main ». De plus, en traçant des nuages de points on peut tirer des conclusions intéressantes sur tel ou tel paramètre. Ainsi, nous avons montré que le phénomène d'absorption résonante, déjà connu dans des structures plus simples (par exemple InP/InGaAs/InP), se retrouvait dans les structures lentillées complexes. Notons que cette méthode peut également être utilisée pour étudier la sensibilité d'un dispositif aux imprécisions technologiques, en explorant le voisinage de la solution envisagée. L'étude électrique d'une des structures lentillées asymétriques optimisée par Monte Carlo a enfin montré que dans le cadre du cahier des charges qui nous était imposé, la fréquence de coupure est limitée par les effets capacitifs à 6 GHz pour une tension de polarisation de 2 V, les hétérointerfaces ayant peu d'influence sur les résultats. Nous avons abouti à une structure lentillée asymétrique, de $1,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur, ayant un rendement quantique de 89 % avec

une fibre clivée (diamètre de tache optique : $8,5 \mu\text{m}$), avec seulement $2,2 \mu\text{m}$ de couche absorbante. Sa tolérance d'alignement vertical à -1 dB est de $\pm 3,6 \mu\text{m}$, son asymétrie permettant d'utiliser une technologie planaire. Cette étude a fait l'objet d'une collaboration étroite avec Alcatel Alsthom Recherche (Opto⁺).

La dernière partie de ce travail a consisté en l'optimisation et la conception de commutateurs optiques sur InP. Pour cela, nous avons utilisé un Algorithme Génétique (AG) couplé à une BPM-2D. Les AG sont fondés sur la théorie de l'évolution de Darwin. Leurs avantages par rapport à la méthode Monte Carlo utilisée dans le chapitre précédent proviennent de leurs propriétés de convergence. Dans le cas d'une optimisation comportant de nombreux paramètres et des objectifs multiples, ils permettent d'obtenir des solutions intéressantes beaucoup plus rapidement. Les deux méthodes restent néanmoins complémentaires puisque la méthode Monte Carlo permet d'étudier statistiquement l'influence d'une variable donnée ou la tolérance du composant aux imprécisions technologiques, en explorant le voisinage de la solution proposée par l'AG.

Nous avons donc présenté le principe des AG et les techniques de base que nous avons utilisées pour réaliser notre propre algorithme. Celui-ci peut être couplé avec toutes sortes de simulations, pour peu que le processus puissent être totalement automatisé et que le temps de calcul ne soit pas prohibitif. Couplé à une BPM-2D, il peut être utilisé pour optimiser toutes sortes de dispositifs optoélectroniques : il pourrait en particulier être utilisé pour optimiser les photodiodes PIN-guide étudiées dans le chapitre III de cette thèse. Couplé à un modèle de type circuit du phototransistor, il permettrait d'optimiser rapidement ses caractéristiques. Il peut également servir à optimiser certaines étapes d'un processus technologique, si l'on dispose d'une modélisation informatique de ce processus.

Ces algorithmes sont appelés à se répandre de plus en plus dans l'industrie et la recherche grâce à la montée en puissance exponentielle des PC. En travaillant sur des populations restreintes, il est déjà possible de coupler notre algorithme génétique à une BPM-3D. C'est donc une voie d'avenir pour l'étude et l'optimisation des composants optoélectroniques et il conviendra d'explorer cette voie plus avant, en développant des AG plus évolués permettant une meilleure prise en compte des objectifs multiples.

Enfin, à l'aide de notre algorithme, nous avons optimisé trois composants qui sont en cours de réalisation à l'PIEMN. Le premier est un commutateur optique à réflexion interne totale : la modélisation prévoit $0,2 \text{ dB}$ de pertes et -18 dB de diaphonie pour un courant injecté de 65 mA . Le second est un commutateur cascade : la modélisation donne $0,05 \text{ dB}$ de pertes et $-22,5 \text{ dB}$ de diaphonie pour une consommation de 50 mA . Le troisième est un commutateur cascade monobloc, de performances moindres mais beaucoup plus facile à réaliser technologiquement : la modélisation prédit $0,1 \text{ dB}$ de pertes et -19 dB de diaphonie pour un courant de 95 mA .

Annexes

Annexe A

Réalisation de 2T-HPT InP/InGaAs éclairés par le dessus

Nous avons réalisé des 2T-HPT InP/InGaAs éclairés par le dessus, de trois diamètres différents (100 μm , 50 μm et 30 μm). La structure épitaxiale est donnée dans le Tableau IV-6.1. Après avoir décrit le processus technologique qui est fondé sur celui des photodiodes PIN éclairées par le dessus, nous présenterons la caractérisation de ces composants en statique et en dynamique.

Couche	Matériau	Epaisseur
Contact	n ⁺ -InGaAs	500 Å
Emetteur	n-InP	1,5 μm
Espaceur	i-InGaAs	200 Å
Base	p ⁺ -InGaAs	1000 Å
Collecteur	i-InGaAs	3000 Å
	n ⁺ -InGaAs	200 Å
Substrat	n-InP	5000 Å

Tableau IV-6.1 : épitaxie des 2T-HPT.

V-1. Processus technologique

Nous présentons ci-dessous le processus technologique complet que nous avons suivi :

- Nettoyage plaquette.
- Résine 1400-27 v=3000 rpm, a=4000 rpm/s, t=7 s.
- Four 80°C 25 min.
- Masque Mésa rond série 203 " Photo 51 (-) photodiodes" : 5 s d'UV.
3 tailles de rond : 100 μm , 50 μm , 30 μm .
- Révélation : *Microposit developer* + eau DI (50:50) pendant 20 s, rinçage eau DI.
- Attaque RIE 150 min : 2,45 μm (on est dans le sous-collecteur n-InP).
- Retrait résine (ultrasons à fond pendant 30 min).
- Polyimide 3112 (Ultradel 3112 Polymer).
a=500 rpm/s, v=500 rpm, t=30 s capôt ouvert.
a=2500 rpm/s, v=2500 rpm, t=60 s capôt fermé.
Recuit sur plaque 100°C 1 min.
Recuit four 300°C 1h.
- Dépôt 1400-37 a=3000 rpm/s, v=3000 rpm, t=12 s.
- Recuit 100°C 30 min.
- Masque Photo 54 (+) "Photodiode, trou polyimide, série 203" : UV 5 s 550 g
- Développement : 2/3 *Microposit Developer* + 1/3 eau DI pendant 25 s
- Attaque au GIR : plasma O₂ (90 W 400 V 50 mT 50 sccm) pendant 22 min.
=> 4500 à 5500 Å de haut.

- Résine 1400-27 $v=3000$ rpm, $a=4000$ rpm/s, $t=9$ s.
Four 60°C 20 min, chlorobenzène 15 min (profil en casquette), four 80°C 20 min.
- Masque photo 55 (+) "contact ohmique+épt série 203" : 5s UV
- Révélation : *Microposit developer* + eau DI (50:50) pendant 50 s, rinçage eau DI.
- Métallisation face avant : Ni/Ge/Au/Ti/Au (150 \AA / 195 \AA / 390 \AA / 500 \AA / 3300 \AA).
- Lift-off.
- Protection face avant : Résine 1400-27 $v=3000$ rpm, $a=4000$ rpm/s, $t=7$ s.
- Four 80°C 30 min.
- Nettoyage face arrière au GIR : plasma O_2 (90 W 410 V 50 mT 40 sccm) 20 min.
- Métallisation face arrière (Cap fin): Ni/Ge/Au/Ni/Au.
- Retrait résine protection.
- Protection face avant pour la découpe : Résine 1400-27 $v=3000$ rpm, $a=4000$ rpm/s, $t=7$ s.
- Four 80°C 30 min.
- Découpe.
- Sélection des composants à monter.
- Montage en BMH après découpe.
- Caractérisation.

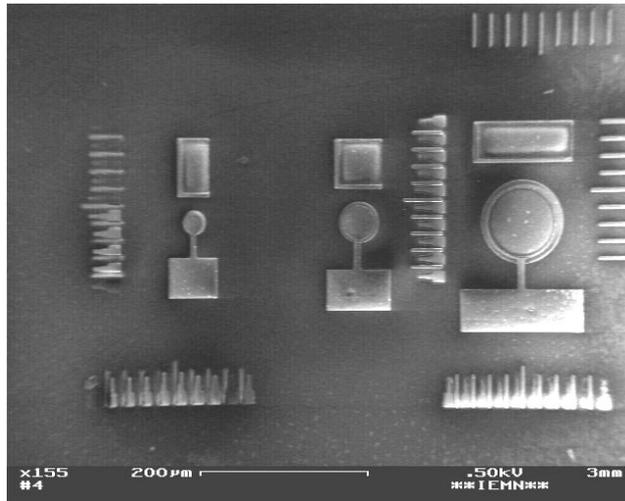


Figure V-1.1 : trois 2T-HPT de tailles différentes (100, 50 et 30 μm), vus au microscope électronique à balayage. On voit également les marques d'alignement.

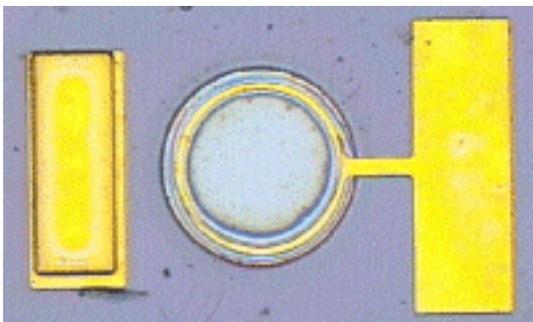


Figure V-1.2a : photographie d'un 2T-HPT (100 μm) à éclairage par le dessus. On voit le contact d'émetteur à droite et le contact de collecteur à gauche.

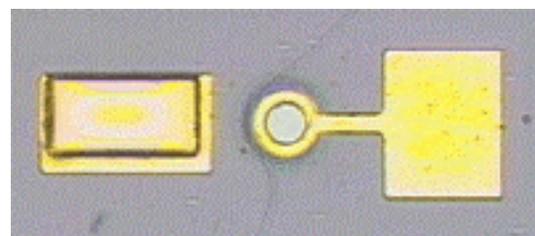


Figure V-1.2b : photographie d'un 2T-HPT (30 μm) à éclairage par le dessus.

V-2. Caractérisation

Nous avons caractérisé un 2T-HPT de 30 μm de diamètre.

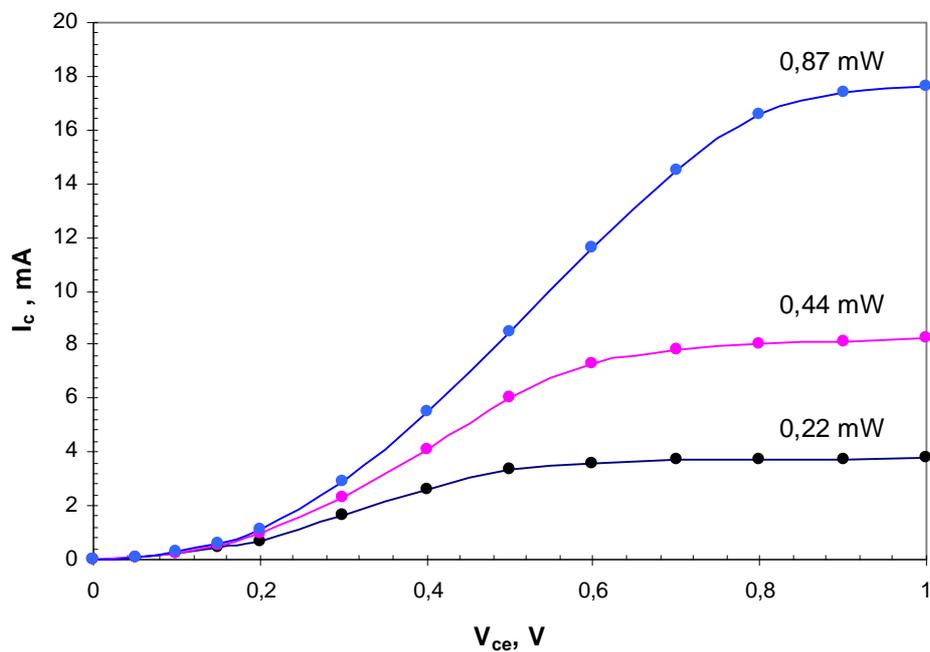


Figure V-2.1 : caractéristiques statiques d'un 2T-HPT (30 μm) à 1,3 μm de longueur d'onde, pour différentes puissances optiques.

Nous voyons Figure V-2.1 les caractéristiques statiques de notre composant. Son courant d'obscurité est présenté Figure V-2.2 avec une échelle adaptée. Il est inférieur au μA .

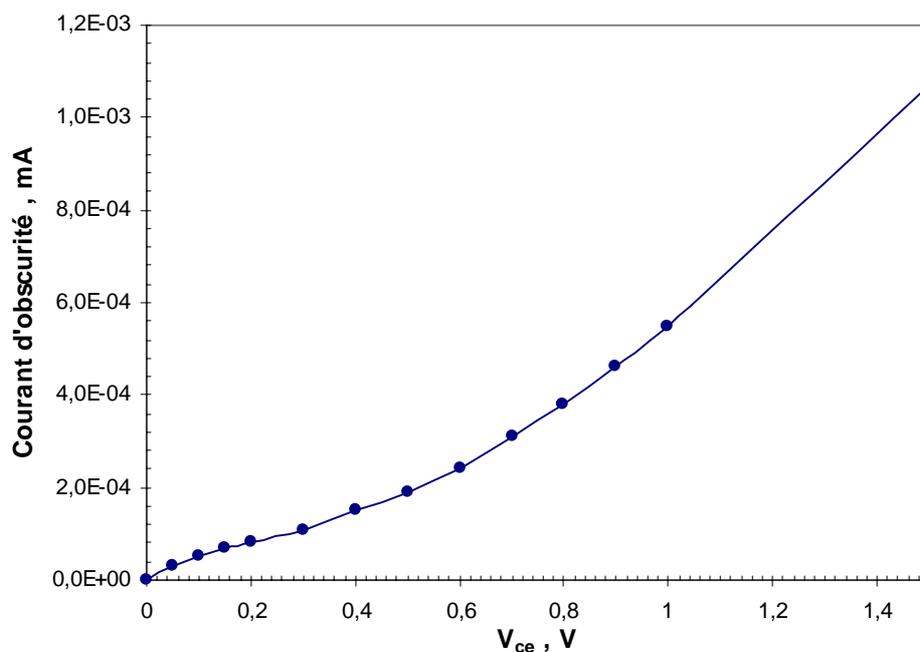


Figure V-2.2 : courant d'obscurité d'un 2T-HPT (30 μm).

Nous avons également mesuré le gain optique de notre composant en fonction de la puissance optique injectée (Figure V-2.3). On voit que celui est plus élevé à 1,3 μm . Ceci est dû au fait que le coefficient d'absorption d'InGaAs est plus fort à 1,3 μm qu'à 1,55 μm (voir chapitre premier).

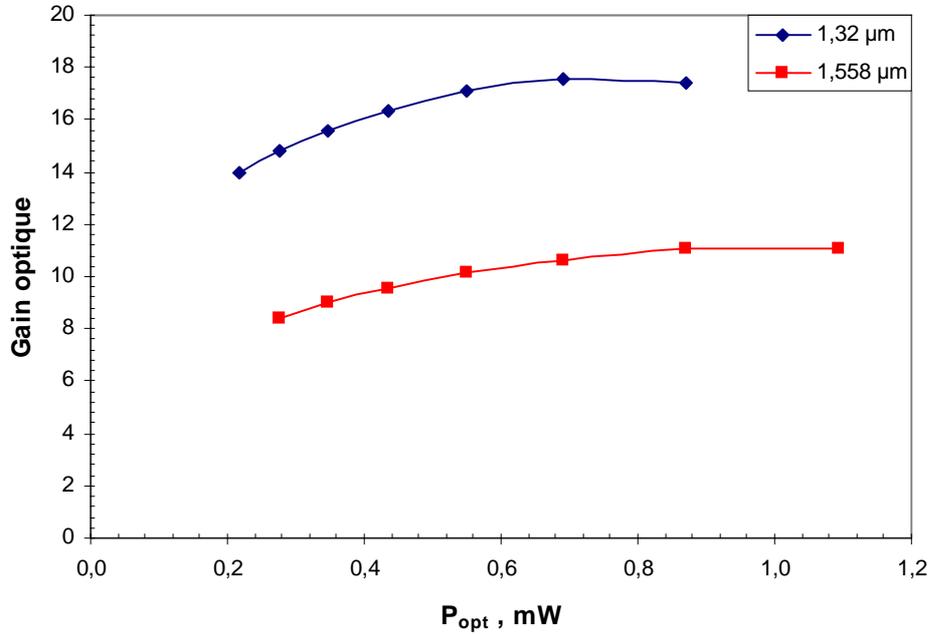


Figure V-2.3 : gain optique d'un 2T-HPT (30 μm) en fonction de la puissance optique incidente, pour deux longueurs d'onde. $V_{\text{ce}} = 0,8 \text{ V}$

La Figure V-2.4 montre que notre 2T-HPT reste un photodétecteur si on le polarise à l'envers.

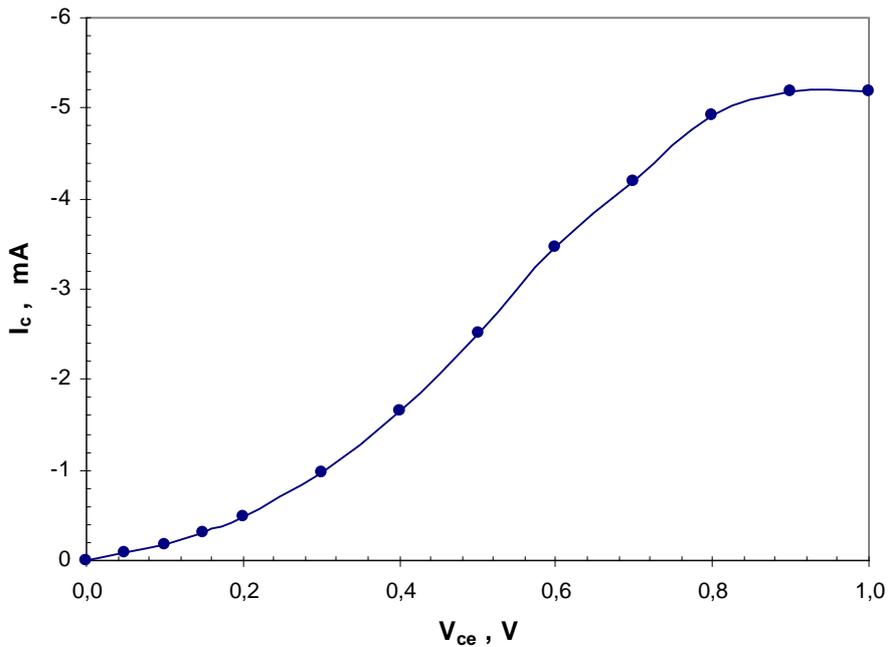


Figure V-2.4 : caractéristique statique d'un 2T-HPT (30 μm) polarisé à l'envers, pour une puissance optique incidente de 0,87 mW à 1,3 μm de longueur d'onde.

Enfin, nous avons mesuré la réponse dynamique de notre composant de diamètre $30\ \mu\text{m}$ et l'avons comparée à celle d'un photodétecteur de référence. Nous avons obtenu un f_i optique d'à peu près 5 GHz.

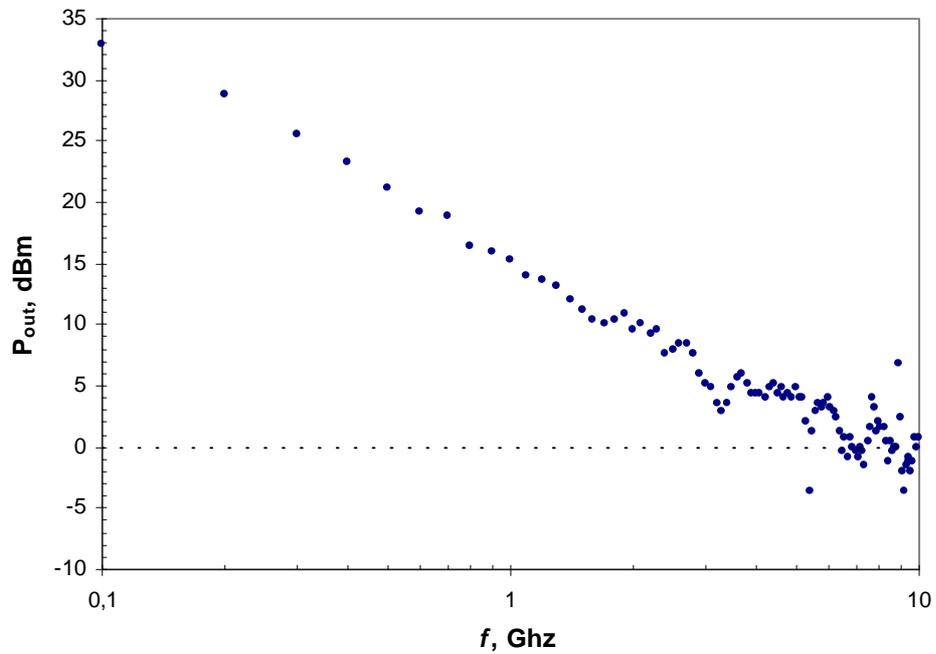


Figure V-2.5 : réponse fréquentielle d'un 2T-HPT ($30\ \mu\text{m}$). Le niveau zéro correspond à la réponse d'un photodétecteur de référence (Newfocus). Le f_i optique est d'à peu près 5 GHz pour $V_{ce}=1,4\ \text{V}$ et $P_{op}=2,35\ \text{mW}$.

Annexe B

Etude des contacts ohmiques

Pt/Ti/Pt/Au sur p-In_{0.47}Ga_{0.53}As

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II de cette thèse, il est important de minimiser la résistance de base des 3T-HPT, et en particulier celle du contact ohmique correspondant. Des contacts « non-fondus » Pt/Ti/Pt/Au ayant déjà été réalisés [Okada, 1991 et Hamelin, 1995] avec succès sur GaAs de type p, nous avons décidé de tester leurs performances sur InGaAs de type p. Pour cela, trois substrats InP ont été épitaxiés avec des couches InGaAs dopées différemment. En utilisant la méthode TLM, nous avons caractérisé des contacts ohmiques pour différentes températures de recuit flash.

Après la présentation des théories relatives aux contacts ohmiques et de la méthode TLM, nous avons établi un état de l'art en 1995 des contacts ohmiques sur p-InGaAs/InP. Nous présentons ensuite la réalisation des contacts et les résultats de caractérisation.

VI-1. Généralités sur les contacts métal/semiconducteur

VI-1.1. Interfaces

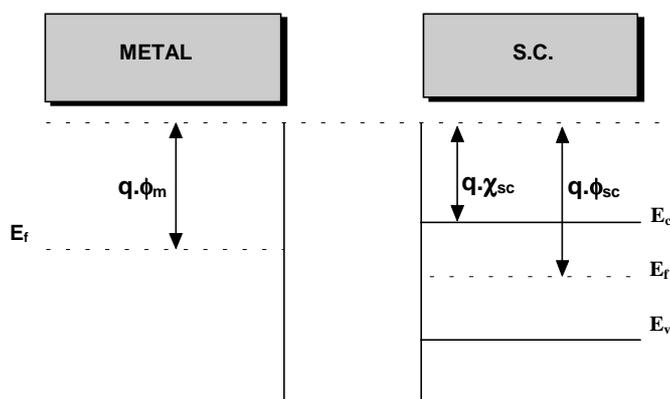


Figure VI-1.1 : diagramme énergétique avant contact.

A toute interface correspond une barrière énergétique. Une interface métal/vide est ainsi caractérisée par le travail de sortie $q \cdot \phi_m$ qui est l'énergie à fournir pour extraire un électron (initialement situé sur le niveau de Fermi) et l'amener à quelques distances atomiques du métal. Le travail de sortie est donc la différence entre le niveau de vide et le niveau de Fermi E_f du métal. Sa valeur est généralement de l'ordre de 4 eV.

En toute rigueur, le travail de sortie dépend de l'orientation cristallographique de la surface. Si l'orientation n'est pas indiquée, il s'agit en fait d'une moyenne sur les différentes orientations. Enfin, ce travail de sortie sera fortement influencé par les impuretés, les gaz adsorbés... [Brousseau, 1992]

Une interface semiconducteur/vide est de même caractérisée par son travail de sortie $q\phi_{sc}$, mais aussi par son affinité électronique $q\chi_{sc}$ qui est la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau de vide. Ce deuxième paramètre est surtout fonction du dopage et du matériau semi-conducteur [Sze, 1981 et Shen, 1992].

VI-1.2. Interface métal/semiconducteur

Si l'on met en contact un métal et un semiconducteur, un transfert de charge va se produire, jusqu'à ce que les niveaux de Fermi coïncident. La répartition des charges induit un champ électrique à l'interface, ce qui se traduit par une courbure des bandes d'énergie (Figure VI-1.). La « règle de Schottky » [Gol'dberg, 1994] donne alors la barrière de potentiel produite (pour les électrons) :

$$\phi_{bn} \approx \phi_m - \chi_{sc}$$

Quatre cas sont à considérer :

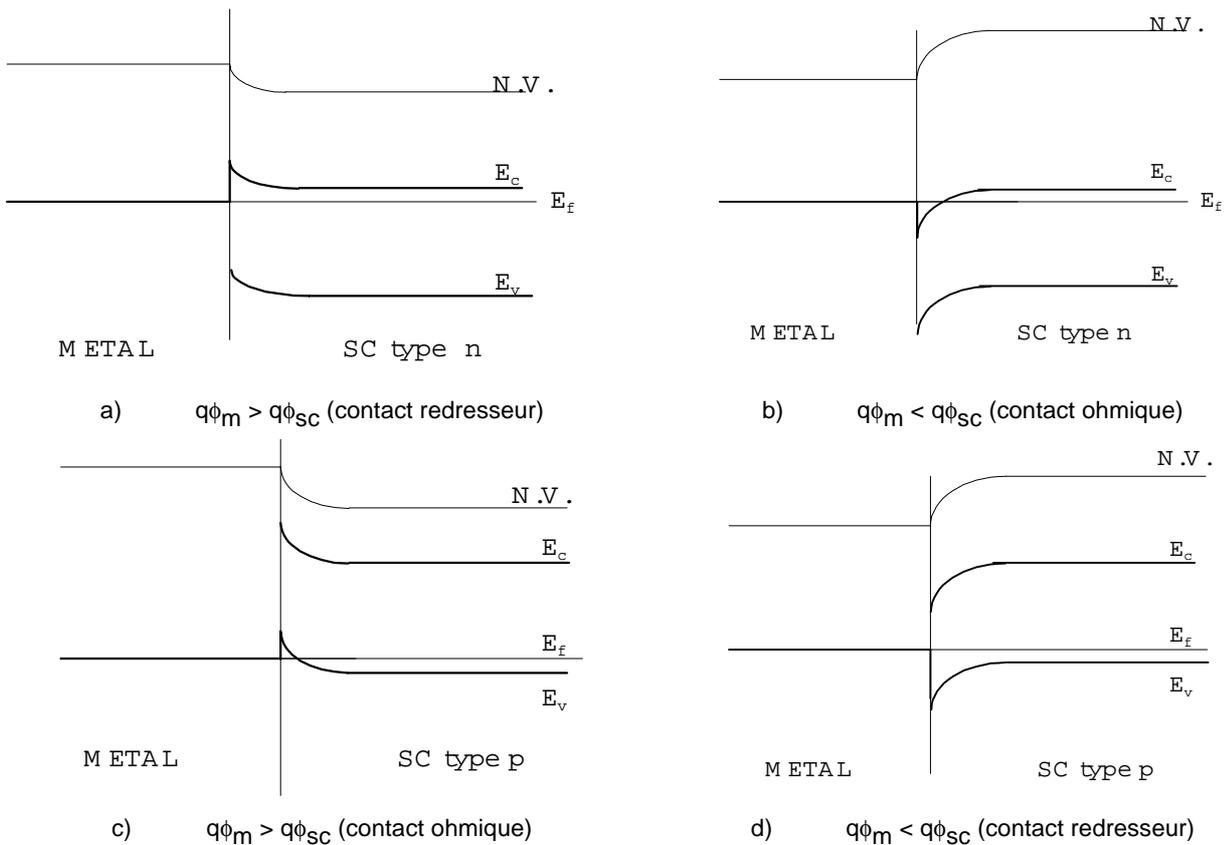


Figure VI-1.2 : différents types de contacts.

Par définition, un contact ohmique est un contact métal/semiconducteur présentant une caractéristique $I(V)$ linéaire.

Dans les années 40 et 50, il est apparu que la hauteur de la barrière était souvent quasiment indépendante du travail de sortie du métal. Bardeen a proposé d'expliquer ce fait par l'existence d'états de surface sur le semiconducteur. En effet, en dehors d'un ultravide, une surface est immédiatement polluée par des impuretés, des gaz adsorbés (en particulier l'oxygène qui forme des oxydes en surface)... Des électrons sont alors piégés sur les niveaux d'énergie correspondant, ce qui a pour effet d'« épingle » le niveau de Fermi si la densité d'états de surface est suffisante ($>10^{12} \text{ cm}^{-2}$) : après contact avec un métal, le niveau de Fermi du semi-conducteur reste quasiment dans la même position. La hauteur de barrière est donc déterminée uniquement par les états de surface, quel que soit le métal utilisé. Pour les semiconducteurs habituels (Si, GaAs...) les états de surface sont généralement situés dans le tiers inférieur de la bande interdite. On a alors pour les électrons $q\phi_{Bn} \approx (2/3)E_g$ (loi de Mead) et pour les trous $q\phi_{Bp} \approx (1/3)E_g$. Mais l'InP est une exception [Katz, 1992] : $q\phi_{Bn} \approx 0,48 \text{ eV}$. Si les états de surface sont situés dans la bande de conduction, il n'y a pas de barrière et le contact est ohmique quel que soit le métal : c'est le cas pour n-InAs.

A la fin des années 70, Spicer a montré que sous ultravide la surface d'un semi-conducteur ne comporte pas de champ électrique et que le niveau de Fermi n'est pas épinglé. Mais dès que des atomes d'oxygène ou de métal atteignent la surface, des états de surfaces se créent et épingle le niveau de Fermi. Selon Spicer, ces états de surface ne sont pas associés avec ces impuretés mais avec les défauts cristallins (substitutionnels, lacunes...) créés à partir de l'énergie fournie par ces impuretés. L'épaisseur de couche intervenant dans ce phénomène correspond quasiment à une monocouche. Du fait de cet épinglement, un contact métal/semiconducteur est généralement redresseur et des méthodes spéciales doivent être employées pour obtenir des contacts ohmiques [Gol'dberg, 1994].

VI-1.3. Phénomènes de transport à l'interface

Ce sont les caractéristiques de la barrière (hauteur, largeur...) qui vont déterminer les phénomènes de transport à l'interface. Dans les contacts métal-semiconducteur, le courant est dû principalement aux porteurs majoritaires puisque les niveaux de Fermi s'alignent. Le transport peut se faire de différentes manières :

- **émission thermoionique** : les porteurs passent par-dessus la barrière de potentiel. Ce processus est prépondérant lorsque le semiconducteur est peu dopé ($N \ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Il est utilisé pour les diodes Schottky.
- **Passage par effet tunnel** : les porteurs passent à travers la barrière de potentiel si elle est suffisamment étroite. Ce processus est prépondérant quand le semi-conducteur est fortement dopé ($N > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le contact est alors ohmique.

- **Emission tunnel assistée thermiquement** : pour les dopages intermédiaires seuls les électrons ayant une énergie suffisante peuvent passer par effet tunnel, là où la barrière est suffisamment étroite.



Figure VI-1.3 : émission thermoionique à gauche, effet tunnel à droite.

VI-1.4. En résumé

A toute interface correspond une barrière énergétique. Dans le cas des contacts métal/semiconducteur, cette barrière s'oppose dans un sens au passage des porteurs et confère à l'interface un effet redresseur. Pour obtenir un contact ohmique il est donc nécessaire de réduire cette barrière, que ce soit en hauteur ou en largeur (utilisation de l'effet tunnel).

Pour obtenir un bon contact ohmique, il est donc nécessaire d'utiliser un semiconducteur de faible bande interdite (c'est le cas de InGaAs : $\epsilon_g = 0,75$ eV) et fortement dopé ($>10^{19}$ cm⁻³).

VI-2. Caractérisation des contacts ohmiques

VI-2.1. La résistance spécifique de contact

La qualité d'un contact ohmique est généralement caractérisée par sa *résistance spécifique de contact* [Sze, 1981] :

$$\rho_c = \left(\frac{\partial V}{\partial J} \right)_{V \rightarrow 0} \quad (\text{en } \Omega \cdot \text{cm}^2) \quad (\text{VI-1})$$

où J est la densité de courant traversant la résistance et V la tension à ses bornes.

ρ_c doit être aussi faible que possible puisque la résistance des contacts ohmiques peut limiter les performances fréquentielles des composants.

Notons que la terminologie et les notations varient d'une publication à une autre. Dans certaines, la *résistance spécifique de contact* (en $\Omega \cdot \text{cm}^2$) est notée R_c à la place de ρ_c . Alors que dans d'autres, R_c désigne la *résistance de contact* (en $\Omega \cdot \text{mm}$). On rencontre également le terme de *résistivité de contact* au lieu de résistance de contact. Il convient donc de se fier avant tout aux unités ($\Omega \cdot \text{cm}^2$ ou $\Omega \cdot \text{mm}$).

On définit le paramètre de Padovani-Stratton (aussi appelé « paramètre tunnel ») :

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \cdot \sqrt{\frac{N}{\epsilon \cdot m^*}} \quad (\text{VI-2})$$

où q est la charge électronique, h la constante de Planck, ϵ la constante diélectrique du matériau, N le dopage, m^* la masse effective des porteurs.

Trois cas sont à considérer :

- **Emission thermoïonique** : pour un dopage $N < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, on a $E_{00} \ll kT$.

$$\rho_c = \frac{k}{qA^*T} \cdot \exp\left(\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (\text{VI-3})$$

avec la constante de Richardson $A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$

où k est la constante de Boltzmann et T la température.

La résistance ne dépend alors que de la température : plus T augmente, plus la probabilité qu'un porteur passe au-dessus de la barrière $q\Phi_b$ est élevée, donc plus ρ_c est faible.

- **Effet tunnel assisté thermiquement** : pour $10^{17} < N < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on a $E_{00} \sim kT$.

$$\rho_c \propto \exp\left(\frac{q\Phi_b}{E_{00} \cdot \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)}\right) \quad (\text{VI-4})$$

ρ_c dépend dans ce cas de la température mais aussi du dopage N , par l'intermédiaire de E_{00}

- **Effet tunnel** : pour un fort dopage ($N > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), on a $E_{00} \gg kT$.

$$\rho_c \propto \exp\left(\frac{q\Phi_b}{E_{00}}\right) = \exp\left(\frac{2\sqrt{\epsilon m^*}}{h} \cdot \frac{\Phi_b}{\sqrt{N}}\right) \quad (\text{VI-5})$$

La barrière devient suffisamment étroite pour que l'effet tunnel devienne prépondérant. La résistance spécifique de contact est d'autant plus faible que le dopage est important.

VI-2.2. La TLM (pour *Transmission Line Method*)

Cette méthode, proposée par Shockley, permet de déterminer la résistance spécifique de contact ρ_c . On réalise une échelle de résistances, c'est-à-dire une série de contacts métalliques ayant des espacements croissants entre eux. Les mesures sont effectuées avec la méthode des quatre pointes (Figure VI-2.1). Celle-ci permet de mesurer les résistances des composants en s'affranchissant des résistances externes (pointes, circuit...) Deux des pointes servent à l'injection du courant, les deux autres à la mesure de la tension.

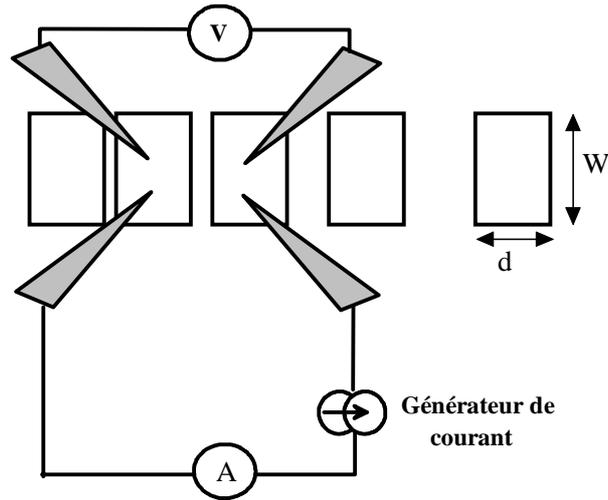


Figure VI-2.1 : banc 4 pointes pour la caractérisation des échelles de résistances.

On mesure la résistance pour chaque couple de contacts voisins. Notons que l'on suppose que la résistance carrée de la couche est la même entre les contacts et sous les contacts. Ce qui est une approximation acceptable dans le cas de contacts non-alliés puisque la diffusion sous les contacts est faible. On trace la courbe $r=f(L)$ (Figure VI-2.2). La droite obtenue est interpolée par la méthode des moindres carrés. Son équation est :

$$r(L) = r(0) + \frac{R_{sh}}{W} \cdot L \quad (\text{VI-6})$$

où L est la distance entre plots voisins, R_{sh} la résistance carrée de la couche et W la largeur des contacts.

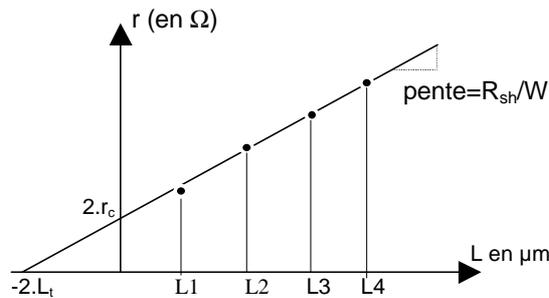


Figure VI-2.2 : résistance mesurée en fonction de l'espacement des plots et paramètres déduits.

De cette droite nous pouvons tirer :

- la **résistance carrée** R_{sh} de la couche : $R_{sh} = \text{pente} \times W$,
- la **résistance de contact** (normalisée en $\Omega \cdot \text{mm}$ pour que la taille du composant n'entre pas en ligne de compte) :

$$R_c = r_c \cdot W = \frac{r(0)}{2} \cdot W \quad (\text{VI-7})$$

- la **résistance spécifique de contact** ρ_c : on peut montrer par intégration que

$$r_c = \frac{\sqrt{\rho_c \cdot R_{sh}}}{W} \coth\left(\frac{d}{L_t}\right) \approx \frac{\sqrt{\rho_c \cdot R_{sh}}}{W}$$

$$\Rightarrow \rho_c = \frac{(r_c \cdot W)^2}{R_{sh}} = \frac{R_c^2}{R_{sh}} \quad (\text{en } \Omega \cdot \text{cm}^2) \quad (\text{VI-8})$$

- la *longueur de transfert* L_t : c'est la distance au bord du contact pour laquelle le courant pénétrant le contact est divisée par e

$$L_t = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sh}}} = \frac{r(0)}{2 \cdot \text{pente}} \quad \text{en } \mu\text{m} \quad (\text{VI-9})$$

VI-3. Etat de l'art des contacts ohmiques sur p-InGaAs/InP

La résistance des contacts ohmiques limite souvent les performances des composants. Il est donc primordial d'étudier l'influence de divers facteurs : les matériaux semiconducteurs, les dépôts métalliques mais aussi leur mise en oeuvre technologique (type de déposition, température et durée de recuit...). Ce type d'études abonde dans la littérature. Nous présentons donc dans le tableau suivant, un état de l'art des contacts ohmiques sur p-InGaAs :

Référence	Dépôts	Epaisseurs (en Å)	Couche	Dopage (cm ⁻³)	Epitaxie	RTP optimum	ρ_c ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)
Leech, 1995	Au/Zn/Au	100/100/1500	p-InGaAs/super-réseau	Zn 2.10 ¹⁹	MOCVD	350°C 60 s	1.10 ⁻⁵
Leech, 1995	Ni/Zn/Ni/Au	100/50/200/1500	p-InGaAs/super-réseau	Zn 2.10 ¹⁹	MOCVD	20°C	1,5.10 ⁻⁵
Chen, 1992	Pd/Ge/Ti/Al	500/1200/500/1000	p-InGaAs	2.10 ¹⁹		405°C 60 s	3,1.10 ⁻⁶
Leech, 1995	Pd/Mn/Sb/Pd/Au	250/10/1000/200/1500	p-InGaAs/super-réseau	Zn 2.10 ¹⁹	MOCVD	20°C	1,8.10 ⁻⁵
Leech, 1994 et 95	Pd/Zn/Pd/Au	100/50/200/1500	p-InGaAs/super-réseau	Zn 2.10 ¹⁹	MOCVD	500°C 60 s	7,5.10 ⁻⁶
Okada, 1991	Pt/Ti/Pt/Au	100/400/100/1000	p-GaAs	Zn 2,5.10 ¹⁹	OMVPE	400°C 60 s	6.10 ⁻⁷
Chu, 1990	Ti/Pt	750/750	p-InGaAs	Zn 5.10 ¹⁸	VPE	450°C 30 s	9.10 ⁻⁶
Katz, 1990 et 92	Ti/Pt/Au		p-InGaAs	Zn 1,5.10 ¹⁹			3,4.10 ⁻⁸
Stareev, 1993a,b	Ti/Pt/Au	500/1000/2000	p-InGaAs	Zn 10 ²⁰	MOVPE	400°C 1 s	4,8.10 ⁻⁸
Katz, 1989	W	1000	p-InGaAs	Zn 10 ¹⁹	VPE	600°C 30 s	7,5.10 ⁻⁶
Chang, 1993	W/Mn/Ti/Au	120/500/1000/1500	p-InGaAs	Be 2.10 ¹⁹	MBE	500°C 180 s	2,7.10 ⁻⁶

Les métaux déposés sont indiqués dans l'ordre de dépôt.

Tableau VI-3.1 : état de l'art en 1995 des contacts ohmiques sur p-InGaAs.

Nous avons indiqué les résultats obtenus par Okada *et al.* [1991] sur GaAs avec Pt/Ti/Pt/Au. Nous verrons que nous obtenons des résultats très semblables sur InGaAs. On remarque l'utilisation quasi-systématique de recuits flash (ou RTP pour *Rapid Thermal Processing*), voire de VRTP (pour *Very Rapid*

Thermal Processing. Le dopage typique est $\approx 2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les meilleurs résultats sont obtenus avec le système Ti/Pt : on atteint alors $\rho_c = 3,4.10^{-8} \Omega.\text{cm}^2$.

Nous donnons ci-dessous quelques considérations diverses issues de notre travail bibliographique.

Les auteurs soulignent généralement la nécessité d'éliminer les oxydes à la surface du semi-conducteur avant de déposer les métaux. Un procédé couramment utilisé est le bombardement par un plasma d'ions Ar^+ . D'après Okada *et al.* [1991], un recuit flash est indispensable car un recuit trop long provoque une diffusion importante, en particulier d'Au dans la couche semi-conductrice, ce qui a pour effet de dégrader la couche et d'augmenter ρ_c . Leech *et al.* [1995] ont montré qu'il y a interdiffusion même sans recuit. Pour certains systèmes de métaux, le recuit n'a pas d'effet ou bien dégrade le contact. D'après Katz *et al.* [1990 et 1992], la caractéristique peut devenir ohmique à une certaine température de recuit flash puis redevenir Schottky à une température trop élevée. D'autre part, il y a formation de composés In_xTi_y et Pt_xTi_y au niveau des interfaces. Selon Stareev *et al.* [1993a] le Pt empêche la pénétration de l'Au dans les couches sous-jacentes.

Chu *et al.* [1990] et Katz *et al.* [1992] ont proposé une théorie phénoménologique pour expliquer les caractéristiques des contacts ohmiques sur les matériaux relatifs à l'InP. Selon eux, le transport des porteurs dépend essentiellement de la microstructure à l'interface métal/semi-conducteur. En effet, la théorie présentée au début de cette annexe n'est valable que pour une interface idéale. Or l'interface est rarement idéale : diffusion, formation de phases (croissance à l'état solide), défauts, oxydes, etc. Mais la théorie des bandes reste valable dans chaque type de microstructure. Les auteurs proposent donc de considérer que la conduction a lieu en parallèle dans différents types de microstructures, par effet thermoionique ou par effet tunnel. Le but du recuit flash est alors d'entraîner une évolution favorable de la microstructure. Les auteurs montrent que le recuit provoque la formation de composés InAs de faible bande interdite. La majorité des porteurs passerait alors par ces zones de faible résistance, qui recouvreraient environ 30 % de l'interface.

Mais plus récemment, Stareev *et al.* [1993a] ont combattu cette théorie : les réactions métallurgiques à l'interface métal/semi-conducteur ne seraient pas essentielles pour obtenir de bons contacts ohmiques sur les III-V. Selon eux, le nettoyage par ions Ar^+ effectué avant dépôt a pour effet de créer des lacunes d'As près de la surface. Le recuit flash aurait alors pour effet de provoquer une diffusion d'As des couches sous-jacentes et donc d'éliminer les lacunes superficielles.

Nous voyons donc que les contacts ohmiques sont des objets complexes et encore mal compris. Chaque type doit être étudié et optimisé empiriquement. De plus, toute interprétation des résultats sera sujette à caution.

VI-4. Réalisation de contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au

Les dépôts métalliques Pt/Ti/Pt/Au ont été réalisés sur une couche de p-InGaAs fortement dopée. La faible bande interdite de ce matériau, associée à un dopage important, favorise grandement le passage par effet tunnel à l'interface. Ce dépôt est suivi d'un recuit flash : les contacts ohmiques que nous avons réalisés peuvent être qualifiés de « non-fondus » [Gol'dberg, 1994] plutôt que de « non-alliés » puisqu'il se produit quand même des phénomènes d'alliage en phase solide au niveau de l'interface.

Rappelons que cette étude est motivée avant tout par l'optimisation d'un composant bien spécifique (3T-HPT) et que le type de couche utilisé est dicté avant tout par la structure de ce composant (dont la base est en p-InGaAs).

VI-4.1. Couches épitaxiées

Trois substrats InP semi-isolants ont été épitaxiés par Epitaxie par Jet Moléculaire : on a tout d'abord déposé une couche tampon d'InP non intentionnellement dopée, puis une couche d'InGaAs dopée p au béryllium. Les données concernant ces couches sont présentées ci-dessous :

N° de couche	Tampon InP n.i.d.	Epaisseur InGaAs	Dopage visé
G951016	2500 Å	5000 Å	10^{18} cm^{-3}
G951017	2000 Å	2500 Å	$1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
G951018	2500 Å	10000 Å	10^{17} cm^{-3}

Tableau VI-4.1 : Caractéristiques des couches utilisées.

GaInAs $N_a=10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 5000 Å Buffer InP nid 2500 Å Substrat InP S-I G951016	GaInAs $N_a=1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 2500 Å Buffer InP nid 2000 Å Substrat InP S-I G951017	GaInAs $N_a=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 1 µm Buffer InP nid 2500 Å Substrat InP S-I G951018
--	---	--

VI-4.2. Réalisation des échelles de résistances

Les trois plaquettes ont été traitées en même temps. Les étapes technologiques sont décrites ci-dessous :

- nettoyage acétone puis isopropanol ($\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$).
- Résinage : résine S1400-27, $v=3000 \text{ rpm}$, $a=4000 \text{ rpm/s}$, $t=7 \text{ s}$.
- Four 60°C pendant 20 min.
- Durcissement superficiel pour obtenir un « profil en casquette » : 13 min. dans le chlorobenzène puis séchage à l'azote.
- Four 80°C pendant 20 min.
- Masquage (masque MC6 série 116 CΩ) : 5 s d'insolation UV.

- Révélation : *Microposit developer* + eau DI (50:50) pendant 55 s puis rinçage à l'eau DI.
- Etching Ar⁺ : 1'30" 150 eV. Dépôt métallique : Pt 100 Å, Ti 400 Å, Pt 100 Å, Au 3000 Å.
- « Lift-off » : acétone. Rinçage isopropanol.
- Résinage : résine S1400-27, v=3000 rpm, a=4000 rpm/s, t=7 s.
- Four 80°C pendant 25 min.
- Masquage (masque MC6 série 116 Grand Mésa) : 5 s d'insolation UV.
- Révélation : *Microposit developer* + eau DI (50:50) pendant 20 s puis rinçage à l'eau DI.
- Attaque chimique sélective pour InGaAs : H₃PO₄ / H₂O₂ / H₂O (5 : 1 : 40).
Vitesse théorique=1000 Å/min.
- Retrait résine : acétone. Rinçage isopropanol.
- Recuit flash : 40 s à différentes températures (T_{four}=390 à 490°C) dans le four à lampe *HEATPULSE 210* sous atmosphère N₂+H₂.
- Caractérisation par la méthode des quatre pointes.

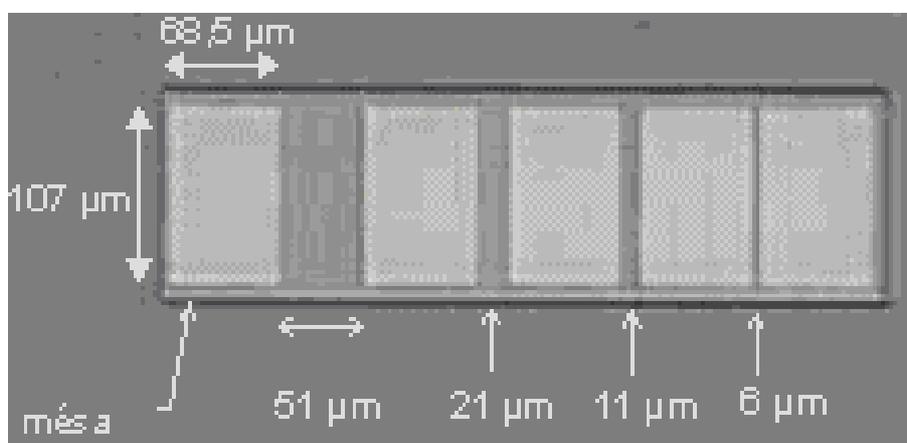


Figure VI-4.1 : vue d'une échelle de résistances à la fin du processus technologique.

VI-4.3. Caractérisation.

La mobilité des trous a été mesurée dans chaque couche par effet Hall :

N° de couche	Dopage effectif	μ_h
G951016	10^{18} cm^{-3}	$110 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
G951017	$1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$70 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
G951018	10^{17} cm^{-3}	$130 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

Tableau VI-4.2 : caractérisation des couches par effet Hall.

Nous allons donner pour chaque couche les paramètres suivant : T la température de recuit flash (mesurée dans le four HEATPULSE 210 par un thermocouple), R_c la résistance de contact, ρ_c la résistance spécifique de contact, L_t la longueur de transfert, R la résistance carrée de la couche et r^2 le coefficient de corrélation.

- **G951018 : dopage 10^{17} cm^{-3}**

G951018	$T^{\circ}\text{C}$	$R_c (\Omega.\text{mm})$	$\rho_c (\Omega.\text{cm}^2)$	$L_t (\mu\text{m})$	$R (\Omega)$	r^2
n°1	390	143	1,06E-01	74	1 934	0,98
n°2	410	182	1,77E-01	96	1 881	0,98
n°3	430	175	1,68E-01	96	1 820	0,999
n°4	450	828	2,84E+00	343	2 413	0,96
n°5	470	625	4,07E+00	651	960	0,48
n°6	490	608	1,60E+00	262	2 318	0,8

Tableau VI-4.3 : résultats de la couche G951018.

Avant recuit la caractéristique $I(V)$ est de type Schottky (contact redresseur). Le recuit flash permet d'obtenir une caractéristique ohmique jusque $30 \mu\text{A}$, qui s'incurve au-delà. Des températures de recuit trop élevées induisent une forte dégradation des contacts. En conclusion, un tel dopage est insuffisant pour obtenir un contact ohmique sur InGaAs.

- **G951016 : dopage 10^{18} cm^{-3}**

G951016	$T^{\circ}\text{C}$	$R_c (\Omega.\text{mm})$	$\rho_c (\Omega.\text{cm}^2)$	$L_t (\mu\text{m})$	$R (\Omega)$	r^2
n°1	20	38,260	1,78E-02	46,580	821	0,980000
n°2	390	4,717	2,40E-04	4,958	953	0,996601
n°3	410	4,267	1,88E-04	4,414	967	0,999813
n°4	430	3,600	1,40E-04	3,875	929	0,999899
n°5	450	4,139	1,84E-04	4,425	936	0,999887

Tableau VI-4.4 : résultats de la couche G951016.

Avant recuit, la caractéristique $I(V)$ est de type Schottky. Le recuit permet de la redresser : elle devient alors ohmique mais présente un point d'inflexion à l'origine. Le recuit flash a un effet très bénéfique : on gagne deux ordres de grandeurs sur la résistance spécifique de contact. La température optimale se situe vers 430°C . En augmentant le dopage d'un ordre de grandeur, nous avons donc gagné quatre à cinq ordres de grandeur sur ρ_c . Néanmoins il ne s'agit pas encore d'un bon contact ohmique.

- **G951017 : dopage $1,5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$**

G951017	$T^{\circ}\text{C}$	$R_c (\Omega.\text{mm})$	$\rho_c (\Omega.\text{cm}^2)$	$L_t (\mu\text{m})$	$R (\Omega)$	r^2
n°1	20	3,250	5,54E-04	16,997	191	0,999796
n°2	390	0,144	1,04E-06	0,721	200	0,999984
n°3	410	0,139	9,53E-07	0,669	207	0,999978
n°4	430	0,121	7,34E-07	0,597	203	0,999984
n°5	450	0,156	1,19E-06	0,749	208	0,999924

Tableau VI-4.5 : résultats de la couche G951017.

Avant recuit, la caractéristique $I(V)$ est déjà quasiment ohmique, à part une inflexion à l'origine. Le recuit flash permet de la rendre parfaitement ohmique. Le recuit flash a de nouveau un effet très bénéfique : on gagne trois ordres de grandeurs sur la résistance spécifique de contact. La température optimale se situe vers 430°C , de même que précédemment. En augmentant le dopage d'un ordre de grandeur, nous avons donc gagné encore deux ordres de grandeur sur ρ_c . Les contacts obtenus sont de bons contacts ohmiques puisque l'on atteint des valeurs de $\rho_c = 7,3.10^{-7} \Omega.\text{cm}^2$.

VI-5. Conclusion

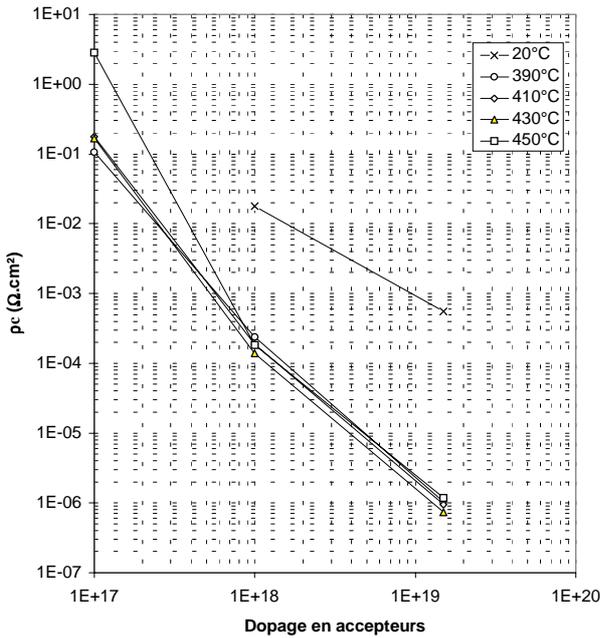


Figure VI-5.2a : effet du dopage sur la résistance spécifique de contact, pour différentes températures de recuit flash.

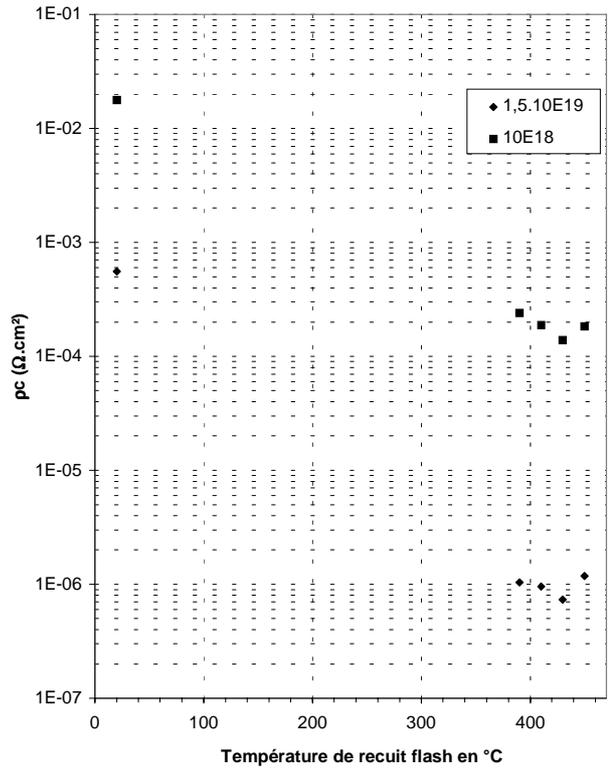


Figure VI-5.2b : effet de la température de recuit sur la résistance spécifique de contact, pour deux dopages.

La réalisation d'un HPT ayant un contact de base nécessite une technologie pour les contacts ohmiques de type p sur InGaAs. Nous avons donc mené une étude sur les contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au (100Å/400Å/100Å/3000Å) de type p sur InGaAs/InP. Trois dopages différents ont été utilisés : 10^{17}cm^{-3} , 10^{18}cm^{-3} et $1,5 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$. Nous avons ainsi pu constater qu'un dopage supérieur à 10^{19}cm^{-3} était nécessaire afin d'obtenir de bons résultats.

Le contact est d'autant meilleur que le dopage est élevé. Un dopage 10^{20}cm^{-3} permettrait d'atteindre $\rho_c < 10^{-7}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$. Le recuit flash se révèle indispensable et l'optimum se situe à $T_{\text{four}} \approx 430^\circ\text{C}$ (pour $t = 40\text{ s}$). Avec un dopage $N = 1,5 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$, nous avons obtenu $\rho_c = 7,3 \cdot 10^{-7}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$ (toutes les valeurs de résistance présentées sont des moyennes). La meilleure valeur mesurée est $\rho_c = 1,7 \cdot 10^{-7}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$.

Notons enfin qu'il est possible qu'un dépôt Pt/Ti/Pt/Au permette de réaliser des contacts ohmiques sur n-InP. La réalisation des trois contacts du HPT serait ainsi nettement simplifiée.

VI-6. Références

Les références sont classées alphabétiquement selon le nom du premier auteur.

1. Brousseau M., *Physique du solide (Propriétés électroniques)*, Masson, 1992.
2. Chang T.Y., He Y., Sauer N.J., Westerwick E.H., Storz F.G. et Williams M.D., « Shallow p-type ohmic contact to Ga_{0.47}In_{0.53}As using Au/Ti/Mn/W », *Electronics Letters*, vol. 29, n°12, p. 1139-1140, 10 juin 1993.
3. Chen W.L., Cowles J.C., Haddad G.I., Munns G.O., Eisenbeiser K.W. et East J.R., « Ohmic contact study for quantum effect transistors and heterojunction bipolar transistors with In-GaAs contact layers », *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 10, n°6, nov./déc. 1992.
4. Chu S.N.G., Katz A., Boone T., Thomas P.M., Riggs V.G., Dautremont-Smith W.C. et Johnston Jr. W.D., « Interfacial microstructure and electrical properties of the Pt/Ti ohmic contact in p-In_{0.53}Ga_{0.47}As formed by rapid thermal processing », *Journal of Applied Physics*, vol. 67, n°8, p. 3754-3760, 15 avril 1990.
5. Gol'dberg Y.A., « Ohmic metal / III-V-semiconductor contacts: fabrication methods and properties (review) », *Semiconductors*, vol. 28, n°10, p. 935-943, octobre 1994.
6. Hamelin R., *Etude et réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V*, Thèse de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.
7. Katz A., Weir B.E., Maher D.M., Thomas P.M., Soler M., Dautremont-Smith W.C., Karlicek R.F., Jr., Wynn J.D. et Kimerling L.C., « Highly stable W/p-In_{0.53}Ga_{0.47}As ohmic contacts formed by rapid thermal processing », *Applied Physics Letters*, vol. 55, n°21, p. 2220-2222, 20 novembre 1989.
8. Katz A., Weir B.E., Chu S.N.G., Thomas P.M., Soler M., Boone T. et Dautremont-Smith W.C., « Pt/Ti/n-InP nonalloyed ohmic contacts formed by rapid thermal processing », *Journal of Applied Physics*, vol. 67, n°8, p. 3872-3875, 15 avril 1990.
9. Katz A., *Indium Phosphide and Related Materials: Processing Technology, and Devices*, Artech House, 1992.
10. Leech P.W., Reeves G.K. et Kibel M.H., « Pd/Zn/Pd/Au ohmic contacts to p-type In_{0.47}Ga_{0.53}As/InP », *Journal of Applied Physics*, vol. 76, n°8, p. 4713-4718, 15 octobre 1994.
11. Leech P.W. et Reeves G.K., « Electrical characteristics and thermal stability of ohmic contacts to p-type In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP », *Journal of Applied Physics*, vol. 77, n°8, p. 3908-3912, 15 avril 1995.
12. Okada H., Shikata S. et Hayashi H., « Electrical Characteristics and Reliability of Pt/Ti/Pt/Au Ohmic Contacts to p-Type GaAs », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 30, n°4A, p. L558-L560, avril 1991.
13. Shen T.C., Gao G.B. et Morkoc H., « Recent developments in ohmic contacts for III-V compound semiconductors », *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 10, n°5, p. 2113-2132, sept./oct. 1992.
14. Stareev G., Künzel H. et Dortmann G., « A controllable mechanism of forming extremely low-resistance nonalloyed ohmic contacts to group III-V compound semiconductors », *Journal of Applied Physics*, vol. 74, n°12, 15 décembre 1993a.
15. Stareev G. et Künzel H., « Tunneling behavior of extremely low resistance nonalloyed Ti/Pt/Au contacts to n(p) InGaAs and n-InAs/InGaAs », *Journal of Applied Physics*, vol. 74, n°12, 15 décembre 1993b.
16. Sze S.M., *Physics of Semiconductors Devices*, second edition, John Wiley and Sons, New-York, 1981.

Annexe C

Modélisation de HPT InP/InGaAs du CNET

Nous présentons une analyse théorique de PhotoTransistors à Hétérojonction InP/InGaAs fabriqués au CNET. Cette étude a été réalisée dans le cadre du contrat européen ACTS/FRANS (voir Annexe D). Nous présenterons d'abord les composants étudiés, puis les études optique et électrique.

VII-1. Les composants

Nous avons modélisé deux types de structures épitaxiales : le Type I avec une base dopée p $8.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 1000 Å (plaque 80274) et le Type II avec une base dopée p $3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ d'épaisseur 560 Å (plaque CNSB003).

Couches	Matériau	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (Å)
Couche de contact	InGaAs	n : 10^{19}	1000
	InP	n : 10^{19}	500
Emetteur	InP	n : 10^{17}	1500
Base	InGaAs	p : 8.10^{18}	1000
Collecteur	InGaAs	n : 10^{16}	5000
Sous-collecteur	InGaAs	n : 10^{19}	5000
Substrat	InP	SI	

Tableau VII-1.1 : Type I (plaque 80274).

Couches	Matériau	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (Å)
Couche de contact	InGaAs	n : 10^{19}	1000
	InP	n : 10^{19}	500
Emetteur	InP	n : 2.10^{17}	1500
Espaceur	InGaAs		560
Base	InGaAs	p : 3.10^{19}	
Espaceur	InGaAs		
Collecteur	InGaAs	n : 10^{16}	4000
Sous-collecteur	InGaAs	n : 10^{19}	5700
Substrat	InP	SI	

Tableau VII-1.2 : Type II (plaque CNSB003).

Ces structures ont été fabriquées au CNET en deux topologies : la première optimisée pour une illumination par le dessus (PV4) et la seconde optimisée pour le couplage par la tranche (PT51030). La topologie est prise en compte dans le modèle optique mais pas dans le modèle électrique qui est unidimensionnel.

VII-2. Etude optique

Les diamètres de tache utilisés sont $2\ \mu\text{m}$, $5\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$. Toute l'étude a été menée à la longueur d'onde $1,55\ \mu\text{m}$. Les rendements quantiques ont été calculés pour un guide de longueur $11\ \mu\text{m}$ et de largeur $4\ \mu\text{m}$ (topologie PT51030). Les caractéristiques optiques des deux types d'épitaxies étant très similaires, nous présentons principalement les résultats pour la structure de type I (plaque 80274). La topologie modélisée est celle du HPT éclairé par la tranche (PT51030).

Les Figure VII-2.1a,b montrent la modélisation de la propagation et de l'absorption de la lumière dans le guide, pour des diamètres de tache de $2\ \mu\text{m}$ et $5\ \mu\text{m}$. On peut voir qu'une bonne partie du faisceau optique se perd dans l'air et le substrat. L'absorption a lieu dans la base et le collecteur sur une longueur de $4\ \mu\text{m}$ environ. Enfin, le diamètre de tache est un paramètre crucial.

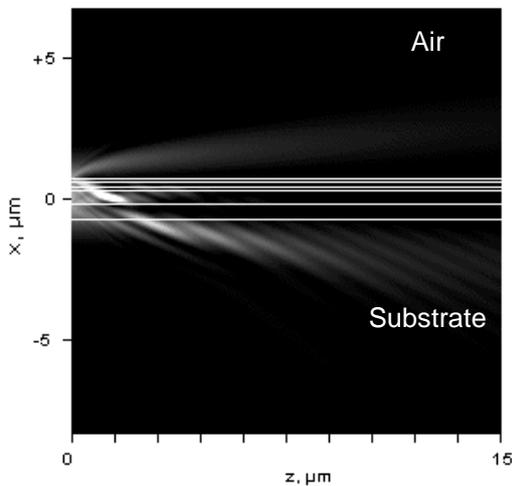


Figure VII-2.1a : propagation et absorption de la lumière dans un HPT à guide d'onde (BPM). $x=0$ correspond au collecteur. La tache optique est de $2\ \mu\text{m}$. (80274-PT51030)

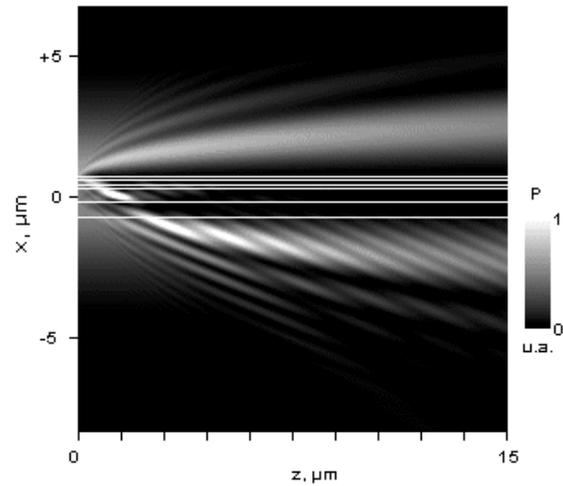


Figure VII-2.1b : idem avec tache optique de $5\ \mu\text{m}$.

Les Figures VI-2.2a,b montrent le taux de génération optique le long du guide. On voit clairement l'influence du diamètre de tache : il est souhaitable d'utiliser une fibre lentillée. Le profil du taux de génération nous permet de calculer un taux de génération optique moyen sur les 4 premiers microns, et de le considérer nul dans la seconde partie du guide. C'est ainsi que nous introduisons l'absorption de la lumière dans le Modèle Energie.

La Figure VII-2.3a présente le rendement quantique externe de la structure PT51030 en fonction du diamètre de tache, la Figure VII-2.3b en fonction du désalignement vertical de la fibre. Pour calculer le rendement quantique, nous prenons en compte la largeur de l'émetteur, qui peut être plus grande ou plus petite que le diamètre de tache. Les réflexions à l'entrée du composant sont de 29%. On voit que l'alignement de la fibre et du guide est très sensible : $1\ \mu\text{m}$ de décalage provoque 50 % de pertes. Comme on pouvait s'y attendre pour de tels composants éclairés par la tranche, il est important

d'utiliser une fibre lentillée et de la positionner avec soin. Dans le meilleur des cas, le rendement de la structure PT51030 en configuration couplée par la tranche est de 50 %.

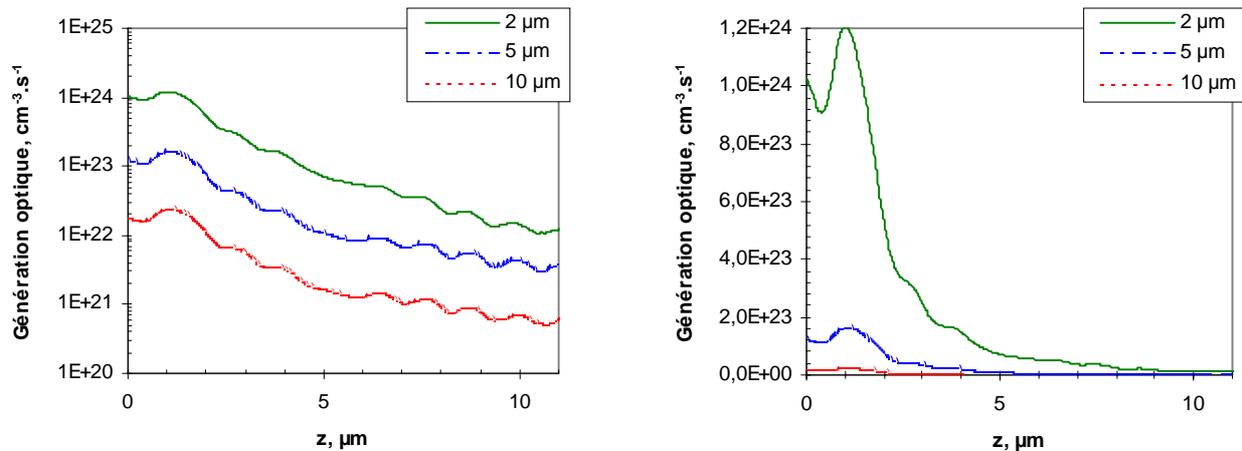


Figure VII-2.2a,b : taux de génération optique (échelles log et linéaire) dans la structure PT51030. Après 4 μm de propagation, on peut considérer qu'il n'y a plus de porteurs générés optiquement. Couplage par la tranche. Puissance optique : 1 μW .

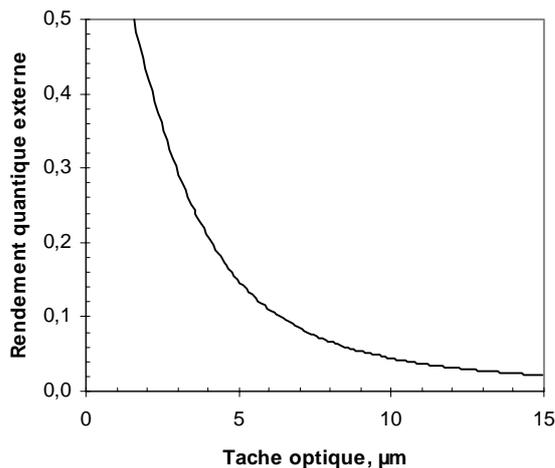


Figure VII-2.3a : rendement quantique externe en fonction du diamètre de tache.

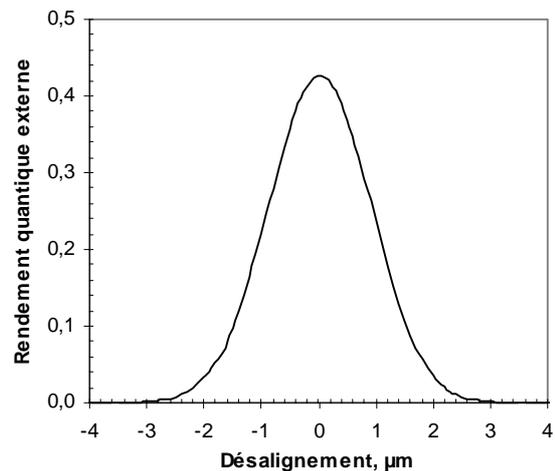


Figure VII-2.3b : rendement quantique externe en fonction du désalignement vertical pour une tache optique de 2 μm .

Le Tableau VII-2.1 montre qu'avec une telle structure une bonne fibre lentillée est nécessaire pour que le couplage par la tranche deviennent avantageux par rapport à l'illumination verticale (par le dessus ou le dessous). Pour l'illumination par le dessous, nous n'avons pas pris en compte l'absorption due aux impuretés du substrat.

	Tache	Type I	Type II
Eclairage par le dessus		20,9 %	16,3 %
Eclairage par le dessous		20,8 %	
Couplage par la tranche	2 μm	42,5 %	40 %
	5 μm	14,9 %	13,5 %
	10 μm	4,4 %	4,2 %

Tableau VII-2.1 : rendement quantique externe calculé à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, pour différentes conditions d'éclairage.

VII-3. Modélisation électrique

Nous utilisons le Modèle Energie présenté dans le premier chapitre de cette thèse. Il est important de noter que ce modèle, étant unidimensionnel, ne prend pas en compte les effets dus à la topologie des composants. Ce qui signifie que la réponse calculée est la réponse intrinsèque des composants.

Nous présentons les résultats obtenus pour la structure Type I. Les Figure VII-3.1a,b montrent les densités de porteurs et le diagramme de bande quand le composant est éclairé. Les conditions de polarisation et d'éclairement sont identiques aux conditions expérimentales.

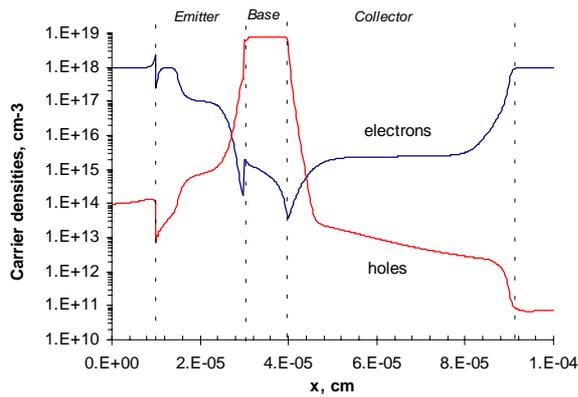


Figure VII-3.1a : densités de porteurs dans la structure. $V_{ce}=1,6$ V, $I_b=200$ mA, $P_{opt}=240$ μ W (éclairage par le dessus).

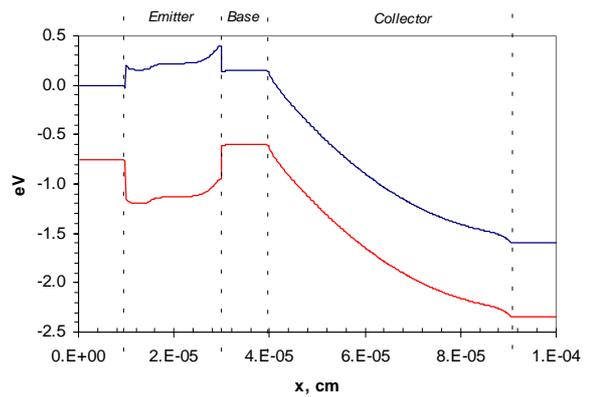


Figure VII-3.1b : diagramme de bande de la structure PT51030: $V_{ce}=1,6$ V, $I_b=200$ mA, $P_{opt}=240$ μ W (éclairage par le dessus).

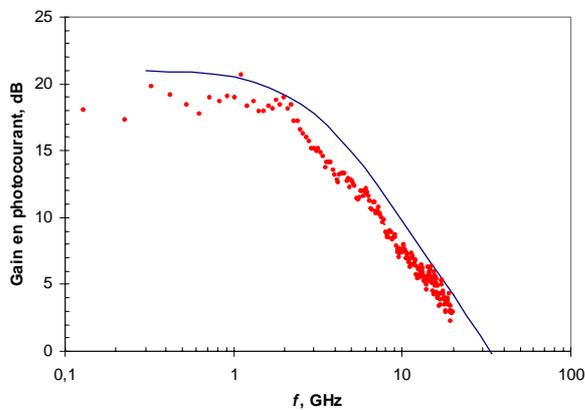


Figure VII-3.2a : réponse fréquentielle de la structure PT51030. Les points sont les résultats expérimentaux et les carrés les résultats de modélisation. $V_{ce}=1,6$ V, $I_b=200$ mA, $P_{opt}=240$ μ W (éclairage par le dessus). Le f_t optique est de 33 GHz.

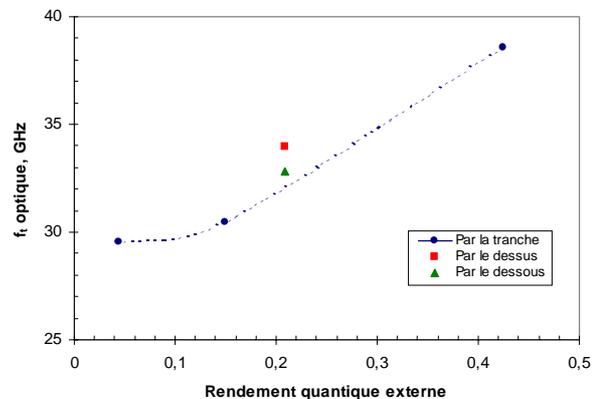


Figure VII-3.2b : f_t optique en fonction du rendement quantique externe, pour différentes conditions d'éclairement (différentes fibres). $P_{opt}=240$ μ W.

La réponse dynamique modélisée (Figure VII-3.2a) montre un bon accord avec les mesures. Nous en déduisons un f_t optique d'à peu près 33 GHz. Le bon accord entre expérience et théorie montre que les parasites ont peu d'influence dans les fréquences qui nous intéressent, la valeur obtenue pour le f_t étant relative au phototransistor intrinsèque.

La Figure VII-3.2b montre l'influence du rendement quantique et des conditions d'éclairement sur le f_i optique. Tout d'abord, nous voyons que le f_i optique augmente avec le rendement quantique (c'est-à-dire quand le diamètre de tache diminue, dans le cas du couplage par la tranche). Cela est dû au fait que les trous photocréés modifient la polarisation de la base, comme le ferait un courant de base.

Ensuite, la différence entre éclairagements par le dessus et le dessous est faible, mais nous n'avons pas pris en compte l'absorption due aux impuretés du substrat. Les résultats pour l'éclairement par le dessous sont donc un peu surestimés.

VII-4. Conclusion

L'étude optique a montré que les conditions d'injection de la lumière sont très importantes pour ces structures : une bonne fibre lentillée est nécessaire pour obtenir une bonne efficacité quantique, et l'alignement de la fibre est un paramètre très sensible.

Le modèle hydrodynamique donne un f_i optique de 33 GHz pour la structure de type I PT51030. Ces résultats sont en bon accord avec l'expérience. Nous avons montré qu'une injection optique optimale améliore nettement le produit gain-bande passante du phototransistor. Il faut utiliser une bonne fibre lentillée pour qu'un HPT couplé par la tranche donne un f_i optique supérieur à celui d'un HPT éclairé verticalement.

Annexe D

Publications scientifiques

I. Publication

- Magnin V., Van de Castele J., Vilcot J.P., Harari J., Gouy J.P. et Decoster D., « A 3 Terminals Edge-Coupled InGaAs/InP Heterojunction Phototransistor For Multifunction Operation », *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 17, n°6, p. 408, 20 avril 1998.

II. Brevet, rapports

- Brevet en cours (collaboration avec Opto+, anciennement Alcatel Alsthom Recherche) sur les photodiodes PIN-guide à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement vertical.
- Rapport pour Alcatel Alsthom Recherche, « Etude de photodiodes-guides à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement vertical », 1997.
- Rapport intermédiaire ACTS/FRANS D214, « Assessment of InP photo-HBT as mm-wave integrated preamplified photoreceiver », septembre 1997.
- Rapport final ACTS/FRANS D214, « Assessment of InP photo-HBT as mm-wave integrated preamplified photoreceiver », mai 1998.

III. Actes

- Van de Castele J., Magnin V., Gouy J.P., Vilcot J.P., Harari J., Maricot S. et Decoster D., « InP photodetectors for millimeter wave applications based on edge-coupled heterojunction phototransistors », *SPIE Proceedings Photonics West, Photodetectors: materials and devices II*, Vol. 2999, p. 176-182, février 1997.
- Magnin V., Van De Castele J., Harari J., Gouy J.P., Maricot S., Vilcot J.P. et Decoster D., « Study of Edge-coupled waveguide InGaAs/InP heterojunction phototransistors for microwave applications », *IEE Colloquium on "Fibre optics in microwave systems and radio access"*, Birmingham, Royaume-Uni, 26 juin 1997.
- Decoster D., Van de Castele J., Magnin V., Gouy J.P., Vilcot J.P., Harari J. et Maricot S., « New III-V Transducers for Optical Microwave and Millimeter Wave Conversion », *GAAS 97 5th European Gallium Arsenide and related III-V compounds Applications Symposium*, Bologne, Italie, 3-5 septembre 1997.
- Vilcot J.P., Magnin V., Van De Castele J., Harari J., Gouy J.P., Bellini B. et Decoster D., « Edge-coupled InGaAs/InP phototransistors for microwave radio fibre links », *EDMO 97*, Londres, Royaume-Uni, 24-25 novembre 1997.
- Vilcot J.P., Magnin V., Harari J., Fendler M. et Decoster D., « High Speed Optoelectronic Devices For Optical To Millimeter Wave Conversion », *10th International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductors (UFPS)*, Vilnius, Lituanie, 31 août – 2 septembre 1998.
- Vilcot J.P., Fendler M., Jorge F., Magnin V., Barette J., Maricot S. et Decoster D., « Radio over Fiber Telecommunications Systems : the Key Optoelectronic Devices for the Receiver », *SOTAPOCS XXIX*, Boston, Massachusetts, 1-6 novembre 1998.

IV. Communications

- Magnin V., Harari J., Jin G.H., Friscourt M.R., Dalle C., Rolland P.A., Vilcot J.P. et Decoster D., « Modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction InP/InGaAs de type guide d'onde », *JTBH'97*, Chantilly, 28 janvier 1997.
- Magnin V., Van De Castele J., Harari J., Gouy J.P., Vilcot J.P. et Decoster D., « Phototransistors InP/InGaAs à guide d'onde », *JNMO'97*, Chantilly, 29-31 janvier 1997.
- Magnin V., Van De Castele J., Harari J., Gouy J.P., Maricot S., Vilcot J.P. et Decoster D., « Edge-coupled waveguide InGaAs/InP heterojunction phototransistors », *SIOE'97*, Cardiff, Royaume-Uni, 24-26 mars 1997.
- Magnin V., Van De Castele J., Harari J., Gouy J.P., Vilcot J.P., Maricot S., Rolland P.A. et Decoster D., « Phototransistors bipolaires à hétérojonction InP/InGaAs à guide d'onde », *JNM'97*, St Malo, 20-22 mai 1997.

Résumé

Dans cette thèse, nous présentons des outils de modélisation destinés à l'étude des composants optoélectroniques et des méthodes d'optimisation permettant d'en tirer encore plus de profit. Afin de modéliser différents composants optoélectroniques sur InP, nous avons mis au point un logiciel fondé sur la méthode des faisceaux propagés (BPM) afin d'étudier la propagation et l'absorption de la lumière, et un modèle hydrodynamique afin de modéliser leur comportement électronique. Nous avons réalisé une recherche bibliographique pour regrouper les données matériaux nécessaires.

Le premier composant que nous avons étudié et optimisé est un phototransistor à hétérojonction InP/InGaAs pour les applications hyperfréquences. Nous avons exposé son fonctionnement et montré ses possibilités et limites. Sa structure optique de type guide d'onde peut être améliorée par l'ajout d'une couche de quaternaire. On peut envisager la réalisation de phototransistors à double hétérojonction pour les applications de puissance.

Nous avons ensuite étudié des photodiodes PIN-guide à très fort coefficient de couplage et grande tolérance d'alignement. Différentes solutions ont été envisagées. Nous avons montré l'intérêt des « structures lentillées », comportant plusieurs couches de confinement d'indices optiques progressifs, et étudié leurs performances optiques et électriques. Pour optimiser ces structures, nous avons mis au point un algorithme Monte Carlo couplé à une BPM-2D, qui permet de tester des milliers de structures aléatoires.

Enfin, nous avons réalisé un Algorithme Génétique couplé à une BPM-2D et avons montré son intérêt pour l'optimisation de composants optoélectroniques avec de nombreux paramètres et des objectifs multiples. Ce type d'algorithme est fondé sur la théorie de l'évolution de Darwin. Nous l'avons appliqué à l'optimisation de commutateurs optique à réflexion interne totale et de commutateurs cascade.

Contribution to the Study and Optimisation of Optoelectronics Components

In this thesis, we present modelling tools and powerful optimisation methods and their application to the study of optoelectronics components. We have written a software based on Beam Propagation Method which is used for the study of light propagation and absorption, and an hydrodynamic model for the carriers behaviour. We present a bibliographical study on physical data for materials based on InP substrate.

First, we study and optimise a waveguide InP/InGaAs Heterojunction PhotoTransistor for microwave and millimetre wave applications. We present its behaviour and we show its possibilities and limits. Its optical structure can be improved by adding a quaternary layer under collector. Double Heterojunction PhotoTransistors can be realised for power applications.

Then we study high responsivity and large coupling tolerance waveguide PIN photodiodes. Several solutions are studied. We show the interest of lensed structures, made of numerous confinement layers of various optical indexes. We study their optical and electrical performances. For their optimisation, we have written a Monte Carlo software coupled to a 2D-BPM, which allows the testing of thousands of randomly chosen structures.

Finally, we have written a Genetic Algorithm coupled to a 2D-BPM. We show its interest for the multiparameter and multiobjective optimisation of optoelectronics devices. This type of algorithm is based on Darwin's theory of evolution. We apply it to the optimisation of TIR optical switches and cascade switches.

Discipline : électronique.

Mots clés : modélisation, optimisation, BPM, modèle hydrodynamique, Monte Carlo, Algorithme Génétique, phototransistors, photodiodes, commutateurs optiques.

Laboratoire : Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, Université de Lille 1, BP 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex.