Université des Sciences et Technologies de Lille UFR Informatique – Electronique – Electrotechnique - Automatique 50.376 2006

N° ordre : 3502



THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE ECOLE DOCTORALE : SCIENCE DE L'INGENIEUR

pour obtenir le titre de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Spécialité: Electronique

par

#### **Christophe LETHIEN**

### Etude et réalisation d'un transducteur et d'un système de transmission fibre multimode – radio à 850 nm pour applications GSM, UMTS et WIFI

Soutenance prévue le 15 octobre 2004 devant la Commission d'Examen composée de

Président :	M. Francis MOLLOT	Directeur de Recherche au CNR?
Rapporteurs :	M. Robert ALABEDRA	Professeur de l'Université (CEM <sup>2</sup> Montpellier II)
	M. Georges ALQUIE	Professeur de l'Université (Université Pierre et Marie Curie Paris 6)
Directeur de Thèse :	M. Jean-Pierre VILCOT	Directeur de Recherche au CNRS (IEMN)
Examinateurs :	M. Didier DFCOSTER	Professeur de l'Université (USTL)
	M. Jean-Michel ROUVAEN	Professeur de l'Université (UVHC)
Invité :	Mme Carmen GONZALEZ	Ingénieur de Recherche (ALCATEL OPTOPLUS)
	M. Nathan GOMES	Senior Lecturer en électronique



A Nathalie, à tous ceux que j'aime...

### Remerciements :

Cette thèse de Doctorat a été réalisée au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) implantée sur le site de l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Je remercie Monsieur le Professeur **George Salmer** et Monsieur le Professeur **Alain Cappy** pour m'avoir accueilli au sein de leur institut.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur **Francis Mollot**, Directeur de Recherche au CNRS, pour avoir accepté de présider la commission d'examen.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur **Robert Alabedra**, Professeur de l'Université de Montpellier (CEM2) ainsi qu'à Monsieur le Professeur **Georges Alquie** de l'Université Pierre et Marie Curie Paris 6, pour m'avoir fait l'honneur de juger ce travail de thèse et d'en être rapporteurs.

J'exprime mes profonds remerciements à Monsieur le Professeur **Jean-Michel Rouvaen** (Université de Valenciennes Hainaut Cambrésis) ainsi que M<sup>me</sup> **Carmen Gonzalez**, Ingénieur de recherche à Alcatel OPTOPLUS pour avoir accepté d'assister à l'exposé de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur **Jean-Pierre Vilcot**, Directeur de Recherche au CNRS, pour avoir encadré ce travail durant mon séjour à l'IEMN. Ses qualités humaines, ses compétences scientifiques et sa constante bonne humeur m'ont vraiment aidé à appréhender ce sujet avec beaucoup de motivation et d'envie de bien faire.

Je remercie de la même façon Monsieur le Professeur **Didier Decoster** pour son accueil chaleureux dans l'équipe optoélectronique de l'IEMN qu'il dirige ainsi que pour ses nombreux conseils.

J'adresse aussi tous mes remerciements à Mme **Sophie Maricot** pour le dynamisme et la bonne humeur qu'elle a su me communiquer. Je remercie bien sûr les autres permanents de l'équipe, **M. Vincent Magnin, M. Joseph Harari, M. Jean Chazelas et M. Hong Wu Li** pour les discussions scientifiques (et autres !) dont j'ai pu profité.

Je remercie sincèrement les différentes personnes que j'ai pu côtoyer au sein des réunions d'avancement pour le contrat « Rosette » et plus particulièrement Messieurs **David Wake** et **Nathan Gomes** de l'Université du Kent, respectivement ingénieur de recherches et « Senior Lecturer » associés à ce contrat pour leur aide sur le sujet, les conseils dont ils m'ont fait part et les nombreuses discussions sur les systèmes fibre-radio. Un grand merci aussi à Iyad Dayoub et Abdelouahib Zaouche pour leur conseil dans les systèmes de télécommunications.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes de la centrale de technologie avec qui j'ai eu le plaisir de travailler tout au long de ma thèse : Christiane Legrand, Christophe Boyaval, Pascal Tilmant, Marc François, Michel Muller, Annie Fattorini, André Leroy (le lensois !!), Patrice Bigotte, Jean-louis Codron, Christophe Coinon, Laurent Fugère, Bertrand Grimbert, Jean-claude Pesant, Roger Ringot (tonton !!), Didier Vandermoëre, Bernard Verbeke, Jean-luc Loriaux, Patricia Lefebvre, Karine Blary et Isabelle Roch.

Un grand merci à **Stefan McMurtry,** mon acolyte du bureau 351, pour la formation dont il m'a fait bénéficier pour les aspects technologiques ainsi que pour sa disponibilité et sa constante bonne humeur.

Merci aussi à **Dominique Vignaud** et **Jean-François Lampin** pour avoir permis les caractérisations physiques du composant réalisé dans les salles blanches ainsi qu'à **Christophe Loyez** pour sa disponibilité, ses conseils et ses compétences dans le domaine des télécommunications numériques.

Je remercie aussi toutes les personnes que j'ai pu croiser dans les couloirs de l'IEMN, à l'administration ou bien à la bibliothèque. Un grand merci à **Pierre Armand** pour sa serviabilité pendant mon séjour à l'IEMN.

J'exprime aussi toute ma gratitude à **Nathalie**, pour m'avoir « supporté » et m'avoir toujours soutenu durant ma thèse ainsi qu'à toutes les personnes de mon entourage pour leur soutien familial.

Comment conclure les remerciements sans oublier les anciens, présents et nouveaux membres de l'équipe optoélectronique : Karine, Sophie, Yves, Virginie, Narjes, Samuel, Patrice, Achour, Malek, Denis, Arnaud B, Bob, Jeff, Marie, Arnaud L, et Gwenn, compagnon de tous les jours dans les bons comme les mauvais moments.



# Table des matières :

Remerciements	5
Table des matières	7
Introduction	13

### Chapitre n°1 : Architecture des systèmes de transmission mixte fibre radio

<u>I.1 Les liaisons mixtes Fibre – Radio</u>	17
I.1.1 Architecture des systèmes opto-microondes	19
I.1.1.1 Tranmission en bande de base (data over fiber)	20
I.1.1.2 Transmission par transposition en	fréquence
intermédiaire (IF over fiber)	20
I.1.1.3 Transmission par transposition sur porteuse	micro-onde
(RF over fiber)	21
I.1.2 Systèmes de transmission mixte fibre – radio	22
I.1.2.1 Systèmes commerciaux (fréquence microonde) .	22
I.1.2.2 Systèmes développés en laboratoire	(fréquence
millimétrique)	24
I.1.2.3 Système « exotique »	28
<u>I.2 Le projet Interreg ROSETTE</u>	29
I.2.1 Contexte de l'étude	29
I.2.2 Architecture du système	31
I.2.3 Milieu de transmission: les différentes fibres optiques .	33
I.2.4 Longueur d'onde de travail	
125 Standards à transmettre	4.1

### Chapitre n°2 : Modulateurs externes et microcavités résonantes

II.1 Structure de base des modulateurs externes47	
II.1.1 Différents types de modulateur et effets physiques associés47	
II.1.1.1 Les modulateurs électro-optiques	
II.1.1.2 Les modulateurs électroabsorbants	
II.1.2 Topologies possibles des modulateurs à électroabsorption49	
II.1.2.1 Les structures guide d'onde	
II.1.2.2 Les structures à éclairement surfacique ou transverse	
II.1.2.3 Paramètres caractérisant un modulateur	•
électroabsorbant à éclairement par la surface	
II.1.3 Etat de l'art des structures électroabsorbantes56	
II.2 Electroabsorption dans les semiconducteurs	
II.2.1 L'effet Franz-Keldysh dans les structures massives	
II.2.2 Calcul des niveaux d'énergie dans des puits quantiques59	
II.2.3 L'Effet Stark Quantique Confiné dans les puits quantiques	3
(ESQC)	
II.3 Microcavité et électroabsorption	
II.3.1 Effet Fabry - Perot dans une cavité70	
II.3.1.1 Calcul de R et T71	
II.3.1.2 Définition de l'Intervalle Spectral Libre, de la bande	÷
passante optique et de la finesse72	
II.3.2 Réalisation des miroirs en filière III-V à base de GaAs73	
II.3.2.1 Indice de réfraction de l'Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As	
II.3.2.2 Transmission, réflexion et déphasage d'une onde optique	, ,
aux abords d'une interface75	
II.3.2.3 Formalisme d'Abelès appliquée aux couches minces	
II.3.2.4 Réflectivité d'un empilement de N couches et réflecteur	•
de Bragg distribué78	
II.3.3 Formation de la microcavité et insertion de la zone absorbante	Ļ
dans une microcavité résonante80	
II.3.4 Photodétecteur à multipuits quantiques à microcavité verticale	

### Chapitre n°3 : Optimisation du modulateur – détecteur à électroabsorption à microcavité résonante

III.1 Electroabsorption dans des puits quantiques découplés - Description
<u>du modèle de calcul</u> 94
III.1.1 Système de matériaux envisagés
III.1.1.1 Description du système Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As / GaAs94
III.1.1.2 Paramètres physiques de l'alliage Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As94
III.1.2 Spectre d'électroabsorption95
III.1.2.1 Transition fondamentale $(e_1 - hh_1)$ dans un puits
quantique95
III.1.2.2 Interaction coulombienne : phénomène excitonique
III.1.2.3 Influence du champ électrique : Effet Stark Quantique
Confiné96
III.1.2.4 Calcul de l'absorption sous champ électrique96
III.1.3 Longueur d'onde de fonctionnement du MDEA
III.1.3.1 Variation de l'absorption en fonction de la longueur
d'onde et de la tension appliquée99
III.1.3.2 Choix de la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda_m 100$
III.1.4 Calcul du contraste100
III.2 Insertion de la zone absorbante dans une microcavité verticale
composée de miroirs de Bragg101
III.2.1 Algorithme d'optimisation envisagé101
III.2.2 Calcul de la transmission et du contraste102
III.2.3 Evolution du contraste en fonction des coefficients de réflexion
des miroirs de Bragg106
III.2.4 Tolérance possible à la longueur d'onde : Bande passante
optique106

### Chapitre n°4 : Réalisation technologique du Modulateur – Détecteur à électroabsorption

IV.1 Présentation générale des dispositifs116
IV.1.1 Allure du MDEA après fabrication116
IV.1.1.1 Modulateur sans cavité116
IV.1.1.2 Modulateur avec microcavité résonante116
IV.1.2 Présentation générale du procédé technologique de fabrication
du composant et évaluation des principales difficultés technologiques
IV.2 Conception du MDEA sans cavité – validation du procédé technologique
de réalisation
IV.2.1 Epitaxie
IV.2.2 Réalisation des masques120
IV.2.2.1 Dépôt de l'électrode p annulaire121
IV.2.2.2 Gravure du mesa d'isolation électrique122
IV.2.2.3 Reprise des contacts p122
IV.2.2.4 Ouverture de la fenêtre optique face avant123
IV.2.2.5 Dépôt de l'électrode n123
IV.2.3 Réalisation technologique du composant124
IV.2.3.1 Description du procédé face avant étape par étape 124
a) Dépôt de l'électrode annulaire de type p
b) Gravure Ionique Réactive du Mesa d'isolation circulaire 128
c) Reprise de contact p par plot d'épaississement sur pont
d'isolation BCB130
d) Ouverture de la fenêtre optique face avant par gravure chimique
a) Parrise du contact n face quant $133$
e) Reprise au contact n'jace abani
sur un substrat en silice
a) Petrait du substrat absorbant GaAs $140$
h) Dénôt par enduction de la colle enoru sur le substrat en silice
c) Polumérisation de la colle au travers du substrat transparent
d) Décollage de l'ensemble structure active – substrat en silice
IV.2.4 Mise en boitier du modulateur – détecteur à électroabsorption

### Chapitre n°5 : Caractérisation du modulateur – détecteur à électroabsorption et du milieu de transmission

V.1 Caractérisation du milieu de transmission167
V.1.1 Réponse fréquentielle des fibres optiques multimodes167
V.1.2 Linéarité du milieu de transmission – distorsion
d'intermodulation170
V.1.3 Transmission d'un signal numérique par modulation d'une
porteuse micro-onde à l'aide de fibre optique multimode172
V.1.3.1 Signaux de type cellulaires177
V.1.3.2 Déport optique de signaux micro-ondes pour
l'installation de réseaux locaux183
V.1.4 Prémices de la transmission d'un signal numérique sur une sous
porteuse micro-onde à l'aide de fibres optiques multimodes en
polymère CYTOP187
V.1.5 Transmission « millimétrique » sur fibre optique multimode
V.2 Caractérisation des modulateurs – détecteurs à électroabsorption sans
<u>cavité</u> 193
V.2.1 Caractérisation en voie descendante (avant et après le report sur
silice)
V.2.1.1 D'un point de vue électrique193
V.2.1.2 Caractérisation optique193
V.2.1.3 Caractérisation optique – hyperfréquence197
V.2.2 Caractérisation en voie montante après le report sur verre .201
V.2.2.1 Comportement optique du modulateur reporté sur verre
Conclusion
Liste des publications209

Annexe

### Introduction :

En ce début du 21<sup>ème</sup> siècle, l'émergence des réseaux câblés et/ou hertziens à base de fibre optique ou de paires de cuivre torsadées touche un grand nombre de domaines aussi bien civils que militaires :

- Réseaux embarqués au sein des automobiles ou dans les avions (services multimédias), réseaux locaux dans des entreprises ou chez les particuliers (Transmission de services multimédias : image, son, vidéo), téléphonie mobile (2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> génération), domotique (contrôle de la température de la maison d'un particulier à distance, lave-linge et réfrigérateurs intelligents) pour les applications civiles
- Applications Radar (furtivité), transmissions discrètes terrestres ou aériennes (réseaux tactiques), surveillance satellitaire,... pour les applications militaires

Les réseaux locaux chez les particuliers connaissent, à l'heure actuelle, un formidable essor dû essentiellement à l'explosion de l'Internet Haut Débit (ADSL) et à la multiplication d'appareils électroniques domestiques (le taux de pénétration du 2<sup>ème</sup> ordinateur par foyer dépasse celui de l'ordinateur unique en 2002). L'émergence des technologies d'accès à haut débit permettant le transport de la voix, des données et de la vidéo ont remis sur le devant de la scène le réseau domestique en lui offrant la panoplie d'applications qui lui avait fait défaut jusqu'à présent. L'interconnexion de plusieurs appareils électroniques (TV numérique, caméscope numérique,...) et ordinateurs dans une même habitation se fait à l'heure actuelle soit en utilisant la structure câblée de la maison (câbles d'alimentation électrique et paires téléphoniques) et/ou la voie hertzienne par porteuse micro-onde.

En outre, de plus en plus d'entreprises adoptent l'interconnexion entre ordinateurs à l'aide d'un réseau local, qu'il soit câblé (paires torsadées, fibres optiques), à base de micro-ondes (IEEE 802.11 plus connu sous le nom de WIFI) ou mixte au sein de leurs bâtiments afin de favoriser la communication rapide de documents informatiques ou la possibilité de mettre en place des vidéoconférences internationales.

La progression de l'ère multimédia touche aussi bien le monde automobile que celui de l'aviation : en effet, de nombreux constructeurs d'automobiles (PEUGEOT, BMW,...) et d'avions utilisent un réseau local au sein de leurs équipements afin de véhiculer aussi bien les services multimédias (musique, vidéos,...) que la large quantité d'informations transitant dans les tableaux de bords des voitures ou dans les cockpits d'avions par exemple.

Une augmentation de la quantité de données à transmettre nécessite d'avoir des réseaux à hauts débits (de type Gigabit Ethernet) et la réalité économique actuelle nous oblige à concevoir un réseau bas coût à l'aide de composants dits « commerciaux » (Application Commercial Off The Shelf COTS) : laser VCSEL bas coût, fibre optique multimode, photodiode PIN. Cette montée en débit ainsi que la mobilité sont donc possibles en utilisant un réseau mixte fibre / radio : la fibre optique réalise le déport optique de l'information à transmettre sur quelques centaines de mètres et une borne antenne effectue le bond radio jusqu'au terminal concerné sur une portée utile de quelques mètres.

L'utilisation de fibre optique multimode en silice pré-installée dans la plupart des bâtiments européens (centres commerciaux, bâtiments de grande entreprise, aéroports,...) pour la transmission de signaux analogiques et/ou numériques, sur quelques centaines de mètres, couplée à l'utilisation de composants d'extrémité « bas coût » permet le transport de données modulées sur porteuse microonde sur un support fiable et peu coûteux.

Cet état de fait est le fil conducteur du projet Européen INTERREG IIIa franco-britannique "ROSETTE" (Radio Optical System Engineering in Transmanche TElecom) visant à réaliser un démonstrateur opto – hyperfréquence à base de fibre optique multimode en silice et assurant le transport de nombreux signaux TELECOM (GSM 900/1800, UMTS, BLUETOOTH, WIFI, HIPERLAN 2) jusqu'à une station de base picocellulaire. Elle est principalement composée d'une antenne multibande ainsi que d'un transducteur opto/micro-onde. L'utilisation d'une sous-porteuse analogique hyperfréquence couplée à des sources lasers à 850 nm émettant dans de la fibre optique multimode rend le système totalement insensible au schéma de modulation utilisé pour coder l'information numérique autour de la porteuse hyperfréquence, contrairement à un système fonctionnant en bande de base (informations numériques transmises directement au travers de la fibre optique). Le but de cette thèse est d'étudier la possibilité de réaliser un système de transmission mixte fibre multimode / radio bas coût intégrant un transducteur opto/micro-onde. Notre travail s'articule de la façon suivante :

- Dans un premier chapitre, nous allons effectuer un descriptif des systèmes de transmission mixte fibre / radio existants en présentant les différents choix qui s'offraient à nous pour la définition des performances tant "composant" que "système" du projet "ROSETTE".
- ✤ Dans un second temps, nous présenterons les différentes structures possibles pour la conception du transducteur, un modulateur à électro-absorption, en particulier son utilisation en micro-cavité.
- Ensuite, une optimisation de ce type de composant sera détaillée dans le chapitre n°3 au niveau de sa conception tant « électronique » que « optique ».
- La réalisation technologique, dans les salles blanches de l'IEMN, d'un modulateur – détecteur à électroabsorption reporté sur un substrat transparent en silice sera décrite dans le chapitre n°4. Nous présenterons de même le début de la fabrication du modulateur en micro-cavité.
- Dans une dernière partie, nous présenterons les caractérisations du composant réalisé de même que celles du milieu de transmission opto/hyperfréquence. L'ensemble des fibres optiques multimodes mises à notre disposition a été testé dans le but d'évaluer la faisabilité d'un système de transmission opto/micro-onde sur fibre optique multimode en silice. Des premiers résultats sur la transmission sur fibre optique polymère (Polymer Optical Fibre CYTOP) de signaux numériques transposés sur une porteuse micro-onde seront également présentés dans la suite de ce chapitre.

### Chapitre n°1 :

# Architecture des systèmes de transmission mixte fibre - radio

Après avoir présenté un panel non exhaustif mais assez large des différentes solutions permettant de réaliser des liaisons mixtes fibre-radio nous aborderons les différents critères qui ont gouverné la définition du composant à réaliser. Ces critères concernent principalement:

- la simplification des stations de base par l'utilisation d'un unique transducteur pour les voies montante et descendante,
- l'utilisation des réseaux optiques pré-installés en fibres multimodes,
- la mise en œuvre d'une technologie "bas coût" qui influence à la fois la longueur d'onde choisie et (donc) la filière matériau utilisée.

### <u>I.1 Les liaisons mixtes Fibre – Radio</u>

La couverture en signaux hyperfréquences (principalement signaux de télécommunications mobiles) au sein d'un grand nombre d'infrastructures peut être assurée en utilisant le concept de système hybride fibre/radio **[Wake'02]**. Ils utilisent l'interopérabilité de la transmission sur fibre optique avec les systèmes de télécommunication sans fils, qu'ils soient mobiles ou fixes, et peuvent fournir une liaison opto/micro-onde alliant les performances en terme de débit et de distance de transmission avec les faibles coûts d'installation pour certains types d'architecture hybride.

La fibre optique est utilisée en lieu et place de câbles en cuivre pour l'installation de réseaux large bande car elle possède des performances en terme d'atténuation et de bande passante beaucoup plus importantes. En effet, les progrès effectués au cours des 40 dernières années sur la fabrication de fibre optique ont permis de diminuer son atténuation (1000 dB/km en 1960 à 0.1 dB/km en 2000) et d'augmenter sa bande passante de façon drastique permettant le transport de données à hauts débits sur des longues distances. Alors, un signal microonde véhiculé sur porteuse optique va bénéficier de cette faible atténuation de propagation et pourra être distribué très facilement sur différents points d'accès.

Cependant, l'augmentation constante des réseaux locaux voire personnels intérieurs et de la téléphonie mobile multimédia (GPRS, UMTS) fait qu'il est nécessaire de trouver une solution à moindre coût pour couvrir les derniers mètres du réseau de communications. La solution est alors de transporter par voie optique l'information d'une station centrale jusqu'aux stations de bases et de distribuer par voie radio l'information sur les derniers mètres (figure n° 1.1). Ces techniques sont baptisées picocellulaires par comparaison aux standards actuels dits cellulaires de par la taille respective de la zone couverte, quelques dizaines de mètres contre plusieurs kilomètres.



Figure n° 1.1 : Principe de système fibre-radio de type picocellulaire

Ces systèmes à antennes distribuées sont de plus en plus utilisés pour les applications de télécommunication intra-bâtiments telles que les centres commerciaux, les aéroports, les gares ou les bureaux de grandes entreprises (figure n° 1.2). L'utilisation de bornes antennes de type picocellulaire permet l'extension de la couverture « indoor » de la plupart des systèmes radio cellulaire de 2<sup>ème</sup> génération et un déploiement pour les systèmes de 3<sup>ème</sup> génération est prévu dans les années à venir. Des applications « outdoor » à

faible couverture telles celle de complexes sportifs peuvent être un champ d'application de ces systèmes.



Figure n° 1.2 : Couverture des infrastructures

### I.1.1 Architecture des systèmes opto-microondes

Fruit de la rencontre entre deux mondes à priori bien différents, les systèmes opto-microndes permettent l'acheminement d'informations (voix, vidéo, données) à hauts débits d'une part, d'une station centrale jusqu'à une station de base picocellulaire par l'intermédiaire de fibres optiques et, d'autre part, de la station de base au terminal considéré par voie radio (Téléphone portable, ordinateur, PDA,...) **[Pasziewicz'02]**.

La station de base (Remote Antenna Unit) effectue donc dans ce cas la conversion optique – radio **[Nefertiti'04]**. Elle est composée d'une interface optique/électrique et d'une antenne micro-onde et sa répartition au sein de bâtiments en fait un système à antennes distribuées.

Trois types de transmission génériques déclinent l'ensemble des solutions permettant de réaliser ces systèmes micro-ondes. Dans le cas des liaisons bidirectionnelles, les voies montante et descendante peuvent éventuellement utiliser un type de transmission différent; ceci sera principalement mais non exhaustivement rencontré dans le cas des systèmes opto-millimétriques.

Nous appellerons dans ce qui suit (i) signal, les données en bande de base et (ii) porteuse, la porteuse microonde utilisée.



I.1.1.1 Tranmission en bande de base (data over fiber)

Figure n° 1.3 : Système en bande de base

Le signal est directement transmis au travers de la fibre optique et la station de base assure la modulation de la porteuse avec celui-ci. Le principal avantage de cette architecture réside dans le fait que les transducteurs E/O et O/E ne nécessitent qu'une bande passante faible, celle des données en bande de base. Le principal désavantage réside dans la complexité de la station de base qui doit comprendre l'électronique de l'oscillateur local pour la porteuse ainsi celle du système de modulation; ceci amène donc une augmentation conséquente des coûts d'installation de la liaison par le nombre important de stations de base à installer. De plus, un seul signal en bande de base (quelques centaines de Mbit/s) peut être transmis au travers de la fibre optique impliquant un fonctionnement micro-onde monocanal.

### I.1.1.2 Transmission par transposition en fréquence intermédiaire (*IF over fiber*)



Figure n° 1.4 : Transposition en fréquence intermédiaire

Au niveau de la station centrale, les données sont transposées autour d'une fréquence intermédiaire et c'est celle-ci qui sera véhiculée sur le réseau fibré. Dans ce cas, la station de base est un peu moins gourmande en électronique, par comparaison au cas précédent, mais elle doit encore comprendre un oscillateur local et un mélangeur. La transposition sur fréquence intermédiaire amène néanmoins l'énorme avantage de rendre le systéme multicanal, chaque signal pouvant être modulé sur une fréquence intermédiaire différente au niveau de la station centrale. Ce type d'architecture requiert toutefois l'utilisation de composants d'extrémité possédant une bande passante plus importante que ceux utilisés précédemment.

#### I.1.1.3 Transmission par transposition sur porteuse microonde (*RF over fiber*)



Figure  $n^{\circ}$  1.5 : Transposition sur porteuse micro-onde

Dans ce genre d'architecture, le signal est directement appliqué sur une porteuse micro-onde au niveau de la station centrale. Ceci implique d'avoir des composants d'émission et de réception possédant des fréquences de coupure en modulation et détection élevées correspondant au minimum à la fréquence de la porteuse du standard de télécommunications à transmettre. La station de base est dans ce cas extrêmement simplifiée puisqu'elle est essentiellement composée d'un transducteur opto-électronique, d'une amplification et d'une antenne hyperfréquence.

La transposition sur porteuse micro-onde présente l'avantage d'avoir une architecture simple et potentiellement bas coût, le nombre de composants au sein de chaque station de base étant réduit de manière importante par rapport aux deux autres types de transmission. Nous allons maintenant présenter quelques cas typiques de liaisons optomicroondes soit commerciales soit au stade d'études. Les systèmes commerciaux présentés sont principalement voués au déport du standard GSM 900 et 1800 MHz ou réseaux locaux dont la porteuse est inférieure à 2,5 GHz. Le type de transmission qu'ils utilisent est facilement identifiable. Les systèmes au stade de la recherche concernent plus particulièrement les systèmes opto-millimétriques (30 GHz et au dessus). La modulation directe d'un composant laser à ces fréquences ne pouvant se faire, une multitude de solutions alternatives ont été étudiées, quelques unes seront présentées.

### I.1.2 Systèmes de transmission mixte fibre - radio

### I.1.2.1 Systèmes commerciaux (fréquence microonde)

Le système **Digivance** de la société ADC reflète directement le concept "Data over fiber" et utilise le transport de signaux en bande de base dans de la fibre optique multimode ou monomode **[Digivance]**. Chaque station centrale (ici **D**igital **H**ost **U**nit) peut être racccordée aux stations de base (**D**igital **R**emote **U**nit) ou encore à une autre station centrale pour l'extension du réseau.



Figure n° 1.6 : Système Digivance et installation possible

Ce système utilise de la fibre optique monomode 9/125 et une transmission à 1.55 µm en voie montante et à 1.31 µm en voie descendante.

Le système **LGCell** de la société LGC WIRELESS utilise **[LGCell]**, quant à lui, le concept "IF over fiber" et utilise de la fibre optique multimode. Ce système assure la couverture de signaux de 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> génération de type GSM, EDGE, et UMTS.



Figure n° 1.7 : Système LGCell

Le système **FiberDAS** de la société AVITEC est un système à antennes distribuées basé sur le concept "RF over fiber" utilisant de la fibre optique monomode **[FiberDAS]**. Il représente une solution multi-bandes et multiutilisateurs pour étendre la couverture de signaux de télécommunications de type GSM 900/1800 MHz et UMTS 2 GHz dans les grandes infrastructures (bureaux, centres commerciaux,...). Cependant, l'utilisation de la fibre optique monomode comme support de transmission requiert leur installation et la présence de composants optiques adaptés augmentant de façon importante les coûts d'installation d'un réseau.





Figure n° 1.8 : Système FiberDAS

D'autres sociétés ont commercialisé ce type de produit en utilisant de la fibre optique monomode : le système **BriteCell** de la société TEKMAR **[BriteCell]** et le système **Litenna** de la société FOKCOM.



Figure n° 1.9 : Système Litenna de la société FOXCOM

# I.1.2.2 Systèmes développés en laboratoire (fréquence millimétrique)

Le premier système décrit dans ce paragraphe a été mis au point dans le cadre du projet européen RACE II – MODAL (**R**esearch and Development for **A**dvanced **C**ommunications in **E**urope) pour la génération d'onde millimétrique nécessaire à la prestation de service de télécommunication mobile en Europe **[Wilson'95, Schmuck'93]**.

Ce système (figure n° 1.10) consiste en une liaison full duplex sur fibre optique monomode à 30 GHz. La voie descendante est de type "RF over fiber" mais le principe de génération de la porteuse millimétrique est ici très loin d'une simple modulation puisqu'il est basé sur l'utilisation d'une source optique bimode (à 1,55  $\mu$ m) qui, par mélange hétérodyne au niveau du détecteur de la station de bas, fournira la porteuse à 30 GHz. La voie montante utilise, quant à elle, un laser à 1,3  $\mu$ m et un système de transmission de type "data over fiber".



Figure n° 1.10 : Système de transmission utilisé dans le projet RACE II – MODAL

Le système décrit dans la figure n° 1.11 et mis au point aux **Photonic Research Laboratories** de Melbourne par l'équipe de Smith *et al* utilise un modulateur de type Mach-Zehnder en configuration de modulation en bande latérale unique pour la génération d'une onde millimétrique à 40 GHz sur fibre optique monomode **[Smith'97]**. Ce système utilise une transmission bidirectionnelle à 1.55  $\mu$ m pour la voie descendante et à 1.3  $\mu$ m pour la voie montante, composée d'une simple diode électroluminescente. L'architecture du réseau est identique à celle du système précédent.



Figure n° 1.11 : Système de transmission mis au point par le laboratoire *Photonics Research Laboratory* de Melbourne (40 GHz)



Figure n° 1.12 : Transmission à 60 GHz effectuée par BT Laboratories

Le système de transmission **[Noël'96]** décrit dans la figure n° 1.12 représente la transmission full-duplex d'un signal à 60 GHz sur fibre optique monomode en utilisant une technique de mélange hétérodyne incluant 2 lasers maîtres esclave dans la station centrale et un modulateur – détecteur à électroabsorption dans la station de base pour simplifier son architecture. Pour la voie descendante, l'information (canaux video), greffée sur une fréquence porteuse intermédiaire, vient moduler un laser DFB (type "IF over fiber"). L'oscillateur local est recueilli dans le point d'accès radio pour effectuer la transposition à 60 GHz avant émission en espace libre. La voie montante est de type "data over fiber".



Figure n° 1.13 : Système de transmission d'onde millimétrique par fibre optique utilisant une multiplication fréquentielle dans la borne antenne distribuée (60 GHz)

Le système de la figure n° 1.13 a été mis au point dans notre institut, par Christophe Loyez et Samuel Dupont en collaboration avec France Telecom R&D dans le cadre d'un contrat de recherche CTI **[Dupont'00, Dupont'01]**. Ce système utilise une seule fibre monomode pour la transmission des données, en voie montante et descendante, et celle de l'oscillateur local par la technique de multiplexage en longueur d'onde. La station centrale génère une sous harmonique de l'oscillateur local (7 GHz) et la transposition à 60 GHz est effectuée dans le transducteur composé d'un ensemble laserphotodiode et d'un multiplicateur électrique. Nous sommes ici dans un cas particulier d'architecture de type "IF over fiber" puisque la fréquence IF est une sous-harmonique de la porteuse à générer.

#### I.1.2.3 Système « exotique »

Ce système (figure n° 1.14) a été développé à l'institut Cobra d'Eindhoven par Koonen *et al* pour assurer la couverture indoor d'un réseau local sans fil à 5.2 GHz chez l'abonné en utilisant de la fibre optique polymère et une technique de génération de signal micro-onde particulière **[Koonen]**.

Ce système, utilisant de la fibre optique multimode en polymère perfluorée à  $1,3 \mu m$ , aurait pu se ranger dans la catégorie des applications bas coût. Cependant, le principe de modulation certes original mais complexe à mettre en œuvre utilisant un laser DFB accordable, des multiplexeurs en longueur d'onde, des filtres optiques sélectif en longueur d'onde en font un système beaucoup trop compliqué à installer et beaucoup trop coûteux.



Figure n° 1.14 : Système de transmission mixte fibre/radio à base de fibre optique polymère à gradient d'indice

Après avoir décrit quelques exemples de systèmes fibre – radio existants (gamme micro-onde et millimétrique), nous allons maintenant présenter le projet Interreg ROSETTE, cadre de notre détail, en décrivant le contexte de ce projet et en présentant les divers éléments qui vont définir l'architecture du système de transmission.

### I.2 Le projet Interreg ROSETTE

#### I.2.1 Contexte de l'étude

Lors de mon DEA, une étude préliminaire avait porté sur la possibilité de transmission d'un signal RF codé sur une liaison opto-microonde utilisant de la fibre multimode **[Wake'01, Lethien'01]**. Ces études ont montré qu'il était possible de transmettre un schéma de modulation vectorielle complexe (32QAM) transféré sur une porteuse hyperfréquence (2 GHz), fréquence supérieure à la bande passante des fibres optiques multimodes standard (500 MHz.km), le tout sur une porteuse optique à 1.3  $\mu$ m avec des composants d'extrémité bas coût (figure n° 1.15).



Figure n° 1.15 : Transmission mixte fibre – radio au travers de fibres mulitmodes à 1300 nm et à une fréquence de modulation de 2 GHz

Nous avons évalué la qualité de la liaison en mesurant la variation de l'Error Vector Magnitude (détaillée au chapitre n°5) en fonction du type de fibre optique utilisé. Nous avons effectué la transmission de signaux optiques à l'aide de deux types de laser (laser Fabry-Perot et laser DFB) présentant des coûts d'achats différents (prix d'un laser FP = prix d'un laser DFB divisé par 5). La variation de l'EVM (exprimée en % rms) en fonction des éléments de la liaison opto-hyperfréquence est résumée dans le tableau n° 1.1.

	1.5 GHz		2 GHz	
	Laser FP	Laser DFB	Laser FP	Laser DFB
Jarretière Monomode (1 m)	1.2	0.7	0.8	0.6
1.1 km Monomode	1.2	0.7	2.1	0.6
1 km Multimode	3.3	1.2	1.8	0.7
Câble SMA électrique (1 m)	0.7	0.5	0.7	0.5

### Tableau n° 1.1 : Mesures de l'Error Vector Magnitude en fonction dutype de laser et du type de fibres optiques

Fort de ses résultats, un projet de recherche a été soumis et accepté dans le cadre des projets Européens interrégionaux franco-britanniques INTERREG IIIA.

Le projet "ROSETTE" (**Radio-Optical Systems Engineering in Transmanche TElecom)** est donc le fruit d'une collaboration entre 3 groupes de recherche appartenant à des laboratoires rattachées à des universités différentes désireux de réaliser un démonstrateur optomicroonde:

- Le groupe Photonique et le groupe Antennes de l'Université du Kent (Grande Bretagne) pour la simulation du canal de propagation optique et la réalisation d'une antenne multi – bande,
- Le groupe Systèmes de Télécommunication de l'Université de Valenciennes – Hainaut – Cambrésis (IEMN - UVHC) pour la conception et le développement de systèmes de communication en totale conformité avec les normes actuelles ou futures,
- ✤ Le groupe Optoélectronique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (IEMN – USTL) pour la caractérisation du milieu de transmission optique, la conception et la réalisation du transducteur.

Le projet de recherche est organisé de manière à ce que la mise en commun des savoir-faire du partenaire français dans la fabrication de composants et du partenaire britannique dans la modélisation de circuits et sous systèmes et la réalisation d'antennes multibandes puissent aboutir à un démonstrateur bas coût.

### I.2.2 Architecture du système

La station centrale comprend 2 émetteurs et une photodiode. Au niveau de la station de base, une photodiode aurait pu être utilisée pour la voie descendante et un laser pour la voie montante. Cependant, l'alternative choisie consiste à utiliser un modulateur à électroabsorption à la fois pour la voie montante et la voie descendante (figure n° 1.16).



Figure n° 1.16 : Utilisation d'un modulateur – détecteur à électroabsorption en tant que transducteur opto/micro-onde

Ce composant sera donc utilisé en détecteur pour la voie descendante et modulateur pour la voie montante (figure n° 1.17). Chaque station de base ne comprendra qu'un modulateur-détecteur et une antenne.



Figure n° 1.17 : Architecture du système de transmission à 850 nm

Il est entendu que ceci ne représente que les éléments spécifiques à réaliser au sein du projet, des systèmes d'amplification, filtres, etc... pouvant y être adjoints pour répondre au besoin de l'expérimentation "système". Comme nous pouvons le voir, cette architecture a été conçue de manière à simplifier au maximum la station de base.

Fonctionnement en voie descendante :

Au niveau de la station centrale, un laser VCSEL modulé par le signal microonde et émettant à  $\lambda_1$  envoie une onde optique au travers du réseau fibré pour être détecté dans la station de base par le modulateur-détecteur à électroabsorption agissant en tant que détecteur. Le signal optique est converti en signal électrique de la même façon que dans une photodiode. Le signal effectue alors un bond radio à la fréquence de travail pour converser avec le terminal mobile.

✤ Fonctionnement en voie montante :

Un laser VCSEL présent dans la station centrale et émettant un signal continu à  $\lambda_2$  envoie une onde optique au travers du réseau fibré multimode. Ce signal optique est modulé par le modulateur-détecteur à électroabsorption dans la station de base par le signal hyperfréquence reçu par voie radio du terminal mobile. Le signal optique modulé est acheminé grâce au réseau de fibres optiques jusqu'à la station centrale puis est récupéré par une photodiode détectant le rayonnement à  $\lambda_2$ .

Comme nous pouvons le voir, l'extrême simplicité due la station de base réside sur l'emploi d'un modulateur-détecteur à électro-absorption. Le Modulateur Détecteur à électroabsorption (MDEA) permet de réaliser la fonction bidirectionnelle [Westbrook'96, Westbrook'97] en se comportant comme un modulateur en voie montante et un détecteur en voie descendante (figure n° 1.18) : le choix de 2 longueurs d'onde différentes, mais dans la bande de fonctionnement du système, permet de séparer les fonctions de détection et de modulation. Lorsque que le MDEA détecte ( $\lambda_1$ ), il est dans un état de forte absorption quelque soit la tension appliquée. Au contraire, lorsque le MDEA est utilisé en modulation, la tension appliquée à bornes fait qu'il passe d'un comportement transparent à un ses comportement absorbant pour une longueur d'onde donnée ( $\lambda_2$ ). Certains types de modulateur - détecteur à électroabsorption sont utilisés dans un mode passif mais présente des pertes d'insertions importantes [Wake'93, Wake'97, Wake'99].



Figure n° 1.18 : Spectre d'électroabsorption d'un modulateur électroabsorbant

#### I.2.3 Milieu de transmission: les différentes fibres optiques

La fibre optique est un guide diélectrique composé d'un cœur et d'une gaine en silice ou en polymère permettant de conduire la lumière sur une grande distance **[Credo'02]**. Certains types de fibres ont l'avantage d'avoir une atténuation moindre sur une plage de fréquence importante: il est possible d'obtenir une large bande passante. Mais, pour guider la lumière, il faut la confiner en faisant varier radialement l'indice de réfraction. Ce phénomène a pour fondement la théorie des rayons lumineux de *Descartes*. La propagation des rayons lumineux au travers de fibres optiques est principalement perturbée par deux phénomènes bien différent : la dispersion et l'atténuation.

Il existe principalement deux grandes familles de fibres optiques :

- 🖶 Les fibres monomodes
- ✤ Les fibres multimodes

Les premières fibres utilisées dans le secteur des télécommunications furent les fibres multimodes à saut d'indice dont les principales applications étaient les communications courtes distances. Les fibres multimodes à gradient d'indice **[Raddatz'98]** et les fibres monomodes sont apparues plus tard avec l'augmentation croissante des débits et des longueurs de transmission (tableau n° 1.2).

#### Cas particulier des fibres polymères

Les fibres multimodes en polymère se différencient par leur diamètre de cœur et leurs propriétés de transmission (atténuation et dispersion) vis-à-vis de leurs homologues en silice. Néanmoins, en l'état actuel d'avancement de leur technologie de fabrication, le diamètre de cœur des fibres optiques polymères à gradient d'indice (GI-POF) se rapproche de plus en plus de celui des fibres optiques multimodes en silice permettant alors d'atteindre des performances intéressantes en terme de transmission. De plus, les GI-POF perfluorées à gradient d'indice **[Ishigure'02]** possèdent des propriétés spectrales permettant d'envisager dans un futur proche leur intégration dans un réseau de transmission **[Monroy'03]**.

	Fibre monomode	Fibre multimode en silice	Fibre multimode polymère
Diamètre de coeur	5 à 10 µm	50 à 62.5 µm	125 µm à 1 mm

Tableau n° 1.2

Mais, l'avantage de ces fibres en polymère (**P**olymer **O**ptical **F**iber) réside dans le fait qu'elles ont potentiellement des coûts d'achat, d'installation, de mise en œuvre et de maintenance minimes.

### Réseaux fibrés intérieurs ("indoor").

La plupart des bâtiments européens équipés en fibre optique ont connu pendant leur construction le déploiement de réseaux en fibres optiques multimodes en silice afin de favoriser la communication et donc l'échange de données au sein de réseaux locaux. Sachant que 90% des bâtiments préfibrés possèdent des longueurs de fibres d'au maximum 300 m **[Flatman'99]** (figure n° 1.19), nous allons tenter de démontrer la faisabilité d'un système de transmission fibre – radio à base de fibres optiques multimodes en silice sur une longueur de l'ordre de 300m. Par ailleurs, le caractère, jusqu'alors, confidentiel des nouvelles GI-POF nous a contraint tout au moins au début de notre étude à mettre de côté cette éventualité.



Figure n° 1.19 : Justification de la longueur et du type de fibre à utiliser pour le projet ROSETTE

Nous avons donc focalisé notre étude sur les fibres optiques multimodes en silice en tentant d'évaluer leurs performances lors de la transmission de signaux hyperfréquences par voie optique **[Giaretta'99, Tyler'02, Schuh'02b, Lu'04]**. Il existe bien entendu plusieurs types de fibres optiques multimodes en silice présentant chacun des propriétés différentes que l'on va décrire dans la suite de ce paragraphe. Cependant, nous allons d'abord nous intéresser aux phénomènes perturbant la transmission d'un signal par voie optique. En effet, au fur et à mesure qu'une impulsion se propage dans la fibre, elle est atténuée et élargie. Comme nous l'avons mentionné précédemment, cet élargissement est dû principalement à la **dispersion**. Il en existe plusieurs types :

- La dispersion du matériau (variation d'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde),
- La dispersion de guide due au fait qu'un mode guidé n'a pas les mêmes caractéristiques pour 2 longueurs d'onde différentes (variation de β en fonction de λ),
- La dispersion intermodale (temps de propagation des différents modes).

Dans une fibre multimode, la dispersion est due principalement au fait que les différents modes se propagent avec des vitesses de groupes différentes. Cette dispersion (environ 50 ns/km.nm pour une fibre à saut d'indice) limite les débits de transmission : ces derniers seront trop faibles pour effectuer des communications longues distances hauts débits (20 Mbit/s maximum sur 1km).

Il faut donc trouver un autre type de guide : on envisage donc des fibres à gradient d'indice utilisables pour les longues distances. Ces fibres permettent de baisser la dispersion : à ce niveau, c'est la dispersion de la

silice qui entre en jeu. Il faut donc savoir que le minimum de dispersion se situe à environ  $1.3 \mu m$ . Pour éliminer totalement la dispersion intermodale, il a fallu utiliser des fibres monomodes. Elles possèdent tout de même une dispersion intramodale (ou dispersion chromatique qui regroupe la dispersion du matériau et la dispersion de guidage)

Cependant, un autre phénomène influe sur la transmission d'un signal : il s'agit de l'atténuation dont les principales caractéristiques sont :

- L'absorption et la diffraction par les impuretés et par l'eau,
- 🕹 L'absorption due à la silice,
- La diffusion Rayleigh qui varie en  $1/\lambda^4$  (il faut mieux travailler dans l'infrarouge que dans le visible).

Dans les fibres optiques multimodes, le phénomène le plus préjudiciable à la bonne qualité de la liaison est la dispersion intermodale qui pénalise irrémédiablement la bande passante de ces fibres mais qui ne nuit pas au transport de signaux micro-ondes au-delà de la bande passante [Wake'01]. Une présentation des différentes fibres optiques multimodes en silice est effectuée dans la suite de ce paragraphe : elles se différencient d'une part par leur diamètre de cœur et d'autre part par leurs propriétés spectrales. Quatre types de fibres mulitmodes en silice seront donc étudiés. Deux de ces fibres sont tout simplement les fibres standards les plus répandues dans nos infrastructures et les deux autres correspondent à de nouvelles fibres pour répondre à l'augmentation croissante des débits concues de transmission. En effet, ces deux types de fibre ont vu leur bande passante optimisée afin de permettre la transmission du standard 10 Gigabit Ethernet [Koselar'99] sur des longueurs de 150 m à 300 m, longueurs, soit dit en passant, compatibles avec le cahier des charges du projet ROSETTE.

- ✤ Fibre optique standard SX 62.5/125,
- ✤ Fibre optique standard SX 50/125,
- Fibre optique à bande passante étendue SXi 50/125 capable de transmettre le 10 Gigabit Ethernet sur 150 m,
- ✤ Fibre optique à bande passante étendue SX+ 50/125 capable de transmettre le 10 Gigabit Ethernet sur 300 m.

Les propriétés de ces 4 types de fibres optiques sont résumées dans le tableau n° 1.3. Celles de la fibre monomode sont données à titre de comparaison.
Fibre optique	Туре	Diamètre de Coeur	Bande passante en MHz.km (850 / 1300)
SX 62.5/125 standard	Multimode	62.5 µm	200 / 500
SX 50/125 standard	Multimode	50 µm	500 / 500
SXi 50/125	Multimode	50 µm	850 / 500
SX+ 50/125	Multimode	50 µm	2000 / 500
SMF 28	Monomode	9 µm	50 000

Tableau n° 1.3 : Propriétés des fibres optiques multimodes

Une conclusion rapide mais importante relative aux données présentées dans le tableau ci-dessus est que plus le diamètre de cœur est important, plus il y a de modes de propagation possibles et donc plus la dispersion intermodale augmente. Cette augmentation de dispersion est directement ressentie au niveau de la bande passante des fibres optiques : il est commode de donner les bandes passantes des fibres à 850 nm et à 1300 nm, 2 longueurs d'onde relatives au monde des télécommunications et envisageables pour le projet ROSETTE.

Une bande passante importante permet une augmentation des débits et/ou des longueurs de transmission. A titre de comparaison, nous présentons dans le tableau n° 1.4 la différence de longueur de transmission entre une fibre SX 50/125 et SX 62.5/125 pour un signal en bande de base de type Gigabit Ethernet.

Longiour d'orde	Longueur (m)			
Débit (nm)	SX 62.5/125	SX 50/125		
()	(200/500)	(500/500)		
1 Gbit/s 850	275	550		

Tableau n° 1.4 : Caractéristiques des fibres optiques multimodesstandard

Les fibres SXi 50/125 et SX+ 50/125 sont des fibres optiques dont la bande passante a été optimisée à 850 nm pour effectuer la transmission d'un signal en bande de base de type 10 Gigabit Ethernet sur des distances de 150 m et 300 m respectivement. A ce titre, les deux fibres standards SX 62.5/125 et SX 50/125 sont capables de transporter ce type de signal sur des distances de 35 m pour la fibre de 62.5  $\mu$ m de cœur et sur 86 m pour la fibre SX 50/125. Ces 4 types de fibre présentent une atténuation variant de 2.5 à 3 dB/km.

L'utilisation de ce type de fibres optiques multimodes pourrait permettre la transmission à moindre coût de signaux analogiques dont la porteuse serait de l'ordre de 6 GHz sur des distances couvrant la surface d'une infrastructure (quelques centaines de mètres).

#### I.2.4 Longueur d'onde de travail

Au niveau du projet INTERREG III ROSETTE, nous avions envisagé 3 longueurs d'onde différentes pour le système de transmission avec les répercutions qu'aurait ce choix sur la fabrication du composant (filière de fabrication en adéquation avec la longueur d'onde). En effet, la combinaison d'un système bas coût compatible avec les fibres optiques multimodes impliquent un certain nombre de compromis comme le montre le tableau n° 1.5.

	850 nm	980 nm	1300 nm
Avantages	<ul> <li>Compatibilité</li> <li>VCSEL 850 nm bas</li> <li>coût (Prix laser FP /</li> <li>3)</li> <li>Compatible avec les</li> <li>standards Gigabit</li> <li>Ethernet (1000 Base-</li> <li>SX) et 10 Gigabit</li> <li>Ethernet (10 GbaseS)</li> <li>MMF</li> <li>Croissance</li> <li>épitaxiale sur GaAs</li> <li>maîtrisée</li> </ul>	<ul> <li>Compatibilté VCSEL 980 nm</li> <li>Atténuation de la fibre optique moins importante qu'à 850 nm (2,4 dB/km à 850 nm et 1,5 dB/km à 980 nm)</li> <li>GaAs transparent</li> <li>Bande passante théorique des MMFs optimisées plus grande à 980 nm</li> <li>Possibilité de transporter</li> <li>simultanément <u>dans une même</u> <u>fibre</u> le réseau actuel fonctionnant à 850 nm et les signaux à 980 nm</li> </ul>	<ul> <li>Compatible avec les standards Gigabit</li> <li>Ethernet (1000 Base-LX)</li> <li>et 10 Gigabit Ethernet</li> <li>(10 Gbase LX 4) MMF</li> <li>GaAs transparent</li> <li>Bande passante des fibres MMF plus</li> <li>importante (sauf la fibre à bande passante étendue</li> <li>car elle est optimisée</li> <li>pour 850 nm)</li> </ul>
Inconvénients	- GaAs absorbant (ouverture fenêtre optique ou retrait total du substrat) - Sécurité oculaire	<ul> <li>GaInAs contraint sur GaAs - nombre de puits limité</li> <li>Pas de norme prédéfinie comparativement à 850 nm et 1300 nm</li> </ul>	<ul> <li>Croissance du GaInNAs sur GaAs n'est pas encore arrivée à maturité (filière GaAs)</li> <li>Contraste d'indice trop faible pour la croissance de miroirs de Bragg sur InP (filière InP)</li> </ul>

Tableau n° 1.5 : Choix de la longueur d'onde de fonctionnemen
---

La longueur d'onde que nous avons retenue pour le système de transmission et donc pour le fonctionnement du modulateur à électroabsorption se situe donc dans la bande des 850 nm. Elle est compatible avec les composants bas coût de type VCSEL ou photodiode. De plus, 850 nm est la longueur d'onde des standards Gigabit Ethernet (1000 Base-SX) et 10 Gigabit Ethernet (10 GbaseS) créés pour les fibres optiques multimodes en silice.

La filière de fabrication qui en découle est donc la filière de matériau à base de GaAs. La croissance épitaxiale de matériaux de cette filière est maîtrisée sur un substrat de GaAs pour un fonctionnement à 850 nm mais le principal désavantage de cette longueur d'onde réside dans le caractère absorbant du substrat GaAs : il faudra donc prévoir dans notre procédé de fabrication une ouverture de fenêtre optique au travers de ce substrat. Néanmoins, la longueur d'onde 980 nm (substrat GaAs transparent !) était une alternative intéressante pour ce système mais nous nous somme heurtés à la faible disponibilité de composants modulables (quelques GHz) à 980 nm sur le marché actuel, marché porteur qui va se développer dans les années à venir **[Hanson'99]**. L'absence de standard de Télécommunication à cette longueur d'onde était aussi un inconvénient majeur. Cependant, des groupes de travail IEEE font de nombreuses études afin de savoir s'il est possible d'utiliser des lasers VCSELs émettant à 980 nm pour les applications 10 Gigabit Ethernet compatible avec les fibres optiques multimodes en silice SX+ 50/125 à bande passante optimisée. En effet, ces fibres optiques ont, en théorie, un pic de bande passante à 980 nm (figure n° 1.20). De plus, l'atténuation de la fibre optique est moins importante à cette longueur d'onde qu'à 850 nm. Il est possible de transporter simultanément dans une même fibre le réseau actuel à 850 nm et un système fonctionnant à 980 nm sans risque d'interférence.

D'un point de vu matériau, nous pouvons effectuer la croissance épitaxiale du transducteur opto/micro-onde sur un substrat GaAs transparent à 980 nm. Cependant, l'alliage dédié à cette longueur d'onde est le Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As qui est contraint sur un substrat GaAs et dont l'épaisseur est limitée. Nous verrons dans le chapitre n°2 que le transducteur opto/micro-onde est une structure PIN dont la zone intrinsèque est composée de puits quantiques. L'utilisation du matériau ternaire Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As limite donc le nombre de puits quantique dans notre structure et donc ses performances en terme d'efficacité de modulation.



Longueur d'onde en nm

Figure n° 1.20 : Bande passante des fibres optiques multimodes (site web Corning)

1300 nm était une longueur attrayante car elle correspondait à l'une des longueurs d'onde des fenêtres TELECOMS où plusieurs standards sont prédéfinis (Gigabit Ethernet (1000 Base-LX) et 10 Gigabit Ethernet (10 Gbase LX 4) pour les fibres optiques multimodes en silice).

La longueur d'onde 1300 nm avait été évoquée en utilisant la filière de matériaux Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>N<sub>y</sub>As<sub>1-y</sub> adapté en maille sur un substrat GaAs **[Grenouillet'01, Carrère'02]** mais l'immaturité de ce matériau quaternaire empêchait la réalisation de structures possédant un grand nombre de puits quantiques (au moins 50). En l'état actuel de l'avancement des recherches sur ce matériau, des lasers VCSELs (3 puits quantiques généralement) approchant la longueur d'onde 1300 nm commencent à voir le jour, entrouvrant éventuellement la possibilité de réaliser des structures modulantes sur GaAs à cette longueur. La filière de matériau à base d'InP, gamme de matériau plus coûteuse que la filière GaAs, ne permet pas la réalisation de miroirs de Bragg de qualité nécessaire au fonctionnement de notre composant en microcavité (chapitre n°2).

#### I.2.5 Standards à transmettre

Dans le cadre du projet "ROSETTE", nous avons focalisé notre attention sur plusieurs standards de télécommunication régularisés par deux organismes indépendants (ETSI et IEEE) :

Réseaux de	Réseaux locaux sans fils	Réseaux locaux sans fils	
mobiles	WPAN	WLAN	
GSM 900 MHz		IEEE 802.11a 5.8 GHz	
		IEEE 802.11b 2.4 GHz	
	BLUETOOTH 2.4 GHz	IEEE 802.11g 2.4 GHz	
GSM 1800 MHz		LUDEDI AN E O CUA	
UMTS 2 GHz		DIFERLAN 5.2 GHZ	

#### Tableau n° 1.6 : Standards à transmettre

Les réseaux de type cellulaires ainsi que les réseaux locaux sans fils de type WPAN (Wireless Personal Area Network) et WLAN (Wireless Local Area Network) sont, en ce début du 21<sup>ème</sup> siècle, de plus en plus utilisés pour la distribution de services multimédias aux débits sans cesse croissants et l'interconnexion entre terminaux fixes au sein d'entreprise par exemple.

Les opérateurs de téléphonie mobile prévoient le déploiement d'un système de 3<sup>ème</sup> génération, l'UMTS **[Raweshidy'02, Schuh'00]**, permettant le transfert de vidéos entre téléphones portables tout en assurant la compatibilité avec le réseau GSM existant **[Schulh'02a]**.

Les organismes ETSI et IEEE proposent plusieurs standards réalisant l'interconnexion sans fil de terminaux fixes avec des débits et des techniques de codage différents (Tableau n° 5.1 du chapitre 5). Actuellement, le BLUETOOTH et l'HIPERLAN sont supplantés par le standard IEEE 802.11x (ou WIFI) qui propose des débits beaucoup plus importants que les standards ratifiés par l'ETSI.

#### **Conclusion:**

L'objet de notre travail est maintenant ciblé. Il sera principalement scindé en deux parties:

- une partie "composant" dans laquelle il faudra concevoir et réaliser un modulateur-détecteur à électro-absorption (MDEA) fonctionnant:
  - à 850 nm,
  - en transmission,
  - avec une dimension de zone active compatible avec un éclairement par fibre multimode,
  - avec une bande passante de l'ordre de 5 GHz pour la transmission des différents signaux de télécommunications prévus.
- Une partie "système" dans laquelle il faudra caractériser:
  - les différents milieux de propagation retenus, à savoir les fibres multimodes SX 62.5, SX, SXi et SX+,
  - les performances des liaisons opto-micro-ondes basées sur ces fibres pour la transmission de signaux de télécommunications,
  - la caractérisation des performances du MDEA.

### Référence Bibliographique

[Wake'02] Trends and prospects for radio over fibre picocells, D Wake, MWP 2002.

[Pasziewicz'02] Modélisation et caractérisation de liaisons optiques mixtes fibre optique – radio et conception d'un récepteur optoélectronique,

L Pasziewicz, *Thèse de Doctorat, Paris, Janvier 2002.* 

[Nefertiti'04] 2<sup>nd</sup> European Nefertiti Winter School in Microwave Photonics, Nefertiti Worshop 3-5 Février 2004, York (Angleterre.

**Systèmes commerciaux:** - data over fiber (MMF or SMF) **[Digivance]** Digivance<sup>™</sup>: http://www.adc.com/Library/Literature/1646.pdf

- IF over fiber (MMF) [LGCell] LGCell: http://www.lgcwireless.com/products/lgcell.html

- *RF over fiber (SMF)* [**BriteCell]** BriteCell®: http://www.andrew.com/products/inbuilding/

**[FiberDAS]** FiberDAS™: http://www.avitec.se/files/pdf/FiberDAS/FiberDas.pdf

#### [Wilson'95] Analogue optical fibre communications,

B Wilson, Z Ghassemlooy, I Darwazeh, Telecommunications series 32, The Institution of Electrical Engineers, London (UK), 1995.

#### [Schmuck'93] Race R2005 : microwave optical duplex antenna link,

H. Schmuck, J.J. O'Reilly, P.M. Lane, M.H. Capstick, H.M. Salgado, R. Heidemann, R. Hofstetter, *IEE Proceedings-J, vol 140, No 6, décembre 1993, pp 385-391.* 

### [Smith'97] Full duplex broad band millimetre wave optical transport system for fibre wireless access,

G.H. Smith, D. Novak, C. Lim, K. Wu, *IEE Electronics Letters, vol 33, No 13, juin 1997, pp 1159-1160.* 

#### [Noël'96] 120 Mbit/s QPSK radio-fiber transmission over 100 km of standard fibre at 60 GHz using a master/slave injection locked DFB laser source,

L. Noël, D. Marcenac, D. Wake, *IEE Electronics Letters, vol 32, No 20, septembre 1996, pp 1895-1897.* 

#### [Dupont'01] Contribution à l'étude et à la réalisation d'une liaison mixte fibre radio bidirectionnelle haut débit dans la bande des 60 GHz,

S. Dupont, *Thèse de Doctorat, Lille, Décembre 2001.* 

### [Dupont'00] Optical millimeter-wave system using sub-carrier local oscillator generation,

S. Dupont, C. Loyez, J-P. Vilcot, N. Haese and D. Decoster, Proceedings of European Microwave Conference, Vol. 30, n° Vol.3, pp. 197-200 (2000)

### [Koonen] In house networks using Polymer Optical Fibre for broadband wireless applications,

T Koonen, A N'goma, P Smulders, K Van der Boom, IT Monroy, P van Bennekom, GD Khoe,

Cobra Institute report, Eindhoven University of Technology.

### [Wake'01] Radio frequency transmission of 32-QAM signals over multimode fibre for distributed antenna system applications,

D. Wake, S. Dupont, C. Lethien, J-P. Vilcot and D. Decoster *IEE Electronics Letters, vol. 37, no 17, août 2001, p 1087-1089* 

### [Lethien'01] Etude de systèmes à base de fibres optiques multimodes en silice pour la transmission d'ondes centimétriques,

C Lethien, *Rapport de DEA microélectronique et microtechnolgie, juillet 2001* 

### [Westbrook'96] Simultaneous bi-directional analogue fibre-optic transmission using an electroabsorption modulator,

LD Westbrook, DG Moodie, IEE Electronics Letters, vol 32, No 19, septembre 1996, p 1806-1807.

# [Westbrook'97] Full-duplex, 25 km analogue fibre transmission at 120 Mbit/s with simultaneous modulation and detection in an electroabsorption modulator,

LD Westbrook, L Noel, DG Moodie, *IEE Electronics Letters, vol 33, No 8, avril 1997, p 694-695.* 

#### [Wake'93] Zero-bias edge-coupled InGaAs photodiodes in millimetrewave radio-fibre systems,

D Wake, NG Walker, IC Smith, IEE Electronics Letters, vol 29 No 21, octobre 1993, p 1879-1881

### [Wake'97] Passive Picocell: a new concept in wireless network infrastructure,

D Wake, D Jonhanson and DG Moodie, *IEE Electronics Letters, vol 33, No 5, février 1997, p 404-406.* 

#### [Wake'99] How big is a passive picocell?

D Wake, MTM'99 Workshop, février 1999, Heidelberg.

### [Credo'02] Réseaux d'entreprise – Quelle fibre dans votre infrastructure ?

Cercle CREDO, fiche n°2, mai 2002.

#### [Raddatz'98] High bandwidth data transmission in multimode fibre links using subcarrier multiplexing with VCSELs,

L Raddatz, D Hardacre, IH White, RV Penty, DG Cuningham, MRT Tan, SY Wang, *IEE Electronics Letters, vol 34, No 7, septembre 1998, p 686-688.* 

#### [Ishigure'02] High-bandwidth Gradded-Index Polymer Optical Fiber with High-temperature stability,

T Ishigure, M Sato, A Kondo, and Y Koike, Journal of Lightwave Technology, vol 20, no 8, août 2002, p 1443-1447.

#### [Monroy'03] Data transmission over polymer optical fibers,

T.I. Monroy, H.P.A. vd-Boom, A.M.J. Koonen, G.D. Khoe, Y. Watanabe, Y. Koike, T. Ishigure, Optical-Fiber-Technology:-Materials,-Devices-and-Systems, vol. 9(3), pp. 159-171 (2003).

#### [Flatman'99] In-Premises Optical Fibre Deployment, IEEE 802.3,

A. Flatman, R. Musk High Speed Study Group Plenary week meeting, Montreal (1999). grouper.ieee.org/groups/802/3/10G\_study/ public/july99/flatman\_1\_0799.pdf

#### [Giaretta'99] High bandwidth Multimode fiber systems,

G Giaretta, R Michalzik, M Wegmueller, S Hunsche, MC Nuss, S Golowich, W Reed, P Kolesar, J Ritger, S Jones, *IEEE'99, Montreal, 1999.* 

### [Tyler'02] Subcarrier Modulated Transmission of 2.5 Gb/s over 300 m of 62.5 $\mu$ m core diameter Multimode Fiber,

EJ Tyler, M Webster, RV Penty, IH White, S Yu, J Rorison, *IEEE Photonics Technology Letters, vol 14 No 12, décembre 2002, p 1743-1745.* 

### [Schuh'02b] Penalty Free GSM 1800 radio over fibre transmission using multimode fibre using 850 nm VCSEL,

RE Schuh, A Alping, E Sundberg, *IEEE PIMRC 2002, 2002, p 2274-2276.* 

### [Lu'04] Radio-on-multimode Fiber Systems based on VCSELs and External Light Injection Technique,

HH Lu, PC Lai, WS Tsai, *IEEE Photonics Technology Letters, vol 16, No 4, avril 2004, p 1215-1217.* 

### [Koselar'99] 10 Gb/s Multimode Fiber Standard Update and 850 nm justifications,

P Kolesar, K Goosen, IEEE 802.3 HSSG, Montreal, juillet 1999.

#### [Hanson'99] Case For Using 980 nm (Rather Than 850 nm) VCSELs For Serial 10 Gb/s Links With New Higher-Bandwidth 50MMF

Del Hanson, Hewlett-Packard Company, Fiber Optic communications Division http://grouper.ieee.org/groups/802/3/10G\_study/ public/july99/hanson\_1\_0799.pdf

[Carrère'02] Conception, elaboration et caractérisation de structures à puits quantiques GaInAsN/GaAs pour composants optoélectroniques émettant à 1.3  $\mu$ m,

H Carrère, *Thèse de doctorat, Toulouse, octobre 2002.* 

# [Grenouillet'01] Spectroscopie optique de nouveaux matériaux à base de (Ga,In)(N,As) pour la réalisation de composants à cavité verticale émettant à 1.3 $\mu$ m sur substrat GaAs,

L Grenouillet, *Thèse de Doctorat, Lyon, Novembre 2001.* 

#### [Lescuyer'02] UMTS: Les origines, l'architecture, la norme,

P Lescuyer, Edition Dunod, Série Réseaux et Télécoms, Paris, 2001.

### [Raweshidy'02] In building coverage for UMTS using Radio over Fibre technology,

H.AL Raweshidy, KM Glaubitt, P Faccin, *IEEE PIMRC 2002, 2002, p 325-329.* 

#### [Schuh'00] Penalty Free W-CDMA radio signal transmission over fibre,

RE Schuh, D Wake, B Verri, E Sundberg, *IEEE TU 1.3, 2000, p 39-42.* 

## [Schulh'02a] Penalty Free simultaneous 1 Gbit/s digital and GSM 1800 radio signal transmission over 600 m multimode fibre using 850 nm VCSEL sources,

RE Schuh, E Sundberg, B Verri, T Arkner, *IEEE PIMRC 2002, 2002, p 2274-2276.* 

### Chapitre n°2 :

# Modulateurs externes et microcavités résonantes

#### II.1 Structure de base des modulateurs externes

Il existe différents moyens permettant de modifier les propriétés optiques de la lumière se propageant dans un matériau semiconducteur : en effet, l'application d'un champ acoustique, magnétique ou électrique sur une structure semiconductrice entraîne la modification des propriétés d'une onde optique s'y propageant [Gazalet'01]. Cependant, afin d'être compatible avec les applications hauts débits, nous étudierons principalement l'effet d'un champ électrique sur un matériau semiconducteur et en particulier son incidence sur un rayonnement optique traversant la structure.

#### II.1.1 Différents types de modulateur et effets physiques associés.

L'application d'un signal électrique sur un matériau semiconducteur tel que le GaAs ou l'InP permet l'obtention de phénomènes physiques donnant lieu à la modification des propriétés de propagation d'un faisceau optique le traversant. En effet, nous citerons ici 2 effets primordiaux entraînant la modification de la partie réelle ou imaginaire de l'indice de réfraction du semiconducteur:

L'effet électro-optique traduisant la variation de la partie réelle de l'indice de réfraction du semiconducteur induite par un champ électrique dans la structure. Lorsque l'effet est proportionnel au carré du champ électrique, il est connu sous le nom d'effet Kerr (ou effet électro-optique de Kerr). Si l'effet est directement proportionnel au champ électrique, il se nomme effet Pockels (ou effet électro-optique linéaire). L'électroabsorption tenant compte de la variation de la **partie** (principalement) imaginaire de l'indice de réfraction (absorption) en fonction de la tension appliquée à la structure.

Ces modes de fonctionnement des modulateurs externes ont bien sûr chacun leurs avantages et leurs inconvénients et nous justifierons dans la suite de ce chapitre la démarche scientifique permettant la réalisation du modulateur intégré dans notre système de transmission.

#### II.1.1.1 Les modulateurs électro-optiques.

La variation de la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau considéré (semiconducteur, polymère greffé par chromophores) provoque des variations de phase de l'onde optique s'y propageant. Il est commode d'évaluer la variation de  $\frac{1}{n^2}$  en fonction du champ électrique :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} + rE + gE^2 + \dots$$
 (2.1)

où  $n_0$  est l'indice de réfraction sans champ électrique et r, g sont respectivement les coefficients électro-optiques linéaire et quadratique.

Un milieu subissant une modification de ses propriétés réfractives induite par un champ électrique peut être utilisé en tant que modulateur électrooptique à retard de phase  $\Delta \phi$  dans une structure interféromètrique de type Mach-Zehnder.

Ce retard est donné par la relation 2.2.

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n \qquad (2.2)$$

On obtient une modulation de l'intensité de l'onde optique telle que :

$$\Delta I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\Delta \varphi}{2}\right) \tag{2.3}$$

Considérons par exemple un modulateur électro-optique basé sur l'effet Pockels. Les coefficients électro-optiques r de la plupart des matériaux étant relativement faibles, ses performances en terme de modulation ne pourront être augmentées qu'en allongeant la distance d'interaction rayonnement – matériaux pour une même tension de polarisation.

Le point commun de ces structures électro-optiques est **leur technologie** guide d'onde totalement incompatible avec le diamètre de cœur des fibres optiques multimodes. Ceci nous incite donc à étudier la modulation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction d'un matériau semiconducteur (électroabsorption) ainsi que les différentes structures liées à ces phénomènes d'électroabsorption.

#### II.1.1.2 Les modulateurs électroabsorbants.

L'application d'un champ électrique dans une couche intrinsèque de semiconducteurs permet d'obtenir, au voisinage de l'énergie de bande interdite, des variations brusques d'absorption. Dès lors, un rayonnement optique incident à la structure et dont la longueur d'onde est judicieusement choisie peut voir sa puissance modulée. Nous allons tout d'abord décrire les différentes de réaliser structures permettant des modulateurs électroabsorbants et ensuite nous présenterons les différents paramètres caractérisant les modulateurs à électroabsorption. Ces structures sont basées sur une diode de type PIN dont la zone intrinsèque constitue le milieu d'interaction.

#### II.1.2 Topologies possibles des modulateurs à électroabsorption.



#### II.1.2.1 Les structures guide d'onde.

Figure  $n^{\circ} 2.1$ : Structure guide d'onde

Dans ce type de structure, l'onde optique se propage perpendiculairement à la direction de croissance épitaxiale (et du champ électrique appliqué) comme l'atteste la figure n° 2.1. La modulation de la puissance de l'onde optique s'effectue alors sur la longueur totale du guide (#100  $\mu$ m) car le rayonnement optique interagit avec la zone absorbante tout au long de sa propagation. Nous pouvons obtenir des performances intéressantes en terme de modulation à l'aide de genre de structure surtout si l'on place dans la zone intrinsèque quelques puits quantiques permettant de bénéficier d'effets excitoniques amplifiant alors le phénomène d'électroabsorption **[Lugand'97]**.

De plus, sa topologie fait qu'il est possible d'intégrer ces modulateurs guide d'onde avec des lasers DFB sur la même puce afin de réaliser des ensembles directement intégrés laser-modulateur favorisant alors leur intégration dans des modules de transmission. Ils sont principalement utilisés dans le cadre de transmission moyenne distance (20 à 30 kms) et leur faible tension de commande (quelques volts) en faisait, à ce stade de notre étude, le candidat idéal. En outre, D. Wake et *al* **[Wake'97]** ont réalisé un modulateur à électroabsorption en topologie guide d'onde, fonctionnant dans un mode passif en voie montante et descendante à 1,55  $\mu$ m sur InP, permettant d'atteindre de bonnes performances en modulation et détection mais au détriment de pertes optiques importantes.

Comme nous venons de le voir, ces topologies sont basées sur une structure de guide d'onde en optique intégrée monomode. Dans notre cas le faisceau issu de la fibre multimode a un diamètre de mode de l'ordre de 50  $\mu$ m, il nous faut alors

- soit, réaliser une structure guidante compatible avec ce diamètre de mode, ce qui est totalement aberrant pour les techniques de croissance épitaxiale actuelles telles la MBE ou la MOCVD,

- soit utiliser une optique de couplage, ce qui augmenterait le coût total de fabrication du système.





Figure n° 2.2 : Structure à éclairement surfacique

L'onde optique arrive en incidence normale sur la surface de la diode PIN polarisée en inverse (figure n° 2.2). Dans cette configuration, le rayonnement optique et le champ électrique sont parallèles et la modulation s'effectue dans la zone intrinsèque de quelques micromètres (1 à 4  $\mu$ m).

Il faut bien remarquer que l'interaction matière absorbante – rayonnement dans les modulateurs à éclairement surfacique a lieu sur une longueur beaucoup plus faible que dans les modulateurs guide d'onde : les performances des modulateurs transverses seront donc limitées en utilisant une structure dite « basique », même si l'introduction de multiples puits quantiques dans la zone intrinsèque permettra de les augmenter.

Il sera possible à l'aide de cette topologie de :

- Réaliser un modulateur transverse possédant une fenêtre optique en adéquation avec le diamètre du faisceau issu de la fibre multimode (fenêtre circulaire de 50 µm de diamètre),
- ✤ Fonctionner à 850 nm en technologie GaAs,
- D'utiliser une zone intrinsèque composée de multiples puits quantiques (empilement de multicouches Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As / GaAs dont l'épaisseur favorise l'apparition d'effets quantiques intéressants),
- ✤ De réaliser un composant dont les dimensions caractéristiques permettent d'obtenir une fréquence de coupure supérieure à la fréquence de la porteuse de l'HIPERLAN.

Cette configuration de modulateur présente un certain nombre d'avantages en particulier son intégration dans un système bas coût à base de fibres optiques multimodes mais l'inconvénient majeur réside dans le fait qu'il est nécessaire d'ouvrir une fenêtre optique dans le substrat GaAs (absorbant à 850 nm) étant donné que l'onde doit le traverser. Nous détaillerons dans le chapitre de fabrication du modulateur la démarche technologique permettant de réaliser le passage de l'onde optique dans le substrat en précisant dès à présent que l'on a choisi tout simplement de le retirer et de reporter la structure active du composant (PIN) sur un substrat de silice.

Néanmoins, afin d'accroître suffisamment les performances d'un modulateur transverse, il s'agira par la suite d'augmenter le parcours effectif de la lumière dans la zone électro-absorbante composée de multiples puits quantiques en tentant de multiplier les allers-retours de l'onde dans celle-ci par l'utilisation d'une cavité résonante.

Nous choisissons donc de concevoir un modulateur transverse dont les dimensions seront compatibles avec les fibres multimodes. Cependant, les modulateurs à éclairement par la surface présentent un nombre important de paramètres et nous allons voir dans le paragraphe suivant qu'il est nécessaire de faire des compromis pour une bonne optimisation du modulateur.

### II.1.2.3 Paramètres caractérisant un modulateur électroabsorbant à éclairement par la surface.

Nous considérons donc un modulateur à éclairement surfacique dont la zone intrinsèque a une épaisseur L, caractérisée par une absorption  $\alpha$  dépendant de la tension V appliquée. Il est impératif de définir les principaux paramètres caractérisant ce type de modulateur car ils nous serviront par la suite pour son optimisation en microcavité résonante.

Nous allons tout d'abord définir le rapport de contraste ainsi que l'efficacité de modulation représentant les propriétés de modulation de l'onde optique en fonction de la tension appliquée. Ensuite, nous définirons les pertes d'insertion de la structure globale pour déboucher enfin sur la réponse fréquentielle d'un modulateur – détecteur.

#### **4** Contraste de modulation (Contrast Ratio).

Il représente le rapport entre la puissance optique de sortie  $P_{out}$  quand V=0 sur la puissance de sortie  $P_{out}$  lorsqu'une tension V est appliquée à la structure PIN :

$$R_{ON/OFF} = \frac{P_{out}(0)}{P_{out}(V)} = \frac{\exp(-\alpha(0)L)}{\exp(-\alpha(V)L)}$$
 et vaut en dB :  $R_{ON/OFFdB} = 10\log_{10}(R_{ON/OFF})$ 

Pour plus de commodité, nous utiliserons la variation de la transmission de la structure en posant  $T = \frac{P_{out}}{P_{in}}$  pour exprimer le contraste de modulation:

$$R_{ON/OFFdB} = 10\log_{10}\left(\frac{T(0)}{T(V)}\right) \quad [dB] \qquad (2.4)$$

🖶 Efficacité de modulation.

Selon la nature de la zone absorbante (épaisseur, nature des matériaux,...), il est possible d'obtenir un même contraste de modulation pour les tensions appliquées ; le compromis idéal est bien sûr d'avoir le maximum de contraste pour la plus faible tension appliquée et l'on caractérise ceci grâce à l'efficacité de modulation :

$$m = \frac{R_{ON/OFF}}{\Delta V} [\% / V] \text{ ou } [dB / V]$$
(2.5)

Pertes d'insertion.

Elles représentent les pertes de la structure à 0 volt. Elles s'expriment par :

$$Loss = 1 - \frac{P_{out}(0)}{P_{in}} = 1 - T(0) \text{ ou } Loss_{dB} = 10 \log_{10}(1 - T(0)) \text{ [dB]}$$
(2.6)

**Fréquence de coupure électrique.** 

La bande passante à 3 décibels (dB) d'un tel composant – dans son fonctionnement aussi bien en modulateur qu'en détecteur - est principalement limitée par la fréquence de coupure associée à la constante de temps RC ( $f_{RC}$ ) et par la fréquence de coupure due au temps de transit ( $f_T$ ) des porteurs dans la couche intrinsèque :

$$\frac{1}{f_{3dB}^2} = \frac{1}{f_T^2} + \frac{1}{f_{RC}^2}$$
(2.7)

Un modulateur - détecteur peut être représenté par un schéma équivalent électrique (figure n° 2.3) permettant de déduire les éléments nécessaires au calcul de la  $f_{RC}$  [Johansson]:



Figure n° 2.3 : Schéma électrique équivalent du modulateur – détecteur

 $R_j$  et  $C_j$  symbolisent la résistance et la capacité de jonction du composant. De plus, en l'assimilant à un condensateur plan, la capacité équivalente de la structure est donnée par :

$$C_j = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{e} [\text{Farad}] \qquad (2.8)$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide  $(\frac{1}{36\pi}10^{-9} \text{ (F/m)})$ ,  $\varepsilon_r$  la permittivité relative du matériau, S la surface active du composant (diamètre du mesa d'isolation électrique) et *e* l'épaisseur de la zone intrinsèque. Plus la surface active sera

grande et plus la capacité augmentera au détriment de la fréquence de coupure. La résistance  $R_s$  est la résistance série du modulateur – détecteur qui inclut la résistance ohmique de contact des électrodes et la résistance du substrat et des couches de semiconducteur dopées.

Les éléments cités précédemment ne sont pas les seuls à prendre en compte dans le schéma équivalent du transducteur. En effet, il est nécessaire d'élargir le contact supérieur afin de pouvoir y souder un fil d'or par thermocompression. Il convient donc d'ajouter, en plus de la capacité de jonction, une capacité  $C_p$  due à la reprise du contact supérieur sur un pont d'isolation comme l'illustre la figure n° 2.4. L'effet du fil d'or est représenté par l'inductance  $L_c$  sur notre schéma équivalent.



Figure n° 2.4 : Schéma représentatif de la capacité due à la reprise de contact

La capacité parasite du composant peut être calculée de la façon suivante :

$$C_{p} = \frac{\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}S_{m\acute{e}tal}}{e_{isolant}}$$
 [Farad] (2.9)

et nous déduisons la capacité totale comme étant la somme de la capacité de jonction et de la capacité de reprise de contact :

$$C_{totale} \approx C_j + C_p$$
 [Farad] (2.10)

La fréquence de coupure  $f_{RC}$  théorique est donc donnée par :

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi R C_{totale}} \quad [GHz] \qquad (2.11)$$

où R correspond à la résistance totale du circuit.

Intéressons nous à la fréquence de coupure due au temps de transit dans la zone de puits quantiques.

Dans une structure massive, la  $f_T$  est donnée par :

$$f_T = \frac{2.8\overline{\nu}}{2\pi e} \quad [\mathbf{GHz}] \tag{2.12}$$

où  $\overline{\nu}$  est la vitesse moyenne de saturation des porteurs (électrons et trous) dans la zone intrinsèque.

Elle se calcule aisément par l'application de la formule suivante :

$$\frac{1}{\overline{v}^4} = 0.5 * \left( \frac{1}{v_e^4} + \frac{1}{v_h^4} \right)$$
 (2.13)

Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, le composant aura une zone intrinsèque composée d'une alternance de matériaux d'énergie de bande interdite différente dont l'épaisseur est de l'ordre de la centaine d'Angstrœms, dimension propice aux effets quantiques, de sorte à former une structure à multiples puits quantiques.

Ceci pourrait donc nous amener à modifier les vitesses des porteurs dans le calcul de la vitesse moyenne de saturation. Cependant, étant donné les dimensions du modulateur - détecteur (zone intrinsèque d'épaisseur environ 1  $\mu$ m), la fréquence de coupure totale sera principalement limitée par la capacité RC et non par le temps de transit (figure n° 2.5). Ainsi, nous choisissons une vitesse moyenne des porteurs en accord avec les matériaux présents dans la zone non intentionnellement dopée.



# Figure n° 2.5 : Fréquence de coupure du transducteur en fonction de l'épaisseur de la zone intrinsèque pour un diamètre de zone active de $70\mu m$

Nous pouvons conclure après avoir présenté l'ensemble des paramètres caractérisant les modulateurs électroabsorbants à éclairement surfacique qu'il sera nécessaire de faire certains compromis : en effet, plus la zone absorbante sera épaisse, plus le contraste sera élevé au détriment de pertes

d'insertion importantes et plus la fréquence de coupure sera gouvernée par le temps de transit. Nous allons maintenant procéder à un état de l'art des différents modulateurs à électroabsorption à éclairement surfacique.

Année	λ (nm)	Filière	Ron/offdb	Lossdb	V	Ref	Туре
1984	857	GaAs				Wood'84	Transmission
1985	858	GaAs	2.3	1.2		Wood'85	Transmission
1986	860	GaAs	2.5	2.5		Wood'86	Réflexion
1987	857	GaAs	9			Boyd'87	Réflexion
1987	1620	InP		4.5		Koren'87	Transmission
1988	851	GaAs	10	13	20	Hsu'88	Transmission
1988	873	GaAs	9		25	Simes'88	Réflexion
1989	857	GaAs				Boyd'89	Réflexion
1989	862.8	GaAs	23	2.6		Whitehead'89a	Réflexion
1989	860	GaAs	20	3.5		Whitehead'89b	Réflexion
1990	1610	InP	3	1.8		Moseley'90	Réflexion
1991	826.4	GaAs	12			Pezeshki'91	Réflexion
1991	622	GaAs				Goosen'91	Transmission
1993	1330	GaAs	2.5			Lord'93	Réflexion
1993	860	GaAs	6.5			Whitehead'93	Réflexion
1996	1535	InP	21	5.9	4.3	Yoo'96	Réflexion
1997	1550	InP		5	0	Wake'97	Transmission
1999	1311	InP	11.6	10	14	Tadanaga'99	Réflexion
2001	1547	InP	4.5	3	6	Killey'01	Réflexion

II.1.3 Etat de l'art des structures électroabsorbantes.

Tableau n° 2.1 : Etat de l'art des modulateurs électroabsorbants

Les premiers modulateurs furent utilisés en transmission présentant de faibles contrastes de modulation par rapport aux modulateurs en réflexion (utilisation d'une cavité asymétrique). Les performances des modulateurs à cavité asymétrique sont très intéressantes mais sont incompatibles, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, à une intégration système à 850 nm. Après une brève présentation des différents types de modulateurs existants ainsi que de leurs structures, nous décidons de réaliser un modulateur à électroabsorption à éclairement par la surface en filière GaAs, fonctionnant à 850 nm et possédant une fenêtre optique de 50  $\mu$ m. Nous allons nous intéresser d'un peu plus près au phénomène d'électroabsorption

dans des structures massives d'une part et plus particulièrement dans des puits quantiques de semiconducteurs d'autre part.

#### **II.2 Electroabsorption dans les semiconducteurs**

Un matériau semiconducteur possédant un indice de réfraction complexe peut engendrer l'absorption d'un rayonnement optique sous certaines conditions (figure n° 2.6).



Figure n° 2.6 : Absorption dans un semiconducteur

Si en plus il est soumis à un champ électrique extérieur, nous allons pouvoir provoquer un phénomène d'électroabsorption dans le semiconducteur permettant alors la modulation d'une onde optique au travers du matériau considéré : l'électroabsorption consiste en la modification des propriétés optiques au voisinage de la bande interdite du matériau semiconducteur considéré induite par un champ électrique.

Nous allons étudier dans cette partie les phénomènes d'électroabsorption dans les structures massives d'une part et à puits quantiques d'autre part en présentant les effets physiques associés aux différentes structures à savoir :

- ↓ L'effet Franz-Keldysh dans les structures massives
- ✤ L'Effet Stark Quantique Confiné dans les puits quantiques

#### II.2.1 L'effet Franz-Keldysh dans les structures massives.

En 1958, W. Franz et L.V. Keldysh découvrent un effet physique provoquant le décalage du seuil d'absorption d'un matériau semiconducteur vers les longueurs d'onde élevées **[Van Eck'86, Bennet'87]**. Un processus d'effet tunnel (figure n° 2.7) induit par un champ électrique appliqué à la structure permet ce décalage vers les grandes longueurs d'onde *(« red shift »)*.



Figure n° 2.7: Représentation schématique de l'effet Franz-Keldysh

En effet, même si l'énergie du rayonnement optique est inférieure à l'énergie de bande interdite du semiconducteur, la probabilité de création d'une paire électron / trou augmente de la même façon que le champ électrique favorisant alors la transition interbande comme le montre la figure n° 2.7. La figure n° 2.8 représente le spectre d'électroabsorption d'une structure massive de GaAs et nous constatons une allure de spectre en racine carrée sans champ électrique et l'apparition d'une queue d'absorption lorsqu'un champ est appliqué.



Figure n° 2.8 : Spectre d'électroabsorption d'une structure massive (GaAs)

Cependant, dans leur forme massive, la plupart des semiconducteurs n'ont pas de bonnes propriétés de modulation du fait de la faible variation d'absorption (environ 2000 cm<sup>-1</sup>) propre à la structure ; cette dernière est

améliorée de façon drastique dans les puits quantiques. Nous n'envisageons pas de bénéficier de l'Effet Franz-Keldysh pour notre modulateur car nous allons tenter de tirer parti de l'insertion de puits quantiques dans la zone intrinsèque. Ils permettront d'utiliser un effet excitonique provoquant l'apparition de résonance dans le spectre d'électroabsorption et donc de variation d'absorption plus importante que dans les structures massives.

Avant de nous intéresser aux résonances excitoniques présentes dans les spectres d'électroabsorption de structures quantiques, nous allons tout d'abord regarder l'influence qu'aurait la diminution des épaisseurs de matériaux sur la répartition énergétique des porteurs dans un semiconducteur en particulier la quantification des niveaux d'énergie.

#### II.2.2 Calcul des niveaux d'énergie dans des puits quantiques.

Les structures à multiples puits quantiques (MPQ) sont des matériaux semiconducteurs artificiels obtenus par croissance alternée de fines couches de matériaux présentant un paramètre de maille identique ou voisin mais ayant une énergie de bande interdite différente **[Pocholle]**.

L'utilisation de puits quantiques dans une structure épitaxiale permet de modifier l'énergie de transition de la structure massive qui est en général l'énergie de bande interdite pour un matériau à gap direct. Nous verrons dans la suite de ce paragraphe l'effet qu'a la quantification du vecteur d'onde k des porteurs sur l'énergie de transition du système.

Nous allons maintenant calculer les niveaux quantiques des électrons et des trous (lourds et légers) dans un puits quantique inséré entre 2 barrières (figure n° 2.9). Cependant, nous présenterons tout d'abord le formalisme de Schrödinger permettant le calcul de ces niveaux en résolvant une équation aux valeurs propres.



Figure n° 2.9 : Schéma représentatif d'un puits quantique

L'état d'une particule dans une hétérostructure de puits quantiques peut être décrit grâce au formalisme de la fonction d'onde basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger : nous obtenons ici la résolution d'une équation aux valeurs propres où les niveaux quantiques correspondent aux valeurs propres de l'équation et où les fonctions enveloppes des électrons et des trous sont représentées par les vecteurs propres.

De plus, le confinement des électrons et des trous dans ces puits quantiques permet d'introduire le concept d'états excitoniques où les deux particules interagissent très fortement (interaction coulombienne) comme dans le cas de l'atome hydrogène.

Le système est alors composé de 3 particules (électrons, trous et excitons) et l'équation de Schrödinger dans sa forme la plus générale permet de décrire la répartition énergétique des porteurs (électrons et trous) ainsi que le concept d'excitons dans un puits quantique :

$$H\Psi(z_e, z_h, r) = E\Psi(z_e, z_h, r)$$

où H représente l'Hamiltonien total des particules considérées en tenant compte du confinement des porteurs dans la direction z (direction de croissance épitaxiale) et du comportement libre de ces mêmes porteurs dans le plan des couches :

$$H = H_{xy_e} + H_{xy_h} + H_{ez} + H_{hz} + H_{eh}$$
(2.14)

Le terme  $H_{xy}$  (e ou h) décrit le comportement des particules dans le plan des couches pour un gaz bidimensionnel de porteurs et les valeurs propres (donc les niveaux d'énergie) associées à cet hamiltonien correspondent dans l'approximation parabolique <u>aux</u> <u>branches</u> de dispersion :

$$E_{xy_i} = \frac{\hbar^2}{2m_{i/l}^*} (k_{x_i}^2 + k_{y_i}^2) = \frac{\hbar^2}{2m_{i/l}^*} k_{l/l}^2$$
(2.15)

où i représente l'indice pour les électrons (e) ou les trous (h).

- ↓ Dans le plan des couches, le mouvement de ces porteurs est identique à celui du matériau massif tandis que suivant la direction de croissance z, nous assistons à un confinement des particules provoquant alors la quantification de  $k_z$  et donc l'apparition de niveaux discrets d'énergie E<sub>in</sub> où i correspond à la particule considérée et n le niveau d'énergie associé.
- ✤ Le terme H<sub>eh</sub> décrit le comportement excitonique du système électron trou tenant compte de l'interaction coulombienne existant entre ces 2 particules. L'énergie associée à cette hamiltonien correspond à l'énergie de liaison E<sub>b</sub> de l'exciton

L'énergie des électrons ou des trous dans un puits quantique (GaAs par exemple) sera donc donnée par la somme des énergies associées aux hamiltoniens  $H_{xy}$ ,  $H_z$  et  $H_{eh}$ . La résolution de cette équation aux valeurs propres se fait en utilisant le principe de séparation des variables pour décrire la fonction d'onde  $\Psi(z_e, z_h, r)$ .

En effet, chaque particule constituant le système coulombien peut être décrit individuellement en posant :

$$\Psi(z_e, z_h, r) = \psi_e(z_e) \cdot \psi_h(z_h) \cdot \psi_{eh}(r)$$
(2.16)

Nous allons considérer pour le calcul des fonctions d'onde et des niveaux d'énergie des porteurs un puits quantique d'Arséniure de Gallium (GaAs) placé entre deux barrières d'un alliage d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As où x représente la quantité d'aluminium dans le matériau ternaire. Nous obtenons dans le cas où x<0.45 (figure n° 2.10) une structure épitaxiale adaptée en maille sur un substrat GaAs où les transitions bande de valence – bande de conduction s'effectueront de façon directe.



Figure n° 2.10 : Variation du type de transition pour l'alliage  $Al_xGa_{1-x}As$ ainsi que de son énergie de bande interdite en fonction de la teneur en aluminium x

Les différences énergétiques entre les deux matériaux formeront les barrières de potentiel dans la bande de conduction et la bande de valence :

$$\Delta E_c = 0.67 \left( E_g \left( Al_x Ga_{1-x} As \right) - E_g \left( GaAs \right) \right) [eV]$$

$$\Delta E_v = 0.33 \left( E_g \left( Al_x Ga_{1-x} As \right) - E_g \left( GaAs \right) \right) [eV]$$

$$(2.17a)$$

$$(2.17b)$$

Une interpolation de l'énergie de bande interdite  $E_g(Al_xGa_{l-x}As)$  est déduite à

l'aide de mesures expérimentales (figure n° 2.10) à température ambiante:

$$E_{g}(Al_{x}Ga_{1-x}As) = \begin{vmatrix} 1.424 + 1.247x & si & x < 0.45 \\ 1.424 + 1.087x + 0.438x^{2}si & 0.45 \le x < 1 \end{vmatrix}$$
 (2.18)

Soit i la particule (électron ou trou) considérée. L'équation de Schrödinger à résoudre est de la forme :

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m_{i\perp}^*}\frac{\partial^2}{\partial z_i^2} + V_i(z_i)\right)\psi_i(z_i) = E_i\psi_i(z_i)$$
(2.19)

où  $m_{i\perp}^*$  représente la masse effective de la particule considérée dans la direction z et  $V_i(z_i)$  les discontinuités de bande de conduction et de bande de valence.

Selon le matériau considéré, cette équation aura 2 solutions différentes :

- ✤ Dans le puits de GaAs, les solutions seront des ondes planes
- Dans les barrières d'AlGaAs, elles auront une forme d'ondes évanescentes traduisant la faible probabilité de présence des porteurs dans le matériau ternaire.

Les fonctions d'onde associées aux électrons et trous (figure n° 2.11) sont alors connues en appliquant les conditions de continuité aux interfaces du puits (continuité de la fonction d'onde et d'un courant de probabilité proportionnel à la dérivée de la fonction d'onde). Le lecteur désireux d'en connaître le calcul est invité à consulter un livre de mécanique quantique traitant du puits de potentiel formé par une double hétérostructure de semiconducteurs.



#### Figure n° 2.11 : Fonction d'onde des électrons dans un puits quantique GaAs (100 Á) entre 2 barrières d'Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As (100 Á)

La détermination des valeurs propres de l'équation de Schrödinger montre que le confinement des porteurs au sein du puits quantique provoque une discrétisation de leur vecteur d'onde et donc de leur énergie ; le nombre de niveaux d'énergie permis est bien sûr lié à la hauteur du puits (figure n° 2.9).

Les états liés des électrons sont relativement faciles à obtenir contrairement aux états d'énergie des trous. En effet, une dégénérescence de degré 4 au centre de la zone de Bloch affecte la bande de valence provoquant alors l'apparition de 2 types de trous : les trous lourds (*heavy hole* ou *hh*) et les trous légers (*light hole* ou *lh*). Les transitions entre le 1<sup>er</sup> niveau d'énergie des électrons et les 1<sup>ers</sup> niveaux d'énergie des trous lourds et légers sont appelées les transitions fondamentales  $e_1 - hh_1$  et  $e_1 - lh_1$ .

L'hamiltonien  $H_{eh}$  associé à l'énergie de liaison excitonique est donnée par :

$$H_{eh} = \frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{e^2}{\varepsilon \sqrt{(z_e^2 - z_h^2) + r^2}}$$
(2.20)

Paramètres (i = e ou h)	Electron	Trous		
Zi	coordonnées de	coordonnées des trous		
	l'électron	(lourd h et léger l)		
$m_{i\perp}^*$	masse effective des			
	électrons dans la	masse effective des		
	direction z	trous dans la direction z		
<i>m</i> <sup>*</sup> <sub><i>i</i>//</sub>	masse effective des	masse effective des		
	électrons dans le plan	trous dans le plan des		
	des couches	couches		
$Vi(z_i)$	discontinuité de bande	discontinuité de bande		
	de conduction	de valence		
R	position relative des électrons et des trous dans le			
	plan (xy)			
$\mu = \frac{m_{e/l}^* m_{h/l}^*}{m_{e/l}^* + m_{h/l}^*}$	masse effective réduite dans le plan des couches			

Les paramètres de cette équation sont résumés dans le tableau n° 2.2:

Tableau n° 2.2: Paramètres caractérisant une liaison excitonique

La connaissance des fonctions d'onde des porteurs  $\psi_i(z_i)$  liées à la méthode de séparation des variables permet de trouver l'énergie de liaison excitonique  $E_b$ .

En effet, une fonction d'onde de type variationnelle  $\psi_{eh}(r)$  traduisant du comportement hydrogénoïde de la liaison électron – trou et utilisant un paramètre ajustable  $\lambda_e$  (rayon de Bohr de l'exciton) permet de déduire l'expression complète de  $\Psi(z_e, z_h, r)$ .

$$\psi_{eh}(r) = \frac{1}{\lambda_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(\frac{-r}{\lambda_e}) \qquad (2.21)$$

L'énergie de liaison excitonique  $E_b$  s'exprime donc de la façon suivante :

$$E_b = \frac{4\mu}{m_0 n^4} \cdot 13.6 \ [eV] \tag{2.22}$$

où  $\mu$  représente la masse effective réduite, n l'indice de réfraction et  $m_0$  la masse des électrons.

Elle intervient directement dans le calcul de l'énergie de transition d'un système électron/trou. Cependant, dans la plupart des matériaux III-V, il existe 2 types d'interaction en rapport avec les trous lourds et trous légers, favorisant comme nous le verrons dans la suite de ce paragraphe, l'apparition de bandes d'absorption optique spécifiques aux espèces excitoniques.

Ainsi, l'interaction coulombienne entre un électron et un trou dans le n-ème état lié au puits donne naissance à l'exciton lourd  $e_n - hh_n$  et le même type d'interaction entre un électron et un trou léger contribue à la création d'un exciton léger  $e_n - lh_n$ . Les énergies de transition seront donc données par :

$$E_{transition hh} = E_g + E_{en} + E_{hhn} - E_{b_{hh}} [eV]$$

$$E_{transition lh} = E_g + E_{en} + E_{lhn} - E_{b_{lh}} [eV]$$

$$(2.23b)$$

De plus, il est possible d'appliquer à une structure composée de puits quantiques un champ électrique F, pris en compte dans l'expression de l'hamiltonien comme un potentiel perturbateur mais dont l'importance dans le phénomène d'électroabsorption est primordiale.

Les formules 2.24 et 2.25 représentent l'expression de l'hamiltonien de chaque particule perturbée par un champ électrique externe :

$$H_{ez} = \frac{-\hbar^2}{2m_{e\perp}^*} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + V_e(z_e) + eFz_e \qquad (2.24)$$
$$H_{hz} = \frac{-\hbar^2}{2m_{h\perp}^*} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V_h(z_h) - eFz_h \qquad (2.25)$$

Les paramètres de ces équations sont résumés dans le tableau n° 2.2.

Les conséquences de l'application d'un champ électrique sur une structure à base de puits quantiques seront détaillées lors de l'étude de l'Effet Stark Quantique Confiné (ESQC), version quantique de l'effet *Franz Keldysh* des matériaux massifs.

### II.2.3 L'Effet Stark Quantique Confiné dans les puits quantiques (ESQC).

L'application d'un champ électrique transverse dans une structure quantique provoque des effets de résonance dans le spectre d'absorption d'un semiconducteur. L'utilisation de puits quantiques dans une structure modulante permet de bénéficier de l'Effet Stark Quantique Confiné (ESQC) donnant naissance à des résonances excitoniques dans le spectre d'électroabsorption **[Miller'84]**.

Le spectre d'absorption optique change de façon radicale quand on empile de fines couches de semiconducteur (# 100 Å) composées d'alliages d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. En effet, le confinement des porteurs dans des puits quantiques de GaAs entourés de deux barrières d'AlGaAs relativement hautes

(discontinuité de bande de conduction et de bande de valence), de largeur suffisamment épaisse pour prévenir de tout couplage entre les puits, influe directement sur le spectre d'absorption du semiconducteur en lui conférant une allure en marche d'escalier au détriment d'une fonction type racine carrée présente dans les structures massives. De plus, ce confinement augmente l'énergie de liaison des excitons électrons – trous lourds (e – hh) / électrons – trous légers (e – lh) et provoque l'apparition de résonance d'absorption dans le spectre optique à température ambiante.

La majeure partie du phénomène d'absorption ayant lieu dans les transitions  $e_1 - hh_1$  et  $e_1 - lh_1$ , nous ne détaillerons pas les autres transitions possibles. Un simple calcul permet de montrer que les énergies de liaison d'un système bidimensionnel (puits quantiques) électrons – trous avec interaction coulombienne sont 4 fois plus importantes que dans un système tridimensionnel (structure massive).

Il est commode d'utiliser ces résonances excitoniques pour moduler rapidement des signaux optiques : la modulation des propriétés optiques du semiconducteur est un pion essentiel à la réalisation de modulateurs.

Le champ électrique appliqué perpendiculairement aux puits quantiques pousse les électrons et les trous (particules de charge opposée soumises à la force de Coulomb) de chaque côté du puits comme l'atteste la figure n° 2.12 (Equation n° 2.24 et 2.25). Cette délocalisation des fonctions d'onde des porteurs dans le puits provoque une baisse de l'intégrale de recouvrement électrons / trous et donc une diminution de l'amplitude des résonances excitoniques d'absorption : le champ électrique tente d'ioniser l'état excitonique en délocalisant les paires électrons/trous.



Figure n° 2.12 : Délocalisation des fonctions d'onde des électrons (à gauche) et des trous (à droite) dans un puits quantique de GaAs

L'application de ce champ électrique entraîne aussi un changement d'énergie de transition  $e_1 - hh_1$  et  $e_1 - lh_1$  dans le puits quantique. La dérive énergétique est proportionnelle au carré du champ électrique et nous obtenons donc un décalage vers les longueurs d'onde élevées (« red shift ») des transitions excitoniques entre les porteurs photogénérés par absorption connues sous le nom d'Effet Stark Quantique Confiné.

Des techniques de calcul numérique sont généralement requises pour le calcul des transitions intersousbandes  $e_1 - hh_1$  mais une approche utilisant la théorie des perturbations (en tenant comme hypothèse l'application d'un champ électrique modéré) permet de trouver la dérive Stark énergétique due à l'application d'un champ électrique dans un puits quantique de semiconducteur **[Singh'95]**.

L'hamiltonien du système perturbé par le champ électrique est donné par les formules n° 2.24 et 2.25.

La perturbation d'ordre 1 fournit une correction à l'énergie généralement nulle. Il convient alors de regarder la correction à l'ordre 2 et la dérive énergétique se calcule aisément de la façon suivante :

$$\Delta E_{1}^{(2)} = \frac{1}{24\pi^{2}} \left( \frac{15}{\pi^{2}} - 1 \right) \frac{m^{*} e^{2} F^{2} W^{4}}{\hbar^{2}}$$
(2.26)

où m<sup>\*</sup> est la masse effective de la particule considérée (électron ou trous), e la charge élémentaire de l'électron, F le champ électrique appliqué et W la largeur du puits quantique (épaisseur du puits).

La figure n° 2.13 représente le spectre d'électroabsorption d'un puits quantique : un champ électrique de 60 kV/cm appliqué sur une zone non dopée composée de puits quantiques (épaisseur 1  $\mu$ m) provoque une dérive énergétique de la transition fondamentale.

Nous constatons la forte dépendance de la dérive énergétique à la largeur du puits et au champ électrique appliqué. Une onde optique de longueur d'onde proche de la longueur d'onde de transition excitonique du puits quantique peut être modulée rapidement par l'application d'un champ électrique au travers de la zone P-I(MQW)-N.



Figure n° 2.13 : Spectre d'électroabsorption d'un puits quantique GaAs de 100 Å (modélisation de la transition  $e_1 - hh_1$ )

Le contraste du modulateur dépendant du nombre de puits contenus dans la structure et de la variation d'absorption, les performances du modulateur seront augmentées en accroissant le nombre de puits pour une variation d'absorption fixe au détriment d'un temps de transit plus important dans la zone intrinsèque et donc à une baisse de la fréquence de coupure.

En outre, les modulateurs à électroabsorption à éclairement par la surface (modulation d'une onde optique sur une longueur de 1 à 4  $\mu$ m) ne permettent pas d'obtenir des contrastes comparables aux structures en guide d'onde (modulation sur une longueur de l'ordre de 100 à 300  $\mu$ m) et nous utiliserons par la suite une microcavité résonante pour augmenter ce contraste. L'utilisation de l'effet Fabry Perot permettra alors d'augmenter les performances du modulateur à électroabsorption.

#### II.3 Microcavité et électroabsorption

Le modulateur à électroabsorption est constitué d'une structure PIN où la zone intrinsèque est composée de multiples puits quantiques (MPQ). Ils nous permettent d'avoir des variations d'absorption plus importantes que dans les structures massives par l'intermédiaire d'effets excitoniques.

Cependant, les performances en terme de modulation des structures électroabsorbantes à éclairement par la surface sont assez limitées pour nos applications. Comment résoudre ce problème et améliorer ces performances?

- En augmentant le nombre de puits dans la zone intrinsèque. Cette solution n'a pas été retenue car elle augmenterait l'épaisseur de la zone intrinsèque et donc la tension de commande du modulateur : sa consommation en serait affectée.
- En augmentant le parcours effectif de la lumière grâce à une microcavité résonante (de semiconducteurs): l'interaction rayonnement - matériaux serait plus importante que dans les structures basiques grâce aux multiples allers – retours de l'onde lumineuse dans la cavité.

Nous allons donc insérer notre zone intrinsèque dans un étalon Fabry -Perot afin de bénéficier de l'effet de cavité pour notre structure. Grâce aux diverses propriétés des semiconducteurs, il est possible par un empilement de certaines couches de confiner la lumière dans une cavité pour augmenter l'interaction matière – rayonnement et donc les performances du modulateur. Cependant, la conception de composants à cavité résonante (Resonant Cavity Enhanced) entraîne un certain nombre de compromis comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.

Le premier chapitre a permis de montrer la faisabilité du système mixte Fibre Radio à l'aide de fibres multimodes en silice à 850 nm. A cette longueur d'onde, la filière de matériaux composée du ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$ permet à la fois de réaliser la zone intrinsèque (MPQ : GaAs /  $Al_xGa_{1-x}As$ ) ainsi que les miroirs diélectriques (AlAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) formant la cavité.

La cavité Fabry Perot permet de récupérer les interférences constructives :

- soit en transmission
- soit en réflexion

L'absence de circulateur optique multimode à 850 nm sur le marché des télécommunications, permettant de dissocier le signal incident du signal réfléchi lors d'un fonctionnement en réflexion du modulateur **[Bardinal'95, Powel'97]**, nous incite donc à envisager d'utiliser la cavité Fabry - Perot en transmission, favorisant ainsi son intégration dans le système de transmission (figure n° 2.14). L'utilisation de cavité asymétrique provoquant un fonctionnement en réflexion est incompatible avec l'intégration système du composant à cause de l'absence de circulateur optique multimode à 850 nm : la cavité résonante sera donc symétrique (réflectances des miroirs inférieurs et supérieurs égales)



Figure n° 2.14 : EAM en transmission et en réflexion

II.3.1 Effet Fabry - Perot dans une cavité.



Figure n° 2.15 : Principe du Fabry - Perot

Ce modèle de résonateur nous permettra de bien comprendre la physique des microcavités résonantes à base de semiconducteurs. Le système est composé de 2 miroirs coplanaires (miroir 1 et 2 sur la figure n° 2.15) de coefficient de réflexion  $r_f$  et  $r_b$  séparés par un milieu d'indice de réfraction réel ou complexe et de longueur  $L_{cavité}$ . Une onde électromagnétique incidente de longueur d'onde  $\lambda_0$  se propageant dans un milieu d'indice de réfraction  $n_1$ arrive sur le miroir 1 avec un angle  $\theta$  et pénètre dans la cavité d'indice  $n_2$ pour faire des allers-retours donnant lieu à une onde réfléchie et une onde transmise. Il en résulte des interférences multiples à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité qui dépendent des coefficients de réflexion  $r_f$  et  $r_b$  des miroirs ainsi que de la longueur de la cavité.

#### II.3.1.1 Calcul de R et T.

Soit donc une onde incidente  $E_i = E_0 \exp(j(k_0 z - wt)))$  où  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  se propageant

dans le milieu d'indice de réfraction  $n_1 = 1$  (air) arrivant sur le miroir 1 de coefficient de réflexion  $r_f$  [Kastler'62].

L'amplitude de l'onde transmise consiste en la somme de toutes les interférences constructives d'ondes transmises à travers la cavité. Nous faisons ici abstraction de la partie temporelle de l'onde électromagnétique car elle n'intervient pas au niveau du calcul de la transmittance de la cavité Fabry – Perot :

$$E_t = E_0 t_f t_b \exp(-j\varphi) + E_0 r_f r_b t_f t_b \exp(-3j\varphi) + E_0 (r_f r_b)^2 t_f t_b \exp(-5j\varphi) + \dots$$
  
C'est-à-dire :

$$E_{t} = E_{0}t_{f}t_{b}\exp(-j\varphi)(1 + r_{f}r_{b}\exp(-2j\varphi) + (r_{f}r_{b})^{2}\exp(-4j\varphi) + ....) = \frac{E_{0}t_{f}t_{b}\exp(-j\varphi)}{1 - r_{f}r_{b}\exp(-2j\varphi)}$$

où  $\varphi = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} L_{cavité} \cos(\theta)$  correspond au déphasage de l'onde optique pour un

simple passage entre les 2 miroirs réflecteurs.

La transmittance du résonateur Fabry – Perot correspond au carré du module du rapport des amplitudes de l'onde transmise et de l'onde incidente :  $T_{FP} = \left|\frac{E_t}{E_0}\right|^2 = \frac{t_f^2 t_b^2}{\left|1 - r_f r_b \exp(-2j\varphi)\right|^2}$ 

et donc en développant  $T_{FP} = \left|\frac{E_t}{E_0}\right|^2 = \frac{(t_f t_b)^2}{(1 - r_f r_b)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4r_f r_b}{(1 - r_f r_b)^2} \sin^2(\varphi)}$  (2.27)

L'expression simplifiée de la transmittance s'écrit :

$$T_{FP} = \frac{(1 - R_f)(1 - R_b)}{(1 - \sqrt{R_f R_b})^2} \cdot \frac{1}{1 + M \sin^2(\varphi)}$$
(2.28)

où  $R_i = (1 - t_i)^2 = r_i^2$  (i = f ou b) et  $M = \frac{4\sqrt{R_f R_b}}{(1 - \sqrt{R_f R_b})^2}$ 

Le terme  $\frac{1}{1+M\sin^2(\varphi)}$  est appelée *Fonction d'Airy* et traduit la modulation de l'intensité de l'onde transmise par le résonateur Fabry – Perot en fonction de

la phase de l'onde à l'intérieur de la cavité. Cette fonction est maximum quand  $\sin^2(\varphi)$  s'annule et donc quand le déphasage  $\varphi = m\pi$  où m est un nombre entier représentant l'ordre du mode dans la cavité.

En incidence normale et au maximum de transmission, i.e lorsque  $\theta = 0$ et  $\varphi = m\pi$ , la longueur de la cavité s'exprime donc de la manière suivante :

$$L_{cavit\acute{e}} = m \frac{\lambda_0}{2n_2} \quad [nm] \qquad (2.29)$$

La cavité est donc résonante pour des longueurs  $L_{cavité}$  multiples de  $\frac{\lambda_0}{2n_2}$  et le

spectre de transmission de la cavité est donné par la figure n° 2.16:



Figure n° 2.16 : Variation de la transmission de la cavité en fonction de phase

### II.3.1.2 Définition de l'Intervalle Spectral Libre, de la bande passante optique et de la finesse.

Nous pouvons définir de même 3 grandeurs caractérisant la cavité :

- l'intervalle spectral libre entre 2 modes de la cavité (ISL)
- la largeur à mi-hauteur du mode de la cavité (FWHM)
- et la finesse de la cavité

L'Intervalle **S**pectral **L**ibre (ISL) est défini comme étant la séparation entre 2 modes *m* et *m*+1 de la cavité définis par :  $v_m = \frac{c}{\lambda_{0_m}}$  et  $v_{m+1} = \frac{c}{\lambda_{0_{m+1}}}$ 

L'ISL aura donc pour expression :

$$ISL = \delta v = v_{m+1} - v_m = \frac{c}{2n_2 L_{cavité} \cos(\theta)} \text{ ou } ISL = \delta \lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_2 L_{cavité} \cos(\theta)} \text{ [nm]} \qquad (2.30)$$
La largeur à mi-hauteur de la cavité est donnée par la relation suivante :

$$\Delta v = \frac{\pi}{v} \cdot \frac{\left(1 - \sqrt{R_f R_b}\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\sqrt{R_f R_b}\right)^{\frac{1}{2}}} \,[\mathbf{nm}]$$
(2.31)

Cependant, le critère de qualité d'un résonateur Fabry-Perot est défini comme étant le rapport entre l'Intervalle Spectral Libre et la largeur à mihauteur. On l'appelle Finesse de la cavité et son expression est donnée par :

$$F = \frac{\delta \nu}{\Delta \nu} = \frac{\pi \left(\sqrt{R_f R_b}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 - \sqrt{R_f R_b}} = \frac{\pi \sqrt{M}}{2}$$
(2.32)

Nous constatons d'après la relation 2.32 que la finesse F de la cavité et donc sa qualité est directement liée à la réflectivité des miroirs avant et arrière. Cependant, comment réaliser les miroirs nécessaires au bon fonctionnement de la cavité à base de semiconducteurs dont le paramètre de maille est adapté au substrat GaAs ?

#### II.3.2 Réalisation des miroirs en filière III-V à base de GaAs.

Il est possible à l'aide d'une structure multicouche périodique à base de matériaux semiconducteurs de réaliser ce que l'on appelle des miroirs de Bragg (figure n° 2.17) ou DBR (*Distributed Bragg Reflector*) afin d'obtenir la réflectivité désirée pour les miroirs avant et arrière formant la cavité. Le matériau ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  a un paramètre de maille voisin du matériau III-V GaAs permettant alors la croissance épitaxiale d'un empilement de couches d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  d'épaisseur  $d_1$  et  $d_2$  telles que :

$$n_1 d_1 = n_2 d_2 = \frac{\lambda_0}{4} \tag{2.33}$$



Figure n° 2.17 : Schéma d'un miroir de Bragg (DBR)

Nous pouvons obtenir à l'aide de ce genre de miroir des réflectivités proches de 99.9 %. La réflectivité d'un miroir de Bragg peut se calculer à l'aide du formalisme des matrices de transfert d'Abélès : le but de ce formalisme est d'associer une couche de matériau à une matrice 2×2. Chaque terme de la matrice dépend de l'indice de réfraction du matériau considéré ainsi que du déphasage optique induit par la couche de matériau.

#### II.3.2.1 Indice de réfraction de l'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.

Nous allons tout d'abord caractériser le matériau ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  et en particulier son indice de réfraction, car il est impératif de connaître cet indice pour le calcul de la réflectivité des miroirs de Bragg.

Ce calcul est basé sur le modèle d'Afromowitz dans sa version complète en dessous du gap de l'alliage considéré, et dans sa version simplifiée au dessus du gap **[Afromowitz'74]**. L'indice de réfraction de l'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As à 300K (figure n° 2.18) est donné par l'expression suivante :

$$n = \sqrt{1 + \frac{E_d}{E_o} + E^2 \frac{E_d}{E_0^3} + \frac{\eta}{\pi} E^4 \ln\left(\frac{2E_0^2 - E_g - E^2}{E_g^2 - E^2}\right)} \quad \text{si } E < E_g$$
  
et  $n = \sqrt{1 + \frac{E_o E_d}{(E_o^2 - E^2)}} \quad \text{si } E \ge E_g$  (2.34)  
 $= 3.65 \pm 0.871 r \pm 0.179 r^2$ 

où 
$$E_0 = 3.65 + 0.871x + 0.179x^2$$
  
 $E_d = 3.61 - 2.45x$   
 $E_g = 1.424 + 1.266x + 0.26x^2$   
 $E_g = \frac{1239.5}{\lambda}$  (en nm) et  $\eta = \frac{\pi E_d}{2E_0^3 (E_0^2 - E_g^2)}$ 



Figure n° 2.18 : Variation de l'indice de réfraction de l'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As en fonction de la longueur d'onde et de la composition en Aluminium

Nous pouvons donc dès à présent à l'aide de l'indice de réfraction du ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  modéliser la réflectivité d'un empilement de N bicouches en particulier dans le cas de miroirs de Bragg.

Cependant, nous allons nous attarder sur le comportement d'une onde optique au voisinage d'une interface afin de définir les principaux paramètres caractérisant cette onde.

# II.3.2.2 Transmission, réflexion et déphasage d'une onde optique aux abords d'une interface.

Nous considérons la propagation d'une onde plane polarisée rectilignement dans l'air et arrivant au voisinage de l'interface avec un milieu semi infini d'indice de réfraction  $n_1$  et de coefficient d'absorption  $\alpha_1$ . Au niveau de ce dioptre plan, l'onde incidente sera à la fois réfléchie et transmise comme le montre la figure n° 2.19:



Figure n° 2.19 : Transmission et réflexion d'une onde sur un dioptre plan

En incidence normale, les coefficients de transmission et de réflexion de l'interface air - milieu 1 sont donnés par les relations de Fresnel :

$$r = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}$$
 et  $t = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}$  (2.35)

Ces relations ne tiennent pas compte de l'absorption  $\alpha_1$  du milieu 1 caractérisé le plus souvent par un coefficient d'extinction sans dimension  $\kappa_{1\pm}$ 

$$\kappa_1 = \frac{\alpha_1 \lambda}{4\pi} \qquad (2.36)$$

Une grandeur physique appelée admittance optique  $\eta$  permet de tenir compte de l'absorption du matériau. Elle est définie par :

$$\eta = n - i\kappa \qquad (2.37)$$

Il est possible par l'intermédiaire de cette grandeur, de redéfinir les coefficients de réflexion et de transmission au voisinage d'une interface :

$$r = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1}$$
 et  $t = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1}$  (2.38)

La réflectance et la transmittance, données comme le rapport des intensités optiques réfléchies et transmises sur l'intensité incidente, s'exprime alors sous la forme :

$$R = rr^* \text{ et } T = \left| \frac{\eta_1}{\eta_0} \right| \cdot tt^*$$
 (2.39)

De plus, le déphasage d'une onde réfléchie par rapport à l'onde incidente arrivant sur un dioptre plan est fonction de l'absorption du milieu considéré :

- $\phi_r = \arctan\left(\frac{2n_0\kappa_1}{n_0^2 n_1^2 \kappa_1^2}\right)$  pour les matériaux absorbants (2.40)
- $\phi_r = 0 \text{ si } n_0 > n_1 \text{ ou } \phi_r = \pi \text{ si } n_0 < n_1 \text{ pour les matériaux non absorbants.}$



### Figure n° 2.20 : Déphasage d'une onde optique réfléchie sur un dioptre plan

Dans la majorité des cas, l'onde incidente se propage dans l'air et subit donc un déphasage de  $\pi$  (figure n° 2.20) au niveau d'un interface air – semiconducteur (n<sub>0</sub><n<sub>1</sub>).

Après avoir décrit les principaux paramètres permettant de caractériser une onde optique au niveau d'une interface, nous allons étudier le comportement de cette onde lorsqu'elle se propage dans un empilement de N couches de semiconducteurs. Cette étude sera fondée sur le formalisme des matrices de transfert d'Abélès.

#### II.3.2.3 Formalisme d'Abelès appliquée aux couches minces.

Son but est d'associer à chaque couche composant une structure stratifiée une matrice  $2\times 2$  à termes complexes ou réels suivant le caractère absorbant de la couche considérée **[Abélès'50]**. En effet, l'absorption d'une couche mince implique que le coefficient de réflexion  $r_1$  et le déphasage optique  $\delta_1$  de l'onde dans la couche deviennent complexes.



Figure n° 2.21 : Comportement d'une onde optique au travers une couche mince

Les coefficients de réflexion et de transmission d'une telle structure (figure n° 2.21) s'écrivent **[Averseng'02]**:

$$r = \frac{r_1 + r_2 \exp(-2i\delta_1)}{1 + r_1 r_2 \exp(-2i\delta_1)} \text{ et } t = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 \exp(-2i\delta_1)}$$
(2.41)

où  $\delta_1$  est le déphasage de l'onde optique dans la couche mince défini par :

$$\delta_1 = \frac{2\pi\eta_1 d_1}{\lambda} \tag{2.42}$$

Les matrices d'Abélès permettent donc d'associer à la couche mince considérée une matrice  $2\times 2$  à termes complexes telle que :

$$M_{couchemince} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_1) & i \cdot \frac{\sin(\delta_1)}{\eta_1} \\ i\eta_1 \cdot \sin(\delta_1) & \cos(\delta_1) \end{bmatrix}$$
(2.43)

où  $\eta_1$  et  $\delta_1$  sont définis par les relations 2.37 et 2.42.

En outre, les couches minces empilées sont épitaxiées sur un substrat supposé semi-infini d'admittance optique  $\eta_s.$  On lui attribue généralement une matrice colonne  $2{\times}1$  :

$$M_{substrat} = \begin{bmatrix} 1\\ \eta_s \end{bmatrix}$$
(2.44)

La matrice de transfert de l'ensemble couche mince – substrat est obtenue en effectuant le produit des 2 matrices considérées :

$$M_{totale} = M_{couchemince} M_{substrat} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$$
(2.45)

Cette matrice colonne nous permet donc de calculer l'admittance optique  $\eta_{totale}$  ainsi que la transmittance et la réflectance de l'ensemble de l'ensemble couche mince – substrat :

$$\eta_{totale} = \frac{C}{B} \qquad (2.46)$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_{totale}}{\eta_0 + \eta_{totale}}\right) \cdot \left(\frac{\eta_0 - \eta_{totale}}{\eta_0 + \eta_{totale}}\right)^* \text{ et } T = \frac{\eta_{totale}}{\eta_0} \left(\frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_{totale}}\right) \cdot \left(\frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_{totale}}\right)^* \qquad (2.47)$$

Généralisons maintenant à un empilement de N couches nécessaires au bon fonctionnement d'un miroir de Bragg.

# II.3.2.4 Réflectivité d'un empilement de N couches et réflecteur de Bragg distribué.

A l'aide du formalisme d'Abélès, nous pouvons donc obtenir la réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de la longueur d'onde et du nombre de bicouches (figure n° 2.22).





En effet, la matrice totale de l'ensemble constitué de N couches et du substrat semi infini se calcule aisément en effectuant le produit des matrices de toutes les couches à savoir :

$$M_{totale} = M_{empilement} M_{substrat} = \left[\prod_{p=1}^{N} M_p\right] \cdot \left[\frac{1}{\eta_s}\right] = \left[\frac{B}{C}\right]$$
(2.48)

Nous déduisons de la même façon la réflectance et la transmittance de l'ensemble total.

Nous constatons d'après la figure n° 2.22 qu'il existe une zone spectrale où la réflectivité du miroir de Bragg est pratiquement égale à 1 et centrée sur la longueur d'onde de travail 850 nm. Cette zone est appelée *« bande d'arrêt »* ou *« stop band »* en terminologie anglo-saxonne. Elle dépend directement du contraste d'indice entre les deux matériaux formant le miroir de Bragg ainsi que du nombre de bicouches empilées. Il est donc possible de modifier les propriétés de ce miroir en jouant sur le nombre de couches à empiler et sur le type d'alliage de matériaux utilisés afin d'obtenir la réflectivité désirée.

Nous pouvons tenter de faire une analogie entre la théorie des semiconducteurs en particulier les transitions énergétiques des électrons dans un cristal et le spectre de réflectivité dans un réflecteur de Bragg Distribué. En effet, d'après le théorème de Bloch appliqué aux électrons dans un cristal semiconducteur, il est possible d'affirmer qu'il existe une bande d'énergie interdite (GAP) dans un système périodique unidimensionnel tout comme dans le miroir de Bragg où la « bande d'arrêt » représente les modes photoniques interdits dans la structure. Le miroir de Bragg empêchant la transmission de l'onde optique grâce à sa structure périodique est un *système à bande interdite photonique unidimensionnel*.

De plus, il faut savoir que l'onde optique pénètre bien évidemment dans les diverses couches formant le miroir et qu'elle ne se réfléchit pas instantanément à la première interface tel un miroir métallique. Nous pouvons donc définir une profondeur de pénétration de l'onde dans le miroir de Bragg **[Nunoz'01]** par la formule n° 2.49:

$$d_{pen} = \frac{d_1 + d_2}{4r} \tanh(2Nr)$$
 (2.49)

où N est le nombre de bicouches constituant le miroir de Bragg,  $d_1$  et  $d_2$  les épaisseurs des 2 couches quart d'onde et r le coefficient de réflexion à un interface, calculé dans le paragraphe précédent, mais dont on rappelle la formule :

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \tag{2.50}$$

**Exemple :** Considérons un empilement de 12 couches quart d'onde (N=6) composées d'AlAs et d'Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As de dimensions respectives  $d_1 = 71$  nm et  $d_2 = 60$  nm et d'indices de réfraction  $n_1 = 3.1$  et  $n_2 = 3.6$  à 850 nm sur lequel une onde optique arrive en incidence normale.

Nous obtenons une profondeur de pénétration dans le miroir de Bragg de l'ordre de 311.6 nm ce qui signifie que l'on obtient un miroir idéal en  $z = d_{pen}$  comme



Figure n° 2.23 : Profondeur de pénétration dans le miroir de Bragg

Les miroirs de Bragg étant maintenant définis, il convient donc de les insérer dans une structure où la distance inter-miroir correspondrait à une microcavité résonante.

# II.3.3 Formation de la microcavité et insertion de la zone absorbante dans une microcavité résonante.

Une microcavité résonante **[Berger'97]** est une structure composée de semiconducteurs dont la croissance est assurée par une technique de dépôt de matériaux comme l'Epitaxie par Jets Moléculaires. L'IEMN possède au sein de ses salles blanches de bâtis d' EJM capables de réaliser la croissance épitaxiale de la structure désirée. Elle consiste à la croissance d'un premier

miroir de Bragg possédant une réflectivité  $R_b$  sur un substrat GaAs, d'une couche plus épaisse formant la cavité puis d'un deuxième miroir de Bragg ayant une réflectivité  $R_f$  (figure n° 2.24).



Figure n° 2.24 : Schéma représentatif de la microcavité

Nous avons vu dans les paragraphes précédents le spectre de transmission d'une cavité Fabry – Perot (figure n° 2.16) et celui d'un miroir de Bragg (figure n° 2.22). Le spectre de transmission d'une microcavité de semiconducteurs est fondé sur le recouvrement des 2 spectres précédents.

Une analogie avec l'introduction de défauts dans une maille cristalline permettrait de comprendre la présence d'un pic de transmission en plein milieu de la bande d'arrêt du réflecteur de Bragg. En effet, la présence de défauts dans une structure cristalline introduit des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite des semiconducteurs : ces impuretés viennent perturber la structure périodique de la maille cristalline au même titre que la couche (et donc la cavité) venant perturber la périodicité des couches quart d'onde composant le réflecteur de Bragg.

L'épaisseur de la couche formant la cavité influe directement sur la position du pic dans la bande d'arrêt du miroir de Bragg et l'on peut affirmer que ce pic n'est en fait que le pic de transmission de la cavité Fabry – Perot : on l'appellera **mode de cavité** (figure n° 2.25).



# Figure n° 2.25 : Réflectivité et transmission d'une microcavité de semiconducteurs à base de GaAs en fonction de la longueur d'onde (ordre de la cavité : m=1)

Nous pouvons remarquer que plus la cavité est épaisse (ordre m de la cavité), plus il y a un nombre important de modes de cavité et donc plus il y a de chances que plusieurs modes de cavité tombent dans la bande d'arrêt du réflecteur de Bragg (figure 2.26).



Figure n° 2.26 : Réflectivité d'une microcavité de semiconducteurs à base de GaAs en fonction de la longueur d'onde (ordre de la cavité : m=15)

Nous avons étudié jusqu'à présent des cavités « symétriques » là où  $R_f = R_b$  mais il est possible d'utiliser des cavités asymétriques  $R_f \neq R_b$  pour réaliser des modulateurs fonctionnant donc dans la majorité des cas en réflexion. Malheureusement pour nous, l'incompatibilité de ce mode de fonctionnement avec l'intégration système du modulateur fait que nous n'utiliserons pas de cavité asymétrique dans notre modulateur. Nous allons maintenant insérer notre zone absorbante dans la microcavité afin « d'amplifier » le phénomène d'électroabsorption.

Nous avons vu précédemment que le confinement des porteurs dans des puits quantiques de semiconducteurs permettait d'avoir des pics de résonance dans les spectres d'électroabsorption grâce à *des effets excitoniques*. Néanmoins, il serait judicieux de s'attarder sur le comportement d'une microcavité munie d'une zone absorbante (Multiples Puits Quantiques) en particulier l'incidence qu'aurait cette zone dans le spectre de transmission (figure n° 2.27) de la microcavité [Guy'87, Whitehead'89c].



Figure n° 2.27 : Insertion d'une zone absorbante dans la microcavité

Nous allons considérer que l'onde optique arrive sur la structure en incidence normale ( $\theta = 0$ ) et que la longueur de la microcavité est ajustée de telle manière qu'elle résonne à la longueur d'onde de fonctionnement du système (850 nm) :

$$L_{cavit\acute{e}} = m \frac{\lambda_0}{2n_{cavit\acute{e}}} \, [\mathbf{nm}] \qquad (2.51)$$

où m représente l'ordre du mode de la cavité.

Néanmoins, la microcavité est composée de matériaux différents, en particulier des alliages d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, ayant des indices de réfraction différents. Nous allons donc définir un indice de réfraction moyen de la cavité tenant compte du fait qu'elle n'est pas composée d'un matériau unique :

 $n_{cavit\acute{e}} = n_m \qquad (2.52)$ 

Une zone absorbante d'épaisseur d composée de puits quantiques est donc caractérisée par un indice de réfraction complexe **qui prend en compte le** caractère absorbant  $\alpha$  du matériau composant le puits.

Le calcul de l'indice moyen de la cavité ainsi que celui de l'absorption de la couche absorbante sera détaillé dans le chapitre d'optimisation du MDEA. La transmission et la réflexion d'une telle cavité sont donc données par :

$$T = \frac{\left(1 - R_{f}\right)\left(1 - R_{b}\right)}{\left(1 - \sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)\right)^{2}} \cdot \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \frac{4\sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)}{\left(1 - \sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)\right)^{2}}\sin^{2}(\varphi)}$$

$$et R = \frac{\frac{R_{f}\left(1 - \frac{\sqrt{R_{f}R_{b}}}{R_{f}}\right)^{2}}{\left(1 - \sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)\right)^{2}} + \frac{4\sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)}{\left(1 - \sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)\right)^{2}}\sin^{2}(\varphi)}$$

$$et R = \frac{4\sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)}{1 + \frac{4\sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)}{\left(1 - \sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)\right)^{2}}\sin^{2}(\varphi)}$$

$$(2.54)$$

$$où \varphi = \frac{2\pi n_{m}}{\lambda_{0}}L_{cavité} et la finesse F = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{4\sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)}{\left(1 - \sqrt{R_{f}R_{b}}\exp(-\alpha d)\right)^{2}}}$$

$$(2.55)$$

Nous constatons d'après les relations 2.53, 2.54 et 2.55 que la zone absorbante influe directement sur le spectre de transmission et de réflexion de la microcavité ainsi que sur sa finesse. Une modélisation de l'absorption des puits quantiques est donc nécessaire pour une optimisation du modulateur en microcavité.

Le phénomène d'électroabsorption dépendant forcément de la longueur d'onde et de la tension de polarisation du composant, il nous sera donc possible d'obtenir les variations de la transmission de la microcavité en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée : une modulation de la tension provoquera donc une modulation de la transmission globale de la structure.

# II.3.4 Photodétecteur à multipuits quantiques à microcavité verticale

Etant donné que le composant à réaliser aura un fonctionnement en photodétecteur, nous nous sommes intéressés à l'évolution du rendement quantique d'un photodétecteur en microcavité verticale en fonction de la longueur d'onde **[Ünlü'92, Ünlü'95]**. En effet, la cavité Fabry – Perot provoquera des phénomènes de résonance dans le spectre du rendement quantique et il convient d'ajuster la longueur de la cavité afin d'avoir une longueur d'onde de résonance proche de 850 nm. Pour une cavité composée de 2 miroirs sans pertes de réflectivité  $R_f$  et  $R_b$ , possédant une épaisseur d de zone d'active de coefficient d'absorption  $\alpha$ , l'expression du rendement quantique  $\eta$  est donnée par :

$$\eta = \left(\frac{1 + R_b \exp(-\alpha d)}{1 - 2\sqrt{R_f R_b} \exp(-\alpha d) \cos(2\beta L) + R_f R_b \exp(-2\alpha d)}\right) (1 - R_f) (1 - \exp(-\alpha d))$$
(2.56)

où  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n$  ( $\lambda_0$  étant la longueur d'onde en espace libre et n l'indice moyen

de la cavité semiconductrice).

A la longueur d'onde de résonance de la cavité, le rendement quantique maximal est donné par **[Huang'93]** :

$$\eta_{\max} = \left(\frac{1 + R_b \exp(-\alpha d)}{\left(1 - \sqrt{R_f R_b} \exp(-\alpha d)\right)^2}\right) \left(1 - R_f \left(1 - \exp(-\alpha d)\right)\right)$$
(2.57)

Nous constatons donc d'après la formule que le rendement quantique maximal est principalement limité par la réflectivité  $R_f$  du miroir d'entrée pour un état de forte absorption ( $\alpha \rightarrow \infty$ ).

Etant donné que l'on va concevoir en priorité un modulateur à cavité symétrique où la réflectivité des miroirs supérieur et inférieur sera importante ( $R_i$ >0.7), nous obtiendrons dans ce cas un rendement quantique peu élevé pour des détecteurs à cavité résonante. En effet, les photodiodes à cavité résonante possèdent des cavités asymétriques où les réflectivités de la face d'entrée et de la face de sortie sont totalement différentes permettant l'obtention de composants possédant des rendements supérieurs à 90% : en général, une réflectivité proche de zéro est nécessaire pour la face d'entrée (dépôt d'une couche anti – réfléchissante au niveau de l'interface air/semiconducteur) et un miroir de Bragg ayant une forte réflectivité est réalisé pour la face inférieure.

#### **Conclusion:**

Nous avons passé en revue dans ce chapitre les différentes bases théoriques nécessaires à la modélisation du modulateur-détecteur à électroabsorption. Celles-ci ont été présentées en gardant en mémoire les différents impératifs liés à notre système, à savoir, une illumination transverse par fibre multimode, un fonctionnement en transmission, une filière matériau GaAs et une longueur d'onde de travail autour de 850 nm.

La topologie du transducteur opto-hyperfréquence consistera à l'utilisation d'une microcavité résonante permettant « l'amplification » du phénomène excitonique dans la zone absorbante composée de multiples puits quantiques (figure n° 2.28). Cette cavité sera composée de deux miroirs de Bragg permettant une augmentation importante du contraste de modulation à l'aide d'une réflectivité conséquente.



#### Figure n° 2.28 : Topologie du modulateur – détecteur à électroabsorption

Nous allons voir dans le chapitre suivant la modélisation mise en place pour optimiser, notamment, la structure épitaxiée du composant afin de réaliser les différents compromis entre pertes d'insertion, sensibilité à la longueur d'onde incidente, efficacité de modulation,...

# Référence Bibliographique

#### [Gazalet'01] Modulateur Acousto-optique à puits quantiques. Modélisations et mise en œuvre,

J Gazalet, *Habilitation à Diriger des Recherches, Valenciennes, Décembre 2001.* 

[Lugand'97] Etude et conception d'un modulateur électro-absorbant basé sur des puits quantiques de type II dans un système contraint en tension In<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As sur substrat InP, C Lugand,

Thèse de Doctorat, Lyon, Octobre 1997.

### [Johansson] Photocurrent effect in an electroabsorption modulator integrated with SGDBR Laser,

LA Johansson, YA Akulova, GA Fish et LA Coldren,

Department of Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara.

### [Wood'84] High speed optical modulation with GaAs/GaAlAs quantum wells in a pin diode stucture,

TH Wood, CA Burrus, DAB Miller, DS Chemla, TC Damen, AC Gossard and W Wiegmann, *Applied Physics Letters, 44 (1), Janvier 1984, p 16-18.* 

### [Wood'85] 131 ps optical modulation in semiconductor multiple quantum wells (MQW's),

TH Wood, CA Burrus, DAB Miller, DS Chemla, TC Damen, AC Gossard and W Wiegmann, *IEE Journal of Quantum Electronics, vol QE-21, No 2, février 1985, p 117-118.* 

### [Wood'86] Bidirectional fibre optical transmission using a multiple quantum well (MQW) modulator/detector,

TH Wood, EC Carr, BL Kasper, RA Linke, CA Burrus *Electronics Letters, vol 22, No 10, 8 mai 1986, p 528-529.* 

#### [Boyd'87] Multiple quantum well modulator,

GD Boyd, DAB Miller and DS Chemla: AT&T Bell Laboratories, New Jersey 07733, SL McCall, AC Gossard and JH English: AT&T Bell Laboratories, New Jersey 07974, *Applied Physics Letters, 50 (17), 27 avril 1987, p 1119-1121.* 

### [Koren'87] High frequency InGaAs/InP multiple quantum well buried mesa electroabsorption optical modulator,

U Koren, BL Miller, RS Tucker, G Eisenstein, I bar-Joseph, DAB Miller, DS Chemla, *Electronics Letters, vol 23, No 12, 4 juin 1987, p 621-622.* 

# [Hsu'88] Amplitude and Phase modulation in a 4 $\mu m$ thick GaAs/AlGaAs multiple quantum well modulator,

TY Hsu, WY Wu, U Efron,

*Electronics Letters, vol 24, No 10, 12 mai 1988, p 603-605.* 

### [Simes'88] Electrically tunable Fabry-perot mirror using multiple quantum well index modulation,

RJ Simes, RH Yan, RS Geels, LA Coldren, JH English, AC Gossard and DG Lishan, *Applied Physics Letters, 53 (8), 22 août 1988, p 637-639.* 

#### [Boyd'89] 5.5 GHz multiple quantum well reflection modulator,

GD Boyd, DAB Miller, DS Chemla, AC Gossard, JH English, LMF Chirovsky, CE Soccolich, JE Bowers: AT&T Bell Laboratories Holmdel, New Jersey 07733, *Electronics Letters, vol 25, No 9, 27 avril 1989, p 558-560.* 

# [Whitehead'89a] High contrast Reflection modulation at normal incidence in asymmetric multiple quantum well Fabry-Perot structure,

M Whitehead, G Parry, *Electronics Letters, vol 25, No 9, 27 avril 1989, p 566-568.* 

### [Whitehead'89b] Low voltage multiple quantum well reflection modulator with ON:OFF ratio >100:1,

M Whitehead, G Parry, A Rivers, JS Roberts and C Button, *Electronics Letters, vol 25, No 15, 20 juillet 1989, p 984-985.* 

### [Moseley'90] Low voltage InGaAs/InP multiple quantum well reflective fabry-perot modulator,

AJ Moseley, J Thompson, MQ Kearley, DJ Robbins and MJ Goodwin, *Electronics Letters, vol 26, No 13, 21 juin 1990, p 913-915.* 

### [Pezeshki'91] Novel cavity design for high reflectivity changes in a normally off electroabsorption modulator,

B Pezeshki, D Thomas et JS Harris, Applied Physics Letters 58 (8), 25 février 1991, p 813-815.

# [Goosen'91] Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-Alas quantum well surface-normal electroabsorption modulators operating at visble wavelengths,

KW Goosen, RH Yan, JE Cunningham and WY Jan, Applied Physics Letters 59 (15), 7 octobre 1991, p 1829-1831.

#### [Lord'93] 1.3 $\mu$ m electroabsorption reflection modulators on GaAs,

SM Lord, JA Trezza, MC Larson, B Pezeshki and JS Harris, *Applied Physics Letters 63 (6), 9 août 1993, p 806-808.* 

#### [Whitehead'93] Fabry-perot modulator,

M Whitehead, United States Patent, 13 avril 1993.

#### [Yoo'96] High-speed 1.5 µm asymmetric Fabry Perot modulators,

SJB Yoo, J Gamelin, R Bhat, C Caneau, MA Koza, TP Lee, *OFC'96 Technical digest, p 9-10.* 

# [Wake'97] The electroabsorption modulator as a combined photodetector / modulator for analogue optical systems,

D. Wake, D. Moodie, and F. Henkel,

**Proceedings of Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications** Workshop, King's College London, (1997).

### [Tadanaga'99] 1.3 $\mu$ m surface normal reflective optical modulators based on the wannier stark effect in InP/InGaAsP superlattices,

Tadanaga O, Kagawa T, Itoh Y, Amano C, Matsuoka Y, Kurokawa T, Japanese Journal of Applied Physics, vol 38 (1999), p 1278-1281.

#### [Killey'01] Multiple-Quantum-Well Asymmetric Fabry-Perot Modulators for Microwave Photonic Application,

RI Killey, CP Liu, M Whitehead, P Stavrinou, JB Song, JS Chadha, D Wake, CC Button, G Parry and AJ Seeds,

*IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol 49, no 10, octobre 2001, p 1888-1893.* 

### [Van Eck'86] Franz-Keldysh electrorefraction and electroabsorption in bulk InP and GaAs,

TE Van Eck, LM Walpita, WSC Chang and HH Wieder, *Applied Physics Letters 48 (7), février 1986, p 451-453.* 

### [Bennet'87] Electrorefraction and Electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs and InSb,

Brian R Bennett, Richard A Soref Journal of quantum electronics, vol 23, No 12, Décembre 1987, p 2159-2166.

#### [Pocholle] Propriétés optiques des matériaux semiconducteurs à puits quantiques et applications dans le domaine du traitement du signal, JP Pocholle,

*Ecole d'été d'optoélectronique, p 205-251* 

### [Miller'84] Band edge electroabsorption in Quantum well structures: The quantum confined Stark effect,

DAB Miller, DS Chemla, TC Damen, AC Gossard, W Wiegmann, TH Wood and CA Burrus, *Physical Review Letters, vol 53, No 22, novembre 1984, p 2173-2176.* 

#### [Singh'95] Semiconductors optoelectronics: Physics and Technology,

J Singh, *Mc Graww-Hill International editions, 1995.* 

# [Bardinal'95] Conception, elaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité Fabry-Perot,

V Bardinal, *Thèse de Doctorat, Toulouse, Octobre 1995.* 

#### [Powel'97] Systems applications of Vertical Cavity Multi Quantum Well Optoelectronic modulators,

JS Powell,

Thèse de Doctorat, Standford University, Septembre 1997.

#### [Kastler'62] Atomes à l'intérieur d'un interféromètre Perot-Fabry,

A. Kastler, Applied optics, vol 1, No 1, janvier 1962, p 17-24.

#### [Afromowitz'74] Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Application aux couches minces,

MA Afromowitz, *Solide State Communication, vol 15, p 59-63, 1974.* 

#### [Abélès'50] Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Application aux couches minces,

F Abélès Annale de Physique, vol 5, p 596-706, 1950

[Averseng'02] Conception, réalisation et caractérisation de dispositifs à microcavité verticale III-V pour la photodétection et l'émissiondétection duale,

L Averseng *Thèse de Doctorat, Toulouse, 16 juillet 2002.* 

#### [Nunoz'01] VCSELs and other Vertical Cavity devices

A. Nunoz-Yague, V Bardinal, C Fontaine Laas report 01380, juillet 2001

# [Berger'97] Application de la technique de photoréflectivité à la caractérisation de microcavités semiconductrices,

PD Berger, *Thèse de Doctorat, Lyon, Octobre 1997.* 

#### [Guy'87] Theory of an electro-optic modulator based on quantum wells in a semiconductor etalon

DRP Guy, N Apsley, LL Taylor and SJ Bass and PC Klipstein SPIE Quantum Well znd Superlattice Physics, vol 792, 1987, p 189-196.

### [Whitehead'89c] Investigation of etalon effect in GaAs-AlGaAs multiple quantum well modulators,

M Whitehead, G Parry and P Wheatley *IEE Proceedings, vol 136, No 1, février 1989, p 52-58.* 

#### [Ünlü'95] Resonant cavity enhanced photonic devices,

S Ünlü, S Strite, Jounal of Applied Physics 78 (2), 15 juillet 1995, p 607-639.

# [Ünlü'92] A theoretical study of resonant cavity-enhanced photodetectors with Ge and Si active regions,

S Ünlü, K Kishino, HJ Liaw and H Morkoç

Journal of Applied Physics 71 (8), 15 avril 1992, p 4049-4058.

[Huang'93] Resonant-cavity GaAs/InGaAs/AlAs photodiodes with a periodic absorber structure,

FY Huang, A Salvator, X Gui, N Teraguchi and H Morkoç Applied Physics Letters 63 (2), 12 juillet 1993, p 141-143.

# Chapitre n°3 :

### Optimisation du modulateur – détecteur à électroabsorption à microcavité résonante

Après avoir défini la longueur d'onde de fonctionnement du modulateur – détecteur à électroabsorption (MDEA) ainsi que sa topologie, nous allons présenter son optimisation par le calcul des différents paramètres d'une structure à multiples puits quantiques en microcavité réalisée à base de miroirs de Bragg.

Deux effets rentrent en jeu lors de l'optimisation du MDEA :

- L'Effet Stark Quantique Confiné, fournissant la longueur d'onde de transition excitonique,
- L'Effet Fabry Perot, traduisant le comportement résonant d'une microcavité verticale.

Afin de bénéficier conjointement de ces deux effets, nous effectuerons, lors de l'optimisation, le recouvrement entre la longueur d'onde de transition excitonique et la longueur d'onde de résonance de Fabry – Perot.

Dans une première partie, la partie « électrique » de l'optimisation sera présentée en calculant le spectre d'électroabsorption d'une structure à multiples puits quantiques. Des puits quantiques de 8 et 10 nm seront étudiés car ils possèdent tous deux des propriétés différentes surtout en terme de confinement de l'exciton : la largeur du puits quantique influe sur la longueur d'onde de transition **[Jelley'89, Hiroshima'86, Whitehead'88, Jelley'88].** 

De cette étude, nous obtiendrons deux zones actives aux propriétés physiques distinctes : une première structure sera fabriquée avec une zone intrinsèque composée de puits quantiques de 10 nm. Elle sera utilisée pour la réalisation du composant sans cavité ainsi que pour la mise au point et la validation du procédé de fabrication. Dans les deux cas, nous choisissons des barrières suffisamment larges pour éviter tout couplage entre les puits. Dans un second temps, nous utiliserons une structure composée de puits quantiques de 8 nm en microcavité pour augmenter les performances en terme de modulation sans augmenter la longueur physique de la zone absorbante. L'onde optique incidente à la structure effectuera des allers – retours dans la cavité résonante : le contraste du modulateur en sera donc amélioré.

#### <u>III.1 Electroabsorption dans des puits quantiques découplés –</u> <u>Description du modèle de calcul</u>

#### III.1.1 Système de matériaux envisagés

#### III.1.1.1 Description du système Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As / GaAs

former une structure de puits Pour quantiques, nous effectuons l'empilement de couches d'épaisseur propice à des effets quantiques (quelques dizaines d'angstræms). L'utilisation du système Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As / GaAs pour réaliser la croissance épitaxiale de la structure permet d'être en adéquation avec la longueur d'onde 850 nm. Nous allons donc décrire dans ce paragraphe les différents paramètres des matériaux caractérisant cet alliage [Vurgaftman'01, Adachi'85, Monemar'76]. De plus, à l'aide de ce système de matériaux, il est possible d'effectuer la croissance de miroirs de Bragg utilisés pour la réalisation de composants en microcavité comme les lasers VCSEL ou les photodetecteurs à microcavité résonante. Ce système de matériaux a l'avantage de posséder de bonnes propriétés tant au point de vue de la croissance épitaxiale sur un substrat GaAs (contrainte, discontinuité de bande de conduction et de bande de valence) que du point de vue optique car il est possible d'obtenir un fort contraste d'indice (figure n° 2.18) entre les différentes couches constituant le miroir de Bragg.

#### III.1.1.2 Paramètres physiques de l'alliage Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As

Plusieurs paramètres physiques de l'alliage  $Al_xGa_{1-x}As$  sont nécessaires à l'optimisation du composant. En effet, afin de calculer les niveaux quantiques ainsi que les fonctions d'onde dans les puits quantiques, il est nécessaire de connaître la masse effective des particules entrant en jeu, les paramètres de maille, la répartition énergétique des porteurs ainsi que les coefficients d'élasticité utilisables quand il existe des contraintes dans notre structure.

Un programme réalisé par CL Workman **[Workman'02]** dans le langage de programmation Mathcad<sup>™</sup> permet le calcul des niveaux quantiques dans

une structure quantique avec ou sans contrainte à l'aide du formalisme des matrices de transfert en utilisant les paramètres définis précédemment. Nous avons donc pris pour base d'étude ce programme et l'avons modifié afin de permettre l'optimisation d'une structure à base de puits quantiques dans une microcavité résonante.

Nous avons aussi réalisé un programme dans le langage Mathcad<sup>TM</sup> [Mathcad'97] calculant la réflectance ou la transmittance d'un empilement de couches semiconductrices à base d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (miroir de Bragg et cavité résonante). Ce programme utilise le formalisme des matrices d'Abélès [Abélès'50] défini dans le chapitre n° 2 et fournit l'évolution de la réflectance ou la transmittance en fonction de la longueur d'onde et du nombre de couches empilées. Il permet en outre le calcul du spectre d'électroabsorption d'un puits quantique de GaAs inséré entre 2 barrières d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Celui-ci est donné en annexe.

#### III.1.2 Spectre d'électroabsorption

# III.1.2.1 Transition fondamentale $(e_1 - hh_1)$ dans un puits quantique

Dans un puits quantique, la transition fondamentale électrons/trous lourds s'effectue à une énergie supérieure à l'énergie de bande interdite du matériau massif considéré **[Fritz'87]**. En effet, 2 niveaux discrets d'énergie viennent s'ajouter à l'énergie de bande interdite Eg et provoque donc une transition énergétique donnée par la formule n° 3.1:

$$E_{e_{1}-hh_{1}} = E_{g} + E_{e_{1}} + E_{hh_{1}} [eV]$$
 (3.1)

#### III.1.2.2 Interaction coulombienne : phénomène excitonique

Dans le cas où il existe une interaction coulombienne entre les deux particules considérées, une énergie de liaison vient se soustraire à l'énergie de transition fondamentale comme l'atteste la formule n° 3.2 :

$$E_{e_1-hh_1} = E_g + E_{e_1} + E_{hh_1} - E_{b_{hh}} [eV]$$
(3.2)

Elle nous fournit la position du pic excitonique sans champ électrique.

#### III.1.2.3 Influence du champ électrique : Effet Stark Quantique Confiné

Par l'application d'un champ électrique sur la structure PIN, nous obtenons une dérive énergétique (Red shift) provoquée par l'Effet Stark Quantique Confiné. Ce décalage d'énergie, calculé à l'aide de la théorie des perturbations, est donné par la formule n° 3.3 :

$$\Delta E_1^{(2)} = \frac{1}{24\pi^2} \left( \frac{15}{\pi^2} - 1 \right) \frac{m^* e^2 F^2 W^4}{\hbar^2} [eV]$$
(3.3)

Cette dérive se traduit par un décalage du seuil d'absorption vers les longueurs d'onde élevées.

$$E_{e_{1-hh_{1}}} = E_{g} + E_{e_{1}} + E_{hh_{1}} - E_{b_{hh}} + \Delta E_{1e}^{(2)} + \Delta E_{1hh}^{(2)}$$
 [eV] (3.4)

Le décalage Stark fournit la position du seuil d'absorption avec l'application d'un champ électrique. La majeure partie de l'absorption sera donnée par la transition fondamentale exciton – trous lourds.

#### III.1.2.4 Calcul de l'absorption sous champ électrique

Le calcul du spectre d'électroabsorption s'effectue par l'application de la formule n° 3.5 et n'est utilisable que dans des multiples puits quantiques GaAs/AlGaAs **[Lengyel'90]**. Elle dépend de plusieurs paramètres :

- La position du pic excitonique (longueur d'onde de transition)
- Le recouvrement entre les fonctions d'onde des électrons et celles des trous (amplitude d'absorption)
- 🕹 La demi-largeur à mi-hauteur

Une approximation lorentzienne du coefficient d'absorption du GaAs permet le calcul du coefficient d'absorption sous champ électrique et nous fournit donc le spectre d'électroabsorption :

$$\alpha(F, hv, L_z) = \alpha_{hh} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \left[ \frac{(E_{e^{1-hh1}} - hv)}{\Gamma_{hh}} \right]^2} \right\}$$
 [cm-1] (3.5)  
pour  $hv < E_{e^{1-hh1}}$ 

Le pic  $\alpha_{hh}$  est donné par le calcul de l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde des électrons et des trous :

$$\alpha_{hh}(F,L_z) = \alpha_{bulk} + \frac{C}{L_z} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_e(z) \psi_h^*(z) dz \right|^2 [\text{cm-1}]$$
(3.6)

Le terme  $\alpha_{\text{bulk}}$  représente le coefficient d'absorption du matériau massif GaAs (~5500 cm-1) et la constante C est une interpolation des mesures effectuées par Lengyel *et al* **[Lengyel'90]** :

C = 160000 nm/cm (3.7)

Il nous reste à définir maintenant la largeur à mi-hauteur  $\Gamma_{hh}$  qui dépend de la largeur du puits et du champ électrique. Nous suivons le modèle de Stevens *et al* **[Stevens'88]**. En plus de l'étalement de l'exciton dû aux phonons, de faibles fluctuations de l'énergie excitonique sont causées par la largeur du puits quantique considéré et par le champ électrique.

$$\Gamma_{hh}(L_z,F) = \Gamma_{hh}(L_z)_{phonon} + \frac{\partial E_{e1-hh1}}{\partial F} \Delta F + \frac{\partial E_{e1-hh1}}{\partial L_z} \Delta L_z [meV]$$
(3.8)

Les dérivées partielles sont obtenues à partir de la théorie des perturbations. Une expression polynomiale déduite des résultats de mesures permet d'estimer la largeur à mi-hauteur pour des largeurs de puits  $L_z$  comprises entre 5 nm et 20 nm.

$$\Gamma_{hh}(L_z, F) = 7.374 - 0.511L_z + 0.0182L_z^2 - 0.054F + 0.0161F^2 \text{ [meV]}$$
(3.9)

La largeur du puits doit être donnée en nanomètre (nm) et le champ électrique en millivolts par nanomètre (mV/nm). Une comparaison entre les deux formules 3.8 et 3.9 donnant la largeur à mi-hauteur permet de déduire la valeur de  $\Delta$ Lz (2.5 à 3.5 Å) et de  $\Delta$ F (2 à 3 kV/cm). Ce champ électrique correspond au dopage résiduel (10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup>) d'une croissance de matériaux par épitaxie par jets moléculaires.

A l'aide du programme réalisé sous Mathcad et de la formule n° 3.5, nous avons pu calculer le spectre d'électroabsorption (figure n° 3.1) d'un puits quantique de GaAs de 8 nm d'épaisseur inséré entre deux barrières d'Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As (8 nm).



Figure n° 3.1 : Spectre d'électroabsorption calculé pour un puits quantique GaAs de 8 nm

Comme introduit précédemment, nous avons aussi étudié l'incidence qu'aurait un puits de 10 nm sur le spectre d'électroabsorption. Un puits quantique GaAs de 10 nm confine moins l'exciton dans le puits et l'on obtient des seuil d'absorption dans la gamme 870 - 880 nm comme le montre la courbe de la figure n° 3.2.



Figure n° 3.2 : Spectre d'électroabsorption calculé pour un puits quantique GaAs de 10 nm

Un puits quantique d'épaisseur 10 nm composé de GaAs et placé entre deux barrières d'AlGaAs ne confine pas aussi bien l'exciton qu'un puits de 80 Å : le champ électrique appliqué à la structure tend à le dissocier en poussant les particules de charges opposées (électrons et trous) formant l'exciton dans les coins opposés du puits (délocalisation des fonctions d'onde). En effet, le recouvrement entre les fonctions d'onde des électrons et des trous tend à diminuer influençant de façon drastique la valeur de l'amplitude du pic d'absorption : nous constatons d'après les spectres d'électroabsorption des figures n° 3.1 et n° 3.2 que, pour une tension de commande de 10 Volts, une différence d'absorption de 5000 cm<sup>-1</sup> est obtenue entre des puits de 8 et 10 nm due à la diminution du recouvrement électron/trous dans le puits de 10 nm.

Nous allons maintenant tenter de trouver la longueur d'onde de fonctionnement du composant en étudiant la variation d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée pour un puits quantique GaAs de 8 nm d'épaisseur d'une part et pour un puits de 10 nm d'autre part.

#### III.1.3 Longueur d'onde de fonctionnement du MDEA

#### III.1.3.1 Variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée

La variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde nous indique que l'on peut obtenir une variation maximale d'absorption de 10500 cm<sup>-1</sup> à 856 nm pour un puits quantique de 8 nm (figure n° 3.3).



Figure n° 3.3 : Variation de l'absorption (puits de 8 nm)



En ce qui concerne le puits de 10 nm, la longueur d'onde pour laquelle l'absorption est maximale (9000 cm<sup>-1</sup>) se situe à 863 nm pour une tension de commande de l'ordre de 8 volts (figure n° 3.4).



Figure n° 3.4 : Variation de l'absorption (puits de 10 nm)

#### III.1.3.2 Choix de la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda_{\textbf{m}}$

Nous choisissons la longueur d'onde 856 nm comme longueur d'onde de fonctionnement car elle correspond à la longueur d'onde où l'absorption a une variation maximale. Nous allons caler la longueur d'onde d'absorption maximale avec la longueur d'onde de résonance de la cavité Fabry-Perot de sorte à bénéficier à la fois de l'Effet Stark Quantique Confiné et de l'effet Fabry-Perot. Nous augmenterons ainsi le contraste de modulation sans accroître la longueur physique de la zone absorbante.

#### III.1.4 Calcul du contraste

Dans un premier temps, nous avons étudié la variation du contraste en fonction de la longueur d'onde et de la tension de commande pour une structure dite basique à base de puits quantique GaAs d'épaisseur de 10 nm. La zone intrinsèque de la structure PIN sera constituée d'une cinquantaine de puits quantiques GaAs (10 nm) entourés de barrières d'Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As (10 nm) formant alors une zone absorbante de 1  $\mu$ m. Cette valeur est en adéquation avec les fréquences de coupure des composants à réaliser.



Figure n° 3.5 : Contraste de modulation d'une structure à multipuits de 10 nm sans cavité

Il est donc possible d'obtenir un rapport de contraste de 2.5 dB pour une tension de 6 à 8 Volts dans les alentours de 863 nm (figure n° 3.5). Le faible confinement de l'exciton électron – trous lourds dans ce type de puits lié à la nécessité d'utiliser une microcavité résonante d'une certaine finesse nous oblige à envisager l'utilisation de puits quantique de 8 nm d'épaisseur. Nous effectuons l'optimisation d'une structure en microcavité verticale possédant une zone intrinsèque composée de puits quantiques de 8 nm d'épaisseur. L'utilisation d'une cavité résonante devrait permettre l'augmentation du contraste de modulation.

# III.2 Insertion de la zone absorbante dans une microcavité verticale composée de miroirs de Bragg

#### III.2.1 Algorithme d'optimisation envisagé

Grâce au formalisme de Schrödinger et à l'Effet Stark Quantique Confiné, nous avons modélisé l'absorption d'un puits quantique de GaAs inséré entre 2 barrières d'AlGaAs en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée. Un puits quantique de 8 nm confine bien l'exciton électron – trous lourds. Afin de bénéficier du recouvrement effet excitonique – effet Fabry-Perot, nous fixons la longueur de la cavité comme un multiple de la longueur d'onde d'absorption maximale divisée par deux :

$$L_{cavit\acute{e}} = m \frac{\lambda_m}{2n} \qquad (3.10)$$

Cette valeur permettra d'obtenir des phénomènes de résonance à la longueur d'onde voulue. Dès lors, nous effectuons le calcul de la transmission de la cavité et du contraste de modulation en transmission en fonction de la longueur d'onde et de la tension de commande. Nous incluons ensuite dans notre modèle de calcul la réflectivité des miroirs de Bragg supérieur et inférieur  $R_f$  et  $R_b$ . Dès l'obtention du contraste désiré, nous déduisons, à l'aide du programme basé sur le formalisme des matrices d'Abélès, le nombre de bi-couches nécessaires à l'obtention de la réflectivité des 2 miroirs.

#### III.2.2 Calcul de la transmission et du contraste

Nous considérons une zone absorbante d'épaisseur d et de coefficient d'absorption  $\alpha$  insérée dans une microcavité verticale résonante composée de 2 miroirs de Bragg de réflectivité  $R_f$  et  $R_b$  [Guy'87]. Nous définissons un indice de réfraction moyen  $n_m$  de la microcavité et une réflectivité moyenne  $R_{\alpha}$ :

$$n_m = \frac{1}{L_{cavit\acute{e}}} \sum_{i=1}^{N_{couche}} n_i L_i \text{ et } R_\alpha = \sqrt{R_f R_b} e^{-\alpha d} \qquad (3.11)$$

*Ncouche* correspondant aux nombres de couches composant la cavité et  $n_i$ ,  $L_i$  représentant respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche considérée.

La phase de l'onde se propageant dans la cavité est donnée par :

$$\varphi = \frac{2\pi n_m L_{cavit\acute{e}}}{\lambda} \tag{3.12}$$

Nous pouvons donc calculer la réflectance et la transmittance d'une structure en microcavité possédant une zone absorbante **[Whitehead'89c]**:

$$R = \frac{B + F \sin^{2}(\varphi)}{1 + F \sin^{2}(\varphi)} \text{ et } T = \frac{A}{1 + F \sin^{2}(\varphi)}$$
(3.13)

où 
$$F = \frac{4R_{\alpha}}{(1-R_{\alpha})^2}, A = \frac{e^{-\alpha d}(1-R_f)(1-R_b)}{(1-R_{\alpha})^2}$$
 et  $B = \frac{R_f \left[1 - \left(\frac{R_f}{R_b}\right)\right]^2}{(1-R_{\alpha})^2}$ 

La finesse de la cavité  $\Im$  est directement reliée au coefficient F:

$$\Im = \frac{\pi}{2}\sqrt{F} \qquad (3.14)$$

Dans notre modèle, nous effectuons le calcul de la transmission de la structure en microcavité en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée: nous avons fixé la réflectivité des miroirs inférieur et supérieur à 0.8 pour tracer la courbe de la figure n° 3.6.



Figure n° 3.6 : Transmission en fonction de la longueur d'onde

De ce calcul de transmission, il est possible d'obtenir le contraste de la structure en fonction de la longueur d'onde. Un contraste de 8 dB peut être obtenu à 856 nm à l'aide d'une mirocavité résonante composé de miroirs de Bragg (figure n° 3.7) de réflectivité de 80 % et d'une zone absorbante d'environ 1  $\mu$ m de multiples puits quantiques (60 puits quantiques GaAs de 8 nm entourés de barrières d'AlGaAs de 8 nm).



Figure n° 3.7 : Calcul du contraste pour un modulateur en microcavité

A l'aide du formalisme des matrices d'Abélès, il est possible de calculer la réflectance d'un miroir de Bragg et d'une microcavité dépourvue de multiple puits quantiques. Nous présentons dans la figure n° 3.8 le spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg possédant une réflectivité maximale de 80 % centrée à 850 nm. La microcavité correspondante à l'empilement miroir de Bragg inférieur – zone intra-cavité non absorbante mais de longueur identique à la zone de multiples puits quantiques – miroir de Bragg supérieur a un spectre de réflectivité présentant un creux au centre de la bande d'arrêt. Un empilement de 6 bi-couches composées d'alternances  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As/AlAs$  fournit un miroir de Bragg de réflectivité 80 %.

L'adjonction de puits quantiques dans la zone intra-miroir permet de décaler le pic de transmission (et donc le creux de réflectance !) vers les longueurs d'onde élevées en affaiblissant son amplitude à cause de l'absorption des puits et en modifiant la longueur d'onde de transition (et donc l'énergie de bande interdite) lors de l'application d'une tension de commande. Nous obtenons alors un fonctionnement en modulation.



#### Figure n° 3.8 : Spectre de réflectance d'un miroir de Bragg composé de 6 paires d'Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As / AlAs (en rouge) et d'une microcavité composée de 2 miroirs de Bragg (en bleu).

De plus, nous voyons d'après la figure n° 3.9 que la structure est fortement dépendante des conditions epitaxiales car l'ajout d'une simple couche sur notre structure détériore de façon drastique le spectre de réflectance de la microcavité (Adjonction d'une couche quart d'onde d'Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As au dessus de la structure).



#### Figure n° 3.9 : Influence de l'ajout d'une couche de semiconducteur quart d'onde sur la réflectance de la microcavité

# III.2.3 Evolution du contraste en fonction des coefficients de réflexion des miroirs de Bragg

Nous avons étudié l'évolution du contraste en fonction de la réflectivité des miroirs de Bragg supérieur et inférieur à la longueur d'onde de résonance (figure n° 3.10). Nous voyons que plus les réflectivités des miroirs sont importantes et plus le contraste sera grand.



# Figure n° 3.10 : Evolution du contraste en fonction de la réflectivité des miroirs de Bragg

Bien sur, il suffirait tout simplement de prendre des miroirs de Bragg de réflectivité 99 % pour obtenir des contrastes très importants. Cependant, l'augmentation de la réflectivité des miroirs de Bragg se fait au détriment de la finesse de la cavité, celle-ci devenant de plus en plus sélective en longueur d'onde et donc imposant des conditions "système" irréalistes quant à la spécification en longueur d'onde des lasers d'injection.

Il existe nécessairement un compromis entre le contraste et la finesse de la structure que l'on apprécie par sa bande passante optique.

# III.2.4 Tolérance possible à la longueur d'onde : Bande passante optique

Nous avons donc tracé l'évolution de la finesse en fonction de la valeur de la réflectivité des miroirs de Bragg à la longueur d'onde de résonance (figure 3.11). Pour des miroirs de 80 % de réflectivité, il est possible d'obtenir une finesse de 8 nm en corrélation avec les spécifications des composants d'émission VCSEL.



Figure n° 3.11 : Bande passante optique

#### **Conclusion:**

L'épitaxie de départ du MDEA est basée sur une architecture PIN où la zone intrinsèque est composée de multiples puits quantiques. Cette structure sera polarisée en inverse de la même façon qu'une photodiode. La croissance épitaxiale de cette structure est réalisée dans notre laboratoire et plus précisément dans un bâti d'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM) source gaz. Ce bâti d'épitaxie est utilisé pour la croissance de la majorité des couches au sein de notre institut par l'équipe de M. Francis MOLLOT.

Matériau	Rôle	Туре	Dopage (cm-3)	Nombre	Epaisseur
GaAs	Couche de contact p	p⁺+ (Be)	5.10 <sup>19</sup>	1	2000 Á
AlexiCentralias	Zonep 2 nice 2 nice			1 10 2	2000 A
Al <sub>0.32</sub> Ga <sub>0.68</sub> As	Barrière	n.i.d		1	95 Á
GaAs	Puits	n.i.d		50	105 Å
Al <sub>0.32</sub> Ga <sub>0.68</sub> As	Barrière	n.i.d		50	95 Á
Ga <sub>0.51</sub> In <sub>0.49</sub> P	Couche d'interruption de gravure – couche de contact n	n+ (Si)	1018	1	5000 Á
GaAs	Tampon	n' (Si)	2.1018	1	2000 Å
GaAs	Substrat	n+ (Si)		1	350 µm



Figure n° 3.12 : Epitaxie de base du MDEA (IEMN – Epitaxie) et diagramme de bande de la structure

Nous faisons croître tout d'abord sur un substrat GaAs une couche de ternaire GaInP **[Kuo'97]** d'épaisseur 5000 Å adaptée en maille sur le substrat GaAs et possédant plusieurs fonctions :
- Elle servira de couche d'interruption de gravure lors de la Gravure lonique Réactive (GIR) du mesa d'isolation électrique face avant du MDEA ainsi que lors du retrait chimique du substrat GaAs face arrière nécessaire dans notre phase de report.
- Elle permettra la reprise du contact n face avant du modulateur

Dés lors, la suite de la croissance épitaxiale consiste en une zone intrinsèque composée de 50 puits quantiques de GaAs d'épaisseur 105 Å insérés entre 51 barrières d'AlGaAs d'épaisseur 95 Å. L'épaisseur du puits GaAs est choisie de sorte à ce que la transition excitonique ait lieu à 850 nm (modélisation de puits quantique de 10 nm). Cet empilement de multicouches est ce que l'on peut appeler la zone active. La structure PIN est alors complètement terminée après la croissance d'une couche d'AlGaAs (2000 Å) et de la couche de contact en GaAs (cap layer d'épaisseur 2000 Å) permettant une bonne injection du courant au travers de contacts ohmiques. Dans le cas d'un modulateur en transmission sur GaAs à 850 nm, le caractère absorbant du substrat nous contraint au retrait de celui-ci et ensuite au report de la structure active du modulateur sur un substrat en Silice transparent à cette longueur d'onde. Cette étape technologique spécifique sera détaillée dans la suite du manuscrit.

A l'aide du model créé sous Mathcad, nous avons donc optimisé une structure en microcavité composée à la fois de 2 miroirs de Bragg et d'une zone de multiples puits quantiques. Les miroirs de Bragg présenteront donc une réflectivité de l'ordre de 80 % et la zone absorbante a une épaisseur d'environ 1  $\mu$ m (Figure n° 3.13). Cette réflectivité est en corrélation avec la finesse de la cavité présentant le compromis idéal bande passante optique/contraste de modulation.

Nb de couches	Rôle de la couche	Matériau	Epaisseur	Dopage	Concentration
6	Bragg 1 sup	Alo.1Gao.9As	60 nm -	- <b>- 1</b>	
6	Bragg 2 sup	AlAs	71 nm	i	
1	Contact	Alo.1Gao.9As	337 nm	<b>p</b> **	5.10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
1	Spacer	Alo.1Gao.9As	100 nm	₽p	
	Barrière	Alo.3Gao.7As	<b>8 nm</b>		
60	Puits	GaAs	<b>8 nm</b>		
60	Barrière	Alo.3Gao.7As	<b>8 nm</b>		
1	Spacer	Alo.1Ga0.9As	100 nm	Ø n	
1 *	Contact	A10.1Ga0.9As	337 nm	<b>n</b> **	5.10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
6	Bragg 2 inf	AlAs	71 nm	i	
6	Bragg 1 inf	Alo.1Gao.9As	60 nm	1	
	Couche arrêt	Gao,silno.49P	500 nm	1	社会室主
1	Tampon	GaAs	200 nm	i	
1	Substrat	GaAs	350 µm	S.I	

Figure n° 3.13 : Epitaxie du modulateur à électroabsorption en microcavité optimisée

L'équipe Epitaxie de F. Mollot effectue, sur un substrat GaAs, la croissance d'une couche de GaInP servant de couche d'arrêt de gravure chimique du substrat pour les composants à reporter sur verre. Etant donné que ce composant doit fonctionner en microcavité, nous effectuons la croissance du miroir de Bragg inférieur constitué par une alternance de couches semiconductrices AlAs / Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As. La teneur en aluminium dans cet alliage ternaire (10 %) permet d'éviter une absorption résiduelle à 850 nm dans les miroirs dégradant de façon drastique les performances du modulateur à microcavité.

La suite de la croissance consiste au dépôt d'une couche de contact dopée n+ (Si) nécessaire à la formation de contact intra-cavité. La croissance de la zone absorbante est composée de successions de puits quantiques GaAs séparés par des barrières en AlGaAs. La  $2^{eme}$  couche de contact intra-cavité est en Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As de type p+ (Be). Le miroir de Bragg supérieur vient terminer la structure épitaxiale. Nous pouvons noter que les miroirs possèdent une certaine symétrie dans leur croissance. Le retrait du substrat GaAs absorbant peut être effectué par une technique particulière consistant à l'insertion d'une couche de matériau spécifique dans l'épitaxie permettant son lift-off **[Kyono'94]**.

Le placement des contacts à l'intérieur de la cavité permet d'avoir un champ électrique uniforme dans la zone intrinsèque située entre les 2 zones de contact d'une part et évite la croissance compliquée de miroirs de Bragg dopés ; dopage nécessaire lorsque les contacts sont pris à l'extérieur de la cavité afin de limiter le champ électrique dans les miroirs. Les contacts intracavité sont le plus souvent utilisés dans la fabrication de laser à émission par la surface de type VCSEL **[Strijbos, Augustin, Hobson'01]**.



Figure n° 3.14 : Schéma de l'épitaxie du MDEA

La fabrication du composant « basique » à base de puits quantiques de 10 nm d'épaisseur ainsi que de celui en microcavité (puits quantique de 8 nm) seront présentées dans le chapitre n°4.

# Référence Bibliographique

### [Jelley'89] Well size related limitations on maximum electroabsorption in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures,

KW Jelley, RWH Engelmann, K Alavi and H Lee, Applied Physics Letters, 55 (1), 3 juillet 1989, p 70-72.

# [Hiroshima'86] Well size dependence of stark shifts for heavy-hole and light-hole levels in GaAs/AlGaAs quantum wells,

T Hiroshima and R Lang, Applied Physics Letters 49 (11), septembre 1986, p 639-641.

### [Whitehead'88] Effects of well width on the characteristics of GaAs/AlGaAs multiple quantum well electroabsorption modulators,

M Whitehead, P Stevens, A Rivers, G Parry, JS Roberts, P Mistry, M Pate and G Hill, *Applied Physics Letters, 53 (11), septembre 1988, p 956-958.* 

# [Jelley'88] Experimental determination of electroabsorption in GaAs/Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As multiple quantum well structures as function of well width,

KW Jelley, K Alavi and RWH Engelmann, *IEE Electronics Letters vol 24, no 25, décembre 1988 p 1555-1557.* 

### [Vurgaftman'01] Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys,

I Vurgaftman, JR Meyer and LR Ram-Mohan, Journal of Applied Physics, vol 89, no 11, juin 2001, p 5815-5873.

# [Adachi'85] GaAs, AlAs and $Al_xGa_{1-x}As$ : Material parameters for use in research and device applications,

S Adachi, Journal of Applied Physics 58 (3), août 1985, p R1-R29.

### [Monemar'76] Some optical properties of the Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Alloy system,

B Monemar, KK Shih and GD Pettit, Journal of Applied Physics, 47 (6), 6 juin 1976, p 2604-2613.

#### [Workman'02] Intersubband Transitions in Strained InGaAs Quantum Wells for Multi-color Infrared Detector Applications,

CL Workman, *Thèse de Doctorat, Standford University, Décembre 2002.* 

[Mathcad'97] Mathcad 7, manuel de l'utilisateur, International Thonson Publishing France, Espagne, 1997.

### [Abélès'50] Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Application aux couches minces,

F Abélès Annale de Physique, vol 5, p 596-706, 1950

### [Fritz'87] Energy levels of finite-depth quantum wells in an electric field IJ Fritz,

Journal of Applied Physics 61 (6), 15 mars 1987, p 2273-2276.

# [Lengyel'90] A semi-empirical model for electroabsorption in GaAs/AlGaAs multiple quantum well modulator structures,

G Lengyel, Kevin W Jelley, Reinhart WH Engelmann, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 26, No 2, février 1990, p 296-304.

# [Stevens'88] Computer modelling of electric field dependent absorption spectrum of MQW material,

**PJ Stevens, M Whitehead, G Parry, K Woodbridge,** *IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 24, 1988, p 2007-2016.* 

# [Guy'87] Theory of an electro-optic modulator based on quantum wells in a semiconductor etalon

DRP Guy, N Apsley, LL Taylor and SJ Bass and PC Klipstein SPIE Quantum Well znd Superlattice Physics, vol 792, 1987, p 189-196.

# [Whitehead'89c] Investigation of etalon effect in GaAs-AlGaAs multiple quantum well modulators,

M Whitehead, G Parry and P Wheatley *IEE Proceedings, vol 136, No 1, février 1989, p 52-58.* 

#### [Kuo'97] Large array of GaAs modulators and detectors flip-chip solder bonded to silicon CMOS using InGaP as the selective etch stop for GaAs substrate removal,

JM Kuo, YV Wang, KW Goosen, LMF Chirovsky, SP Hui, BT Tseng, J Walker, AL Lentine, RE Leibenguth, G Livescu, WY Jan, JE Cunningham, LA D'Asaro, A Ron, D Dahringer, D Kossives, DD Bacon, RL Morrison, RA Novotny, DB Buchholz, WE Mayo, *Journal of Cristal Growth 175/176, 1997, p 971-976.* 

# [Kyono'94] GaAs/AlGaAs multiquantum well resonant photorefractive devices fabricated using epitaxial lift-off,

CS Kyono, K Ikossi-Anastaciou, WS Rabinovich, SR Bowman, DS Katzer and AJ Tsao, *Applied Physics Letters 64 (17), 25 avril 1994, p 2244-2246.* 

#### [Creusen'99] Sealing Method of Dry-Etched AlAs/GaAs top Mirrors in Vertical Cavity Surface Emitting Lasers,

M Creusen, F de Bruyn, F Karouta, WC Van der Vleuten, TG Van der Roer, E Smalbrugge and BH van Roy,

Electrochemical and Solid-State Letters, vol 2, no 2, 1999, p 83-85.

# [Strijbos] Current crowding in oxide-confined intracavity-contacted VCSELs,

RC Strijbos, LM augustin and TG van der Roer,

# [Augustin] Processing of Intra-cavity VCSELs in Structures with Doped DBRs,

LM augustin, RC Strijbos, E Smalbrudge, K Choquette, G Verschaffelt, EJ Geluk, F Karouta and TG van der Roer,

### [Hobson'01] Small and large signal performance and gain-switching of intra-cavity contacted, shallow implant apertured VCSELs,

WS Hobson, J Lopata, LMF Chirovsky, SNG Chu, G Dang, B Lou, F Ren, M Tayahi, DC Kilper, SJ Pearton,

Solid-State Electronics, vol 45, 2001, p 1639-1644.

# Chapitre n°4 :

# *Réalisation technologique du Modulateur – Détecteur à électroabsorption*

### Introduction :

Après avoir présenté la topologie retenue pour le MDEA ainsi que la définition de sa structure épitaxiale, nous allons concentrer nos efforts sur sa réalisation technologique, en particulier en évaluant les principales difficultés technologiques. Nous présenterons ici la démarche de réflexion qui nous a amené à la détermination du procédé technologique. Nous nous sommes attachés à concevoir un procédé de fabrication fiable et reproductible afin d'être en totale adéquation avec les objectifs du projet ROSETTE : « concevoir un système de transmission mixte fibre - radio bas coût ».

Nous privilégierons la lithographie optique bien plus en adéquation avec un objectif bas coût qu'un procédé de lithographie électronique, par ailleurs non nécessaire au regard des dimensions du composant.

Notre démarche est donc la suivante :

- ✤ Mise au point du procédé de fabrication
- & Réalisation des masques nécessaires à la conception du composant
- ✤ Validation technologique de chaque étape de fabrication
- 🐇 Validation du procédé global de conception du MDEA sans cavité
- Caractérisation des premières structures
- 🜲 Fabrication du MDEA optimisé

Nous allons tout d'abord présenter la structure générale du MDEA en tentant d'évaluer les principales difficultés technologiques. Dans un second temps, nous validerons le procédé de fabrication du MDEA sur une épitaxie Conception technologique du modulateur - détecteur à électroabsorption

dépourvue de cavité (miroirs de Bragg). Enfin, nous présenterons la conception du MDEA à microcavité verticale résonante.

### IV.1 Présentation générale des dispositifs

### IV.1.1 Allure du MDEA après fabrication



# Figure n° 4.1 : Topologie du modulateur-détecteur en transmission à éclairement vertical (le composant réalisé est de géométrie circulaire)

La figure n° 4.1 rappelle la topologie générale du composant à réaliser. L'ouverture optique a un diamètre de 50  $\mu$ m.



Figure n° 4.2 : Schéma du modulateur en microcavité résonante

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'insertion de la zone active dans une cavité permet de bénéficier d'un recouvrement entre deux effets (effet excitonique et effet Fabry-Perot) favorisant alors une augmentation des performances du composant, notamment en terme de contraste. La cavité est formée par 2 miroirs de Bragg (R=0,8) composés de 6 bicouches AlGaAs/GaAs. Nous utilisons dans ce type de structure des miroirs non dopés ainsi que des contacts intra – cavité de manière à obtenir un champ électrique uniforme dans la zone absorbante non dopée. Cette technique est utilisée dans la fabrication des lasers de type VCSEL émettant à 850 nm.

L' intégration de ce composant, sur une plateforme Silicium, par une technique de type Flip-Chip est prévue et sera réalisée par la société INTEXYS basée à Grenoble. Une collaboration entre l'IEMN et cette entreprise a donc été menée afin, notamment, d'inclure les impératifs nécessaires à la mise en place de cette technologie. Cependant, la majeure partie des modulateurs en cavité sera reportée sur un substrat transparent en Silice.

# IV.1.2 Présentation générale du procédé technologique de fabrication du composant et évaluation des principales difficultés technologiques

Nous allons définir dans ce paragraphe les principales étapes technologiques nécessaires à la réalisation du MDEA avant de rentrer plus précisément dans chacune d'entre elles.



Figure n° 4.3 : Présentation du processus de fabrication du MDEA

🐇 Dépôt du contact p

Il est nécessaire de définir des électrodes afin de polariser la jonction P.I.N et nous réalisons cette première étape technologique par dépôt d'un contact ohmique séquentiel Platine / Titane / Platine / Or / Titane.

🔸 Gravure du mesa d'isolation électrique

Le contact p étant maintenant réalisé, nous effectuons une gravure des couches p et i autoalignée sur l'électrode p afin de définir une isolation électrique des composants.

### ✤ Planarisation

Nous réalisons ensuite une étape de planarisation, par un matériau diélectrique, nécessaire à la reprise du contact p. La hauteur théorique du mesa d'isolation étant de l'ordre de 1.5  $\mu$ m, il a fallu trouver un matériau isolant capable de se déposer uniformément sur toute la plaque; le BCB a été retenu.

### 🐇 Reprise du contact p

L'étape de planarisation effectuée, il convient de réaliser le plot de connexion sur le matériau diélectrique. Le plot d'épaississement est réalisé à l'aide d'un dépôt Titane / Or. ✤ Ouverture de la fenêtre optique face avant

La couche superficielle de GaAs permet de réaliser un contact ohmique de type p à faible résistivité. Cependant, le GaAs étant absorbant à 850 nm il est nécessaire de dégager la fenêtre optique.

🕹 Dépôt contact n

Le comportement électrique du composant est finalisé par le dépôt de l'électrode sur la couche n. Initialement (cas d'une ouverture optique dans le substrat), nous avions envisagé un contact sur la face arrière du MDEA : le report sur substrat hôte en silice nous oblige à déposer l'ensemble des contacts sur la face avant du MDEA. Le masque de l'électrode n n'ayant pas été prévu, nous effectuerons une simple translation du masque de l'électrode p pour réaliser le contact n, sa position quant au mésa n'ayant qu'une très faible incidence sur le comportement du composant.

✤ Report de la structure active sur substrat en silice

D'un point de vue électrique, le MDEA est, avant cette étape, terminé. Il sera même possible, comme nous le verrons par la suite, d'évaluer son comportement comme détecteur en polarisant la jonction en inverse et en récoltant le photocourant généré. Cependant, il ne sera pas possible de récupérer le signal optique transmis au travers de celui-ci sans effectuer au préalable un report de la structure active sur un **substrat transparent en silice réalisé grâce à de la colle époxy réticulable aux rayons Ultra Violets**. Le MDEA sera à la fin de cette étape terminé d'un point de vue optique et électrique.

Dans le procédé de fabrication ci-dessus, les principales difficultés technologiques résident dans l'étape de planarisation BCB d'une part et dans le report sur silice d'autre part ; cette dernière étape représentait l'optimisation d'un produit inconnu dans notre laboratoire et nécessitait la mise en place d'un procédé de fabrication complet en adéquation avec les ressources technologiques de l'IEMN.

# IV.2 Conception du MDEA sans cavité – validation du procédé technologique de réalisation

### IV.2.1 Epitaxie

L'épitaxie est rappelée dans la figure 4.4. Sa définition a fait l'objet des modélisations présentées en chapitre 3.

Matériau	Rôle	Туре	Dopage (cm-3)	Nombre	Epaisseur
GaAs	Couche de contact p	p** (Be)	5.1019	1	2000 Å
Alex Generates	in the second second		0.00		A PLOTE A PL
Al <sub>0.32</sub> Ga <sub>0.68</sub> As	Barrière	n.i.d		1	95 Á
GaAs	Puits	n,i.d		50	105 Á
Al <sub>0.32</sub> Ga <sub>0.68</sub> As	Barrière	n.i.d		50	95 Á
Ga <sub>0.51</sub> In <sub>0.49</sub> P	Couche d'interruption de gravure – couche de contact n	n* (Si)	10 <sup>18</sup>	I	5000 Å
GaAs	Tampon	* n* (Si)	2.1018	犯武士	2000 Á
GaAs	Substrat	n* (Si)			350 µm

Figure n° 4.4 : Epitaxie du modulateur – détecteur « basique »

### IV.2.2 Réalisation des masques

La fabrication du composant peut être décomposée en deux phases principales:

- 🐇 Une technologie Face avant
- ✤ Une technologie Face arrière

La technologie face avant est constituée, comme il est décrit dans la figure n° 4.3, de six étapes principales et nous allons décrire les niveaux de masques correspondants. En ce qui concerne la technologie face arrière, le report sur un substrat de silice ne requiert pas de masques.

Les composants seront groupés dans une cellule élémentaire de 18 ( $3 \times 6$ ) qui seront complètement différents au niveau de leurs dimensions. Nous faisons varier sur une ligne (6 colonnes) la dimension de la fenêtre optique (de 50 à 100 µm par pas de 10 µm) de manière à chiffrer, lors de nos caractérisations, l'évolution de la capacité C en fonction du diamètre du mesa et sur une colonne (3 lignes) la largeur de la couronne de contact (5, 8 et 10 µm). Ceci permettra de trouver un compromis entre la dimension du

mesa et celle de la fenêtre optique face avant, fenêtre devant être compatible avec le diamètre de cœur d'une fibre multimode (50  $\mu$ m).

Six étapes seront nécessaires à la technologie face avant du MDEA. Cependant, cinq niveaux de masques seront décrits ici car le dépôt de l'électrode n sur la face avant sera tout simplement une translation du masque de reprise du contact p pour les raisons invoquées précédemment.

### IV.2.2.1 Dépôt de l'électrode p annulaire

Nous voyons sur la figure n° 4.5 les dix huit composants de la cellule élémentaire dont le diamètre de la fenêtre optique ainsi que la dimension de la couronne varient. La discontinuité présente dans la couronne est réalisée de manière à ce que le dépôt du contact p par la technique de « Lift-off » se réalise sans problèmes en favorisant la pénétration du solvant utilisé pour le Lift-off à l'intérieur de la couronne métallique : la présence d'une épaisseur importante de métal (épaisseur tout au moins suffisante pour que le rayonnement optique ne puisse être transmis au travers de la structure et serait donc réfléchi) dans la fenêtre optique, rendrait les composants inutilisables dès leur premier niveau de fabrication.



Figure n° 4.5 : Masque de dépôt du contact p annulaire face avant : a- Vue d'ensemble d'une cellule b- Détail d'un composant

Nous avons placé volontairement sur ce premier niveau de masque les repères de sciage permettant d'isoler chaque puce, les marques d'alignement (figure n° 4.6) nécessaire à la superposition de tous les masques et des motifs de tests. De plus, des échelles de résistances permettant de tester les résistances de contact de l'électrode p sont insérées sur ce premier masque.



Figure n° 4.6 : Marques d'alignement du premier niveau

### IV.2.2.2 Gravure du mesa d'isolation électrique

Un masque protégeant la fenêtre optique est nécessaire à la réalisation du mesa d'isolation. La superposition des 2 masques est réalisée à l'aide des marques d'alignement déposées au 1<sup>er</sup> niveau.



Figure n° 4.7 : Masque de gravure du mesa d'isolation électrique

### IV.2.2.3 Reprise des contacts p

Après l'étape de planarisation de l'isolant, nous effectuons une reprise du contact p permettant de contacter le composant final à l'aide d'un fil d'or soudé par thermocompression.



Figure n° 4.8 : Masque de reprise des contacts p

IV.2.2.4 Ouverture de la fenêtre optique face avant

L'absorption à 850 nm du GaAs nous oblige à le retirer à l'intérieur de la fenêtre optique.



Figure n° 4.9 : Masque de l'ouverture de la fenêtre optique face avant (sans le masque du mesa et avec)

### IV.2.2.5 Dépôt de l'électrode n

L'étape finale de la technologie face avant du MDEA est le dépôt de l'électrode n. Cette étape étant prévue initialement sur la face arrière du composant, nous n'avions pas dessiné le masque adéquat et une simple translation du masque de reprise de contact d'électrode p sera donc réalisée. Le procédé de report sur silice de la face arrière des MDEA ne nécessite aucun masque. Une fois le MDEA reporté sur silice, la dernière étape consiste à isoler les composants et nous effectuons une découpe des puces (700  $\mu$ m × 700  $\mu$ m) à l'aide d'une scie à disque diamanté.

Il sera nécessaire de prévoir un boîtier « particulier » car il est faudra aligner une fibre multimode de chaque côté du modulateur fonctionnant en transmission. L'onde optique incidente est dans notre cas perpendiculaire au plan des couches épitaxiales et cette mise en boîtier (aspect « packaging » du MDEA) sera présentée à la fin de cette partie.

### IV.2.3 Réalisation technologique du composant

### IV.2.3.1 Description du procédé face avant étape par étape

### a) Dépôt de l'électrode annulaire de type p

Le dépôt de ce contact ohmique séquentiel sur la couche de contact de GaAs se fait par une technique de Lift Off décrite dans la figure n° 4.10. Elle consiste à l'enduction d'une (ou de plusieurs) résine(s) photosensible(s) aux rayonnements ultra-violets et à l'insolation de cette(ces) même(s) résine(s) au travers du masque présenté précédemment. La révélation de cette résine permet d'ouvrir des motifs qui seront remplis par l'évaporation de la séquence métallique formant le contact ohmique. Une fois la métallisation effectuée, nous plongeons la plaque dans un bécher contenant le solvant de la résine utilisée afin d'effectuer le retrait du métal en excès.



Enduction d'un bi-couche

Exposition sous UV 400

Révélation

Evaporation de la séquence métallique Lift Off de la résine

Figure n° 4.10 : Dépôt de l'électrode p par « Lift Off »

### ✤ Enduction du bi-couche LOR10 / S1805

Les paramètres utilisés lors de l'enduction sur une tournet te GYRSET TP 6000 sont résumés dans le tableau n° 4.1 :

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
LOR 10A	Capot fermé : v = 2500 rpm a = 3000 rpm/s temps = 10 s Capot ouvert : v = 1000 rpm a = 1000 rpm/s temps = 8 s	- Recuit sur plaque à 150°C pendant 4 mn - Laisser refroidir 10 mn à température ambiante	1.3 µm
S1805	<u>Capot fermé :</u> v = 3700 rpm a = 2000 rpm/s temps = 10 s	Recuit sur plaque à 110°C pendant 1 mn	

Tableau n° 4.1 : Procédé Bi-couche LOR10A / S1805

Le fait de tourner à capot ouvert lors de l'enduction de la LOR 10 permet d'avoir une meilleure uniformité sur la hauteur de résine déposée.

Insolation des motifs et révélation

Un aligneur optique MA6/BA6 est utilisé pour insoler l'échantillon résiné. Il est possible d'effectuer l'insolation en mode contact ou en mode proximité selon les applications désirées. Nous résumons l'ensemble des paramètres dans le tableau n° 4.2:

	UV utilisé	Intensité du faisceau	Mode d'insolation
Bi couche LOR 10 / S1805	UV 400 nm	7.4 mW/cm2	1.3 s en Hard contact

### Tableau n° 4.2 : Insolation du bi-couche optique

Un recuit sur plaque à 120°C pendant 1 mn permet de durcir la résine après exposition. Nous révélons la résine insolée dans le développeur MF 319 pendant 2 mn 45 s sans trop d'agitation (agiter sur la fin du développement)

et rinçons pendant 30 s dans de l'eau désionisée. Plusieurs effets se combinent lors la révélation de ce bi-couche optique. En effet, la LOR10 n'est pas une résine photosensible comme la plupart des résines optiques. Lors de l'insolation, la résine S1805 est sensibilisée par le rayonnement ultra-violet : c'est une résine photosensible positive ce qui signifie que la partie insolée disparaît lors de la révélation dans le MF 319. Ce révélateur a la propriété donc de développer la S1805 tout en dissolvant et en sous-gravant chimiquement la LOR10, ce qui a pour effet de provoquer l'apparition d'une « casquette ». La vitesse de sous gravure de la LOR10 dépend de la température du 1<sup>er</sup> recuit comme l'atteste le tableau n° 4.3 :

Température de recuit	Vitesse de sous gravure
170°C	42 Å/s
150°C	83 Å/s

Tableau n° 4.3 : Température de recuit de la LOR 10A

Un contrôle de l'épaisseur de résine déposée (profilomètre) et de la présence de cette casquette (microscope optique) est nécessaire avant tout dépôt de métallisation.

🖶 Evaporation de la séquence du contact ohmique de type p

Un plasma  $O_2$  léger permettant une meilleure accroche de l'électrode métallique sur le semiconducteur est réalisé avant l'évaporation du contact séquentiel Pt / Ti / Pt / Au / Ti (100 Å / 400 Å / 100 Å / 4000 Å / 200 Å) de type p **[Baca'97]**. L'ohmicité du contact est assurée par la première couche de platine déposée sur le GaAs. La couche de titane, la couche de platine et celle d'or servent respectivement de couche d'accroche, de barrière de diffusion et d'épaississement du contact. Une couche de 200 Å de titane est déposée à la fin de cette séquence afin de protéger le contact lors de la gravure autoalignée du mesa de définition de la zone active.

🗼 Lift Off

Le retrait du métal en excès est réalisé en plongeant la plaque dans une solution contenant le solvant de la ou les résine(s) utilisées. Dans notre cas, le solvant utilisé pour le lift off et le « remover PG » et une immersion de notre échantillon dans cette solution chauffée à 60 °C pendant 45 minutes permet de retirer le métal excédentaire par désagrégation de son film support (LOR10). Nous rinçons ensuite dans un bain d'alcool isopropylique pendant 30 secondes afin d'éliminer les éventuels redépôts de métallisations (figure n° 4.11). Une mesure de la hauteur du contact au profilomètre permet de contrôler l'épaisseur de métal déposé.





Figure n° 4.11 : Dépôt du contact p

Cependant, il est nécessaire d'effectuer un recuit rapide pendant 40s à 395°C afin de rendre le contact séquentiel parfaitement ohmique. La mesure des résistances de contact permet de vérifier l'ohmicité du contact (figure n° 4.12).



Figure n° 4.12 : Graphique I(V) du contact p déposé

Sans rentrer dans le calcul de la résistance de contact, nous précisons que l'on obtient une Rc = 6  $\Omega$  et donc une résistivité de l'ordre de 10<sup>-6</sup>  $\Omega$ .cm<sup>2</sup>.

### b) Gravure Ionique Réactive du Mesa d'isolation circulaire

Cette étape de gravure est réalisée afin de déterminer géométriquement la zone active du composant d'un point de vue électrique.

Cependant, il convient de protéger la fenêtre optique du MDEA avant d'effectuer cette gravure sèche.

🐇 Dépôt d'un masque de résine

Un masque de résine est déposé par enduction à l'aide d'une tournette avec les paramètres résumés dans le tableau n° 4.4. Ce masque protège la fenêtre optique de notre composant et son épaisseur doit être suffisante pour résister durant toute la durée de la gravure plasma. La connaissance des vitesses de gravure de la résine et du semiconducteur nous permet de déduire l'épaisseur minimale de résine à déposer.

Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
<u>Capot fermé :</u>		
v = 3000 rpm	- Recuit sur plaque à	1 7
a = 2000 rpm/s	110°C pendant 1 mn	1.7 µm
temps = 8 s		
	Enduction <u>Capot fermé :</u> v = 3000 rpm a = 2000 rpm/s temps = 8 s	EnductionRecuitCapot fermé :v = 3000 rpm- Recuit sur plaque àa = 2000 rpm/s110°C pendant 1 mntemps = 8 s

Tableau n° 4.4 : Procédé AZ1518

Nous effectuons un pré-recuit à 110°C sur plaque chauffante pendant 1mn avant l'insolation. Celle-ci, de 1.6 s en mode « hard contact », est suivie d'un développement de 15 s dans du MIF 726 (rinçage : 15s dans l'eau désionisée). Nous effectuons ensuite un recuit (120 °C) de 20 mn en étuve permettant de durcir la résine et donc de la rendre plus résistante à la gravure sèche du mesa d'isolation.

### 🖶 Gravure du mesa d'isolation

Nous avons opté pour une gravure ionique réactive de la couche GaAs supérieure, de la couche d'AlGaAs et des MQW par voie chlorée. En effet, un mélange gazeux à base de tétrachlorure de silicium (SiCl<sub>4</sub>) et d'argon (Ar) permet de graver les alliages de matériaux à base d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As avec tout de fois des vitesses de gravure relativement différentes **[Hamelin'95].** Les paramètres utilisés pour cette étape de gravure sont détaillés dans le tableau n° 4.5. Ils ne nécessitent pas d'optimisation particulière car ce mélange SiCl<sub>4</sub>

/ Ar est connu depuis plusieurs années dans notre Institut et la seule difficulté réside dans la détection de la fin de gravure. Cependant, un contrôle interféromètrique (basé sur un laser émettant à 905 nm et un PC équipé d'un logiciel d'acquisition de courbes), placé sur le bâti de gravure Plasmalab 80 OXFORD, permet de suivre l'évolution en temps réel de la gravure des couches de semiconducteur et donc de contrôler de façon précise la fin de la gravure.

Gaz utilisés	Débit (sccm)	Puissance (Watt)	Pression (mtorr)
SiCl <sub>4</sub>	5		
A	25	- 100	50
Ar	25		

### Tableau n° 4.5 : Plasma SiCl<sub>4</sub>/Ar

Il est nécessaire, avant toute gravure ionique réactive, de placer l'échantillon à graver dans l'enceinte et d'appliquer une pression de base suffisamment basse afin d'assurer une propreté adéquate du milieu de gravure. La gravure s'effectue par cycles de quinze minutes alternés avec des plasmas d'oxygène de deux minutes nécessaires à l'évacuation d'une part des espèces gravées mais d'autre part des polymères formés par la gravure de la résine de protection provoquant un phénomène de micro - masquage.





Figure n° 4.13 : Gravure du mesa de zone active (couche de contact GaAs, zone d'AlGaAs de type p et zone intrinsèque de multiples puits quantiques GaAs/AlGaAs) Le suivi interférométrique de la gravure nous permet de discerner les interfaces entre les différents matériaux et notamment entre les composés GaAlAs et le GaInP constituant la couche de type n. Lorsque la gravure est terminée, il est nécessaire de retirer la résine de protection (non gravée!) par une immersion de la plaque dans de l'acétone chauffée ou par un plasma d'oxygène (tableau n° 4.6).

Gaz utilisés	Débit (sccm)	Puissance (Watt)	Pression (mtorr)
O <sub>2</sub>	40	100	20

### Tableau n° 4.6 : Propriétés du plasma O<sub>2</sub>

### c) Reprise de contact p par plot d'épaississement sur pont d'isolation BCB

Les propriétés du matériau utilisé doivent permettre une planarisation relativement homogène de celui-ci de sorte à placer la reprise de contact à la même hauteur (ou presque à quelques centaines de nanomètres prés !!) que l'électrode p et donc limiter la capacité formée par cette reprise de contact métallique avec la surface en regard de la couche n+ (et donc séparées par un matériau diélectrique). En effet, au plus la distance entre la reprise du contact p et la zone en regard sur la couche n est importante et au plus nous allons limiter l'effet de la capacité parasite de contact ( $C = \frac{\varepsilon S}{e}$  où e représente

l'épaisseur de matériau diélectrique) sur la fréquence de coupure de nos MDEA.

Nous utilisons un matériau appelé le bisbenzocyclobutene plus communément appelé BCB. Il permet de déposer par enduction une hauteur conséquente de matériau (# 10µm) tout en étant, après un recuit approprié dans un four tubulaire, d'une résistance mécanique relativement importante. D'autres techniques consistant aux dépôts de plusieurs couches de silice [Blary'03] ou l'utilisation de polymide pourraient permettre la reprise de contact sur une couche d'isolation.

Cette reprise de contact se déroule en plusieurs étapes :

- Dépôt du BCB par enduction
- Recuit de polymérisation du BCB dans un four tubulaire
- Planarisation du BCB par Gravure Ionique Réactive à l'aide d'un plasma fluoré
- Formation du plot d'épaississement Ti / Au par lift off

Nous allons maintenant détailler plus précisément le procédé de reprise de contact sur le pont d'isolation en BCB.

✤ Dépôt du diélectrique BCB 4026-46

Il est nécessaire de déposer un promoteur d'adhérence nommé AP 3000 favorisant l'accrochage du BCB sur la surface du semiconducteur. Le dépôt du BCB s'effectue ensuite en deux étapes consistant en un pré-dépôt de BCB à vitesse et accélération de tournette relativement faibles. Nous augmentons ensuite l'accélération et la vitesse d'enduction afin d'assurer une bonne uniformité et une hauteur conséquente de matériau. Les paramètres d'enduction sont résumés dans le tableau n° 4.7.

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique	
AP3000	<u>Capot ouvert :</u> v = 500 rpm a = 500 rpm/s temps = 30 s		_	
711 0000	<u>Capot ouvert :</u> v = 1500 rpm a = 1500 rpm/s temps = 30 s			
DOD	<u>Capot ouvert :</u> v = 500 rpm a = 500 rpm/s temps = 30 s	Recuit en étuve à	10	
ВСВ	<b>Capot ouvert :</b> v = 2500 rpm a = 1500 rpm/s temps = 30 s	75°C pendant 20 mn	<b>10 μm</b>	

Tableau n° 4.7 : Procédé de dépôt du BCB

Un pré-recuit avant insolation est réalisé en étuve à 75°C pendant 20 minutes. Le BCB 4026-46 **[Cyclotene BCB***a***, Cyclotene BCB***b***]** fait partie de la série 4000 photosensible et nous effectuons une exposition pleine plaque de nos échantillons recouverts de BCB et une énergie d'exposition de 600 millijoules est nécessaire pour ce type de produit. Le temps d'exposition du matériau diélectrique est fonction de la puissance de la lampe UV, puissance fluctuant au cours du temps.

Un recuit est nécessaire à la polymérisation du BCB 4026-46, il est effectué dans un four tubulaire sous balayage d'azote (10 litres/minute). Le déroulement du recuit s'effectue par paliers (figure n° 4.14).



Figure n° 4.14 : Température de recuit du BCB en fonction du temps

A la fin du 3<sup>ème</sup> palier (225 mn), nous laissons la température du four baisser par inertie thermique. Nous sortons l'échantillon du four tubulaire lorsque la température est inférieure à 150 °C.

Nous pouvons constater la polymérisation du BCB sur la figure n° 4.15 représentative d'une photographie prise au microscope optique des échelles de résistances recouvertes de BCB polymérisé. La hauteur du BCB déposée étant largement supérieure à la hauteur du mesa de zone active, il convient de "raser" le polymère superflu par gravure ionique réactive (plasma fluoré).



Figure n° 4.15 : Planarisation par BCB

↓ Planarisation du BCB par gravure RIE  $O_2$  /  $CF_4$ :

Afin de ramener la hauteur du film de BCB à celle du mesa du composant, une gravure ionique réactive pleine plaque à base d'un mélange d'oxygène (O<sub>2</sub>) et de Tétrafluorométhane (CF<sub>4</sub>) est effectuée (tableau n° 4.8). Le contrôle interféromètrique mis en place sur le bâti de gravure utilisé, le microscope optique et le profilomètre permettent de suivre cette étape. Cependant, l'inhomogénéité de gravure du BCB provoque un gradient concentrique d'épaisseur de celui-ci : il sera beaucoup plus gravé sur le bord de la plaque qu'au centre. Nous tentons d'homogénéiser les lignes de champ électrique du plasma  $O_2/CF_4$  en plaçant sous notre échantillon un substrat silicium dopé.

Gaz utilisés	Débit (sccm)	Puissance (Watt)	Pression (mtorr)
O <sub>2</sub>	50	200	
CF4	50	200	200

Tableau n° 4.8 : Plasma de planarisation du BCB

La gravure se fait en plusieurs étapes de sorte à maîtriser la planarisation finale du BCB afin de limiter le dénivelé entre la hauteur du mesa de zone active et celle du BCB (figure 4.16). Nous pouvons noter que cette étape n'est pas si évidente que cela car elle nécessite un suivi pas à pas de l'épaisseur de BCB gravée, tout dépassement important imposant de recommencer complètement le processus de planarisation.



Figure n° 4.16 : Planarisation du BCB par Gravure Ionique Réactive

### Lépôt du plot d'épaississement sur pont d'isolation BCB

La planarisation du BCB étant effectuée, il convient de déposer le plot d'épaississement Ti/Au à l'aide d'un procédé optique tri-couche. Le procédé tri-couche permet d'assurer la présence d'une casquette à une hauteur telle que le lift-off se passe sans trop de problèmes : en effet, le gradient d'épaisseur provoqué par la gravure ionique réactive du pont d'isolation pourrait entraîner une reprise de contact délicate dans le sens où le solvant de la LOR10 ne pourrait accéder à la résine du fait de la présence de métal.

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
100 104	<u>Capot fermé :</u> v = 2500 rpm a = 3000 rpm/s temps = 10 s	- Recuit sur plaque à 150°C pendant 4 mn	
LOR 10A	<u>Capot ouvert :</u> v = 1000 rpm a = 1000 rpm/s temps = 8 s	- Laisser refroidir 10 mn à température ambiante	
LOD 104	<u>Capot fermé :</u> v = 2500 rpm a = 3000 rpm/s temps = 10 s	- Recuit sur plaque à 150°C pendant 4 mn	
LOR IOA	<u>Capot ouvert :</u> v = 1000 rpm a = 1000 rpm/s temps = 8 s	- Laisser refroidir 10 mn à température ambiante	
S 1818	<u>Capot fermé :</u> v = 3500 rpm a = 3000 rpm/s temps = 12 s	- Recuit sur plaque à 110°C pendant 1 mn	

Tableau n° 4.9 : Procédé tri - couche optique LOR10 / LOR10 / S1818

Une insolation pendant 2 secondes en mode "hard contact" permet de sensibiliser la résine. Un recuit sur plaque à 120°C pendant 2 mn permet ensuite de la durcir. Les motifs sont développés à l'aide du MF 319 pendant 4 mn sans trop d'agitation, un rinçage à l'eau désionisée pendant 30 s parfait l'opération. Le contrôle au microscope optique de la présence de la

casquette est nécessaire avant le dépôt de la métallisation. Une évaporation de la séquence Ti/Au (500 Å / 4000 Å) est faite sur plaque inclinée d'un angle de 40° afin de favoriser la présence de métal sur l'éventuel dénivelé existant entre le contact P et le haut du film de BCB.

Le lift-off s'effectue dans le Remover PG chauffé à  $60^{\circ}$ C pendant 45 mn; il est suivi d'un rinçage à l'alcool (figure n° 4.17).





Figure n° 4.17 : Dépôt du plot d'épaississement sur film en BCB

### d) Ouverture de la fenêtre optique face avant par gravure chimique

Nous décidons d'ouvrir la fenêtre optique par gravure humide car une gravure sèche pourrait provoquer une rugosité d'état de surface et donc une augmentation importante des pertes d'insertion du MDEA. Une attaque chimique relativement lente serait dans notre cas appréciable pour le contrôle de gravure : en effet, la couche GaAs supérieure ayant une épaisseur de 2000 Å, une attaque rapide ne serait pas contrôlable.

Une solution d'attaque gravant la couche de GaAs et s'arrêtant sélectivement sur une couche d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As est requise **[Hue'00]**. Nous utilisons un masque de protection en résine afin de ne graver que la couche de GaAs présente dans la fenêtre optique.

✤ Dépôt d'un masque de résine optique pour protection face avant

Avant de réaliser la gravure chimique, nous déposons préalablement un masque de protection en résine dont les paramètres de dépôt sont résumés dans le tableau n° 4.10.

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
S1818	<u>Capot fermé :</u> v = 2500 rpm a = 3000 rpm/s temps = 12 s	- Recuit sur plaque à 110°C pendant 1 mn	1.52 μm

Tableau n° 4.10 : Paramètres de dépôts de la résine S1818

Nous insolons la résine pendant 4 secondes en mode Hard Contact (UV 400 nm) au travers du masque approprié. La révélation des motifs se fait par immersion de l'échantillon dans le développeur MF 319 pendant 50 secondes suivi d'un rinçage dans de l'eau désionisée pendant 15 secondes. La résine est durcie en effectuant un recuit à 120°C pendant 20 minutes dans une étuve.

Gravure chimique de la couche supérieure de contact GaAs absorbante

Le masque en résine étant déposé, nous effectuons la gravure de la couche de 2000 Å de GaAs absorbant. Une vitesse de gravure lente couplée à l'utilisation du profilomètre permet un bon contrôle de la profondeur de gravure. La gravure se fera en plusieurs fois de sorte à maîtriser la fin d'attaque.

La sélectivité de gravure sur la couche d'AlGaAs se fait par le contrôle du pH et de la température de la solution. Celle-ci est composée d'un mélange d'acide citrique, de peroxyde d'hydrogène et d'eau désionisée ( $C_6H_8O_7$  /  $H_2O_2$  /  $H_2O$ ) et une sélectivité de 200 peut être obtenue.

Un étalonnage du pH-mètre est effectué en tamponnant l'électrode de référence dans 2 solutions de pH entourant le pH désiré. Une étude effectuée dans notre Institut par M. Xavier Hue a montré qu'une solution de pH égal à 6.2 peut être utilisé pour la gravure de la couche de GaAs supérieure sélectivement par rapport à la couche d'AlGaAs. Nous effectuons notre gravure à température ambiante même si une température proche de 0°C obtenue à l'aide d'un bain thermostaté augmenterait la sélectivité.

Nous dissolvons tout d'abord une masse de 15.1 g d'acide citrique dans 1 litre d'eau. A l'issue de cette dilution, nous obtenons une solution de base possédant un pH de l'ordre de 2 à 3 dont on prélève 200 mL. A l'aide d'une pipette de 1 mL, nous prélevons une quantité de NH<sub>4</sub>OH d'environ 2 à 2,5 mL pour 200 mL d'acide citrique permettant par la suite de fixer le pH à 5 : afin de bien contrôler l'évolution du pH, il est nécessaire de verser doucement l'ammoniaque dans la solution d'acide citrique.

Nous ajoutons ensuite à cette solution 4 mL de peroxyde d'hydrogène  $H_2O_2$ . L'échantillon est alors plongé dans la solution pendant le temps nécessaire à la gravure et nous obtenons une vitesse de gravure de 1000 Å/mn pour le GaAs et de 6 Å/mn pour l'AlGaAs (figure n° 4.18).



Figure n° 4.18 : Schéma représentatif de la gravure chimique utilisée pour la couche de GaAs

Le masque utilisé est un masque de résine S1818 (1.5  $\mu$ m) qui n'est pas désagrégé par le mélange chimique pendant la gravure de la couche de GaAs.

Un contrôle au microscope optique et une mesure au profilomètre permettent de voir si la couche de GaAs est bien gravée. Nous avons aussi constaté que la gravure ne dégradait pas la valeur du pH de la solution

A l'issue de la gravure chimique, nous effectuons le retrait de la résine de même que le BCB en excès en faisant une gravure sèche auto alignée sur le plot de reprise de contact (figure n° 4.19). Le plasma utilisé pour réaliser cette opération est celui de la planarisation du diélectrique (plasma  $O_2$  / CF<sub>4</sub>, tableau n° 4.8).





### Figure n° 4.19 : Ouverture de la fenêtre optique et gravure autoalignée du BCB sur le plot d'épaississement

### <u>e) Reprise du contact n face avant</u>

Notre première idée avait été de réaliser le contact N face arrière et une fenêtre optique dans le substrat. Le processus d'ouverture de fenêtre optique sur la face arrière du substrat étant relativement complexe (ouverture circulaire sur une profondeur de 120 à 350  $\mu$ m, fond de gravure non rugueux,...), nous nous sommes alors dirigés vers un retrait total du substrat et un report de la structure active sur un substrat transparent. Cette opération de report nous oblige donc à placer nos deux contacts sur la face avant du composant. L'électrode n sera donc déposée sur la couche de GaInP dopé n+.

Le masque de cette électrode n'ayant donc pas été prévu, nous utilisons le masque de l'électrode p que nous translatons afin de déposer la séquence métallique de l'électrode n sur la couche de GaInP.

Le procédé de réalisation de ce contact reste dans son principe le même que celui utilisé lors du dépôt de l'électrode p (lift-off). La seule différence réside dans l'utilisation d'un dépôt composé de trois épaisseurs de résine (tricouche optique) car il faut une épaisseur de résine suffisante permettant à la fois de protéger l'ensemble des composants d'un éventuel dépôt de métal dans la fenêtre optique et de réaliser l'opération de lift-off à l'aide d'un profil en casquette.

Les paramètres du procédé tri couche optique sont détaillés dans le tableau n° 4.9 et la séquence métallique à déposer est présentée ci-dessous :

Ni / Ge / Au / Ti / Au (150 Å / 195 Å / 390 Å / 500 Å / 2000 Å)



Figure n° 4.20 : Dépôt du contact n sur la face avant du modulateur

Cette étape constituait la dernière étape du procédé de fabrication du composant. D'un point de vu électrique, le modulateur est en réalité terminé et nous pouvons dès à présent tester l'allure de la diode P-I(MQW)-N sous pointes afin de relever les courbes I(V) en inverse (figure n° 4.21).



Figure n° 4.21 : Courbes I(V) en inverse de la jonction PIN avant le report sur verre

Nous constatons d'après les résultats obtenus sur ces courbes I(V) que la jonction PIN a un très bon comportement en inverse (pas de claquage jusque 15 volts).

Etant donné l'utilisation de cette structure en transmission à 850 nm et le caractère absorbant du substrat GaAs, il est nécessaire d'ouvrir une fenêtre optique afin de récupérer le faisceau optique transmis. En premier lieu, nous avions décidé de réaliser des via-holes au travers de ce substrat mais nous nous sommes heurtés à la difficulté de réaliser la gravure d'une fenêtre optique circulaire sur une profondeur de 200  $\mu$ m à 350  $\mu$ m (selon l'amincissement désiré !), en s'arrêtant de façon précise sur la couche de GaInP. Nous désirions éviter toute rugosité de surface importante néfaste au comportement optique du composant (« gravure sèche profonde ») ou toute déformation de la fenêtre optique circulaire due à une inhomogénéité de gravure humide profonde (sélectivité de la gravure chimique par rapport aux différents plans cristallins). **C'est pourquoi nous avons opté pour un retrait total du substrat GaAs et donc un report de la structure active du MDEA sur un substrat transparent en Silice**. Cette étape est de loin la plus fastidieuse et nous la détaillerons dans la suite de ce manuscrit.

Le modulateur sera totalement terminé dès son report sur un substrat en silice car il sera caractérisable d'un point de vue optique (absorption du substrat en silice inexistante à 850 nm).

# IV.2.3.2 Procédé de report de la structure active du modulateur sur un substrat en silice

Nous décrivons ici le procédé mis au point pour reporter le modulateur sur un substrat transparent.

### a) Retrait du substrat absorbant GaAs

Nous combinons dans cette étape deux effets permettant le retrait du substrat GaAs :

- Un amincissement mécano chimique réalise une gravure de l'ordre de 250 μm de façon relativement homogène. Nous obtenons à l'issue de cette étape un substrat de semiconducteur d'épaisseur inférieure à la centaine de micromètres.
- Une gravure chimique rapide, sélective sur la couche GaInP, permet le retrait du GaAs restant.

L'étape d'amincissement requiert le dépôt d'une résine de protection de la face avant. En effet, l'amincissement est réalisé lorsque la plaque processée est collée avec de la cire sur un support et cela nécessite une protection de la jonction PIN. Les paramètres d'enduction de la résine sont résumés dans le tableau n° 4.11.

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
AZ4562	<u>Capot fermé :</u> v = 2900 rpm a = 4000 rpm/s temps = 40 s	- Recuit sur plaque à 110°C pendant 3 mn	5 µm

Tableau n° 4.11 : Paramètres de dépôt de la résine AZ4562

Nous effectuons le collage de l'échantillon, face avant vers le bas, sur un support en verre nécessaire à la machine d'amincissement à l'aide de la cire OCON 195 chauffée à 75°C. Cette opération de collage est effectuée sous pression de l'ensemble dans une colleuse de sorte à avoir un film de cire uniforme de quelques micromètres permettant d'obtenir une bonne planéité du collage de l'échantillon sur le support.

L'amincissement se fait à l'aide d'une poudre d'alumine de granulométrie variable (3 à 15 µm) dissoute dans de l'eau désionisée et l'action de rodage mécanique permet d'obtenir un échantillon d'épaisseur inférieure à 100 µm collé sur un support permettant une manipulation facile. Cette épaisseur est obtenue tout d'abord en utilisant une solution à forte granulomètrie (15µm) permettant l'obtention d'une vitesse d'érosion rapide jusqu'à une épaisseur d'environ 150 µm. Nous utilisons par la suite une solution de grain 3 µm (vitesse de gravure moins importante) afin d'obtenir un amincissement relativement uniforme et sans d'éventuelles fissures de notre plaque. L'étape de polissage mécano-chimique ultime est réalisée grâce à une solution d'hypochlorite de soude (eau de javel). Un suivi et un rinçage abondant à la fin de ce polissage sont nécessaires pour éviter l'effet « peau d'orange ». Bien que pour notre procédé, cet effet "peau d'orange" ne soit que fort peu dérangeant (puisque l'on continue ensuite à graver sélectivement le GaAs), cette étape de polissage permet de relâcher les contraintes amenées dans l'échantillon lors de l'amincissement mécanique. Des épaisseurs de l'ordre de 50 µm à 60 µm sont obtenues avec de bons réglages de paramètres d'amincissement (tableau n° 4.12) et l'utilisation d'un comparateur est fortement conseillée pour l'obtention de l'épaisseur désirée.

Amincissement	Polissage	
Plateau quartz en forme de_ « cible »	Feutrine noire	
V <sub>initiale</sub> = 4 rpm puis 2 rpm toutes les minutes jusque 20 rpm	V = 50 rpm	
800 g	1500 g	
Dépend de l'épaisseur à amincir	3 minutes	
	Amincissement Plateau quartz en forme de « cible » V <sub>initiale</sub> = 4 rpm puis 2 rpm toutes les minutes jusque 20 rpm 800 g Dépend de l'épaisseur à amincir	

#### Tableau n° 4.12 : Paramètres d'amincissement



Figure n° 4.22 : Collage et amincissement des échantillons

Le reste du substrat GaAs est retiré en utilisant une gravure chimique rapide sélective sur GaInP **[Adachi'83, Shaw'81, MacFadyen'83].** Nous utilisons une solution à base d'ammoniaque dont la composition est détaillée dans le tableau n° 4.13.

	NH₄OH	$H_2O_2$	H <sub>2</sub> O
Proportion	1	1	2

```
Tableau n° 4.13 : Solution de gravure chimique à base d'ammoniaque
```

Ce mélange permet d'attaquer le substrat GaAs avec une vitesse de gravure de l'ordre de 2  $\mu$ m/min et a l'avantage d'être sélectif sur la couche de GaInP. Le temps total de gravure varie entre 20 et 30 minutes et l'apparition de la couleur pourpre du GaInP nous indique la fin de la gravure. L'immersion de l'échantillon collé sur le support avec de la cire dans cette solution de gravure ne désagrège pas la cire OCON si l'on grave moins d'une heure. Cependant, des tests ont été effectués en ne faisant qu'un amincissement du substrat GaAs de 120  $\mu$ m (au lieu des 50 à 60  $\mu$ m précédents): l'attaque chimique NH<sub>4</sub>OH / H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> / H<sub>2</sub>O est dans ce cas plus longue et notre plaque s'est décollée au bout d'une heure de gravure.

Un rinçage abondant à l'eau désionisée pendant 1 minute permet de stopper la gravure et nous obtenons dans ce cas un fin film de semiconducteur (structure P-I(MQW)-N du modulateur !) collé avec de la cire sur un support facilitant sa manipulation. La photo présente sur la figure n° 4.23 représente un modulateur – détecteur à électroabsorption collé sur le support en verre avec de la cire et vu par transparence au travers du film de GaInP non gravé avant son report sur le substrat de silice.

Avant le report de ce film sur un substrat en silice transparent, un pré découpage de ce substrat en verre ainsi qu'un traitement de surface sont nécessaires à la bonne réalisation de l'étape de report.





Figure n° 4.23 : Gravure du substrat GaAs préalablement aminci

### b) Dépôt par enduction de la colle epoxy sur le substrat en silice

Nous découpons dans un substrat de silice de diamètre 3 pouces un morceau de dimension légèrement supérieure à celle de l'échantillon de semiconducteur gravé. Cette étape est nécessaire dans le sens où l'on limite la surface de colle en contact avec le support d'amincissement favorisant alors un passage plus facile du solvant de la cire lors de l'étape de décollage.

Les morceaux de silice étant pré-découpés, ils subissent un traitement de surface permettant un meilleur accrochage de la colle sur le verre. Nous trempons ces échantillons de silice dans une solution d'attaque chimique relativement virulente nommée attaque PIRANHA  $H_2SO_4$  /  $H_2O_2$  (2/1) pendant 7 minutes. Le traitement de surface est complet après un recuit de ces morceaux de silice en étuve pendant 16 heures à 200°C.

Une fois le traitement de surface terminé, nous effectuons l'enduction de la colle époxy **[UVO114]** sur le substrat en silice à l'aide d'une tournette TP1100 à capot ouvert (tableau 4.14).

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
	Capot fermé :	_	
Colle UVO114	v = 2000 rpm		8 um
	a = 2000 rpm/s		5 µm
	temps = 60 s		

Tableau n° 4.14 : Paramètres de dépôts de la colle UVO114

La colle UVO114 est maintenant déposée sur un substrat de silice et nous effectuons le regroupement des 2 supports (support de la structure active du modulateur - détecteur et substrat en silice recouvert de colle) pour le collage final.

Avant la réticulation de la colle, nous utilisons la colleuse précédemment utilisée pour le collage de l'échantillon sur le support d'amincissement dans un mode de fonctionnement permettant d'exercer une pression constante sans montée en température (« Cold Process ») sur l'assemblage effectué. Ceci permet d'enlever les éventuelles bulles d'air et d'obtenir un film de colle le plus uniforme possible.

Une fois cette étape terminée, nous effectuons la polymérisation de la colle par une insolation UV au travers du substrat transparent en silice.

### c) Polymérisation de la colle au travers du substrat transparent

L'étape de polymérisation est réalisée par une exposition de l'ensemble support – film semiconducteur – silice pendant un temps donné relatif à la quantité d'énergie nécessaire à la réticulation et à la puissance de la lampe UV disponible.

D'après la documentation technique relative à la colle UVO114, une exposition sous une lampe UV (longueur d'onde : 400 m) ayant une puissance de 120 mW/cm<sup>2</sup> pendant 1 à 2 minutes était nécessaire pour obtenir un ensemble solidifié. Cependant, nous ne disposions que d'une lampe UV de puissance 30 mW/cm<sup>2</sup>. Une simple règle de trois ne suffisant pas pour le temps d'exposition, une série de tests est alors nécessaire pour l'obtention d'un produit complètement polymérisé.

La lampe UV de puissance 30 mW/cm<sup>2</sup> ne permet pas l'insertion de masque optique et nous fabriquons un masque en mylar permettant de n'insoler que la colle en contact avec le semiconducteur, toujours dans le souci d'une bonne pénétration du solvant de la cire OCON lors du décollage de l'ensemble.
Une exposition pendant 45 minutes sous la lampe UV permet d'obtenir un ensemble relativement solide (figure n° 4.24). Il faut maintenant retirer le support qui nous a servi pour l'amincissement et la gravure chimique du substrat GaAs.



Figure n° 4.24 : Exposition aux rayons Ultraviolets

### d) Décollage de l'ensemble structure active – substrat en silice

Nous effectuons une immersion de l'ensemble reporté dans le solvant de la cire OCON qui ne dénature pas la colle UVO 114. Ce solvant est le « non solvent cleaning » de Logitech plus communément appelé « jus d'orange » de par sa composition et odeur particulières. Un trempage d'une heure à 70°C est nécessaire au décollement du support d'amincissement. L'échantillon risque d'avoir une couleur légèrement noire due à la cire OCON. Il faut le laisser tremper de nouveau dans du "jus d'orange" "propre" pendant 10 mn. A l'issue de cette étape, nous obtenons une série de composants reportés sur

La résine de protection déposée avant l'étape d'amincissement est dissoute en plongeant l'échantillon reporté sur verre dans de l'acétone. Nous effectuons un recuit à 100°C en étuve pendant 30 minutes afin de solidifier la structure.

un substrat de silice dont les électrodes sont placées sur la face avant.



Figure n° 4.25 : Echantillon reporté sur verre

La structure étant reportée (figure n° 4.25), il est maintenant possible de tester son comportement électrique, optique et hyperfréquence. D'un point de vue électrique, un test sous pointe de la jonction PIN permet de vérifier le bon comportement de la diode en polarisation inverse (figure n° 4.26).



Figure n° 4.26 : Courbe I(V) en inverse du MDEA reporté sur un substrat de silice

Pour tester le comportement optique et hyperfréquence de ce type de composant, il faut nécessairement effectuer une mise en boîtier de chaque puce.

L'isolation de chaque composant est réalisée en effectuant un sciage des puces (700  $\mu$ m x 700  $\mu$ m) et un dépôt de résine protectrice est nécessaire avant la découpe (tableau n° 4.15).

	Enduction	Recuit	Epaisseur théorique
AZ1518	<u>Capot fermé :</u> v = 3500 rpm a = 4000 rpm/s temps = 8 s	- Recuit sur plaque à 110°C pendant 1 mn	1.5 µm

```
Tableau n° 4.15 : Paramètres d'enduction de la résine AZ1518
```

# IV.2.4 Mise en boîtier du modulateur – détecteur à électroabsorption

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il est nécessaire de monter le MDEA dans un boîtier spécifique dans le sens où la connexion optique (les deux fibres multimodes) et la connexion électrique devront être perpendiculaire comme l'illustre la figure n° 4.27.





Le boîtier devra permettre un alignement assez facile des 2 fibres multimodes et disposera d'une connexion hyperfréquence (ligne coplanaire) réalisée sur un substrat d'alumine percé pour le passage de la fibre optique face arrière. Nous présentons dans la figure ci-dessous une vue en trois dimensions de la cellule englobant le composant, les accès hyperfréquences ainsi que les deux fibres optiques d'entrée et de sortie.



Figure n° 4.28 : Cellule de caractérisation

Le boîtier étant fabriqué et les composants isolés, il est possible dès à présent de monter ces composants afin d'effectuer :

- ✤ les caractérisations optiques en transmission
- **4** Les caractérisation optique hyperfréquence

Ceci clôt la réalisation du MDEA "basique" et nous allons maintenant présenter la fabrication de modulateur – détecteur à microcavité verticale dans sa version reportée sur silice et aussi dans sa version intégrée sur un réseau d'interconnexion hyperfréquence par technique « flip chip » **[Pu'99]**.

### IV.3 Réalisation d'un MDEA à microcavité verticale

#### IV.3.1 Epitaxie

Nous rappelons ici la structure épitaxiale du MDEA optimisée dans le chapitre n° 3 (figure n° 4.29).

Nb de couches	Rôle de la couche	Matériau	Epaisseur	Dopage	Concentration
6	Bragg 1 sup	Alo Gao As	60 nm	i i	
6	Bragg 2 sup	AlAs	71 nm	i	
1	Contact	Alo.1Gao.9As	337 nm	<b>p</b> **	5.10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>
1	Spacer	Alo.1Gao.9As	100 nm	<i>a</i> p	
	Barrière	Alo.3Gao.7As	8 nm	1	
60	Puits	GaAs	8 nm		
60	Barrière	Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As	8 nm		
1	Spacer	Alo.1Gao.9As	100 nm	Øn	
1	Contact	Alo.1Gao.9As	337 nm	<b>n</b> **	5.10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
6	Bragg 2 inf	AlAs	71 nm	i	
6	Bragg 1 inf	Alo.1Gao.9As	60 nm		
	Conche andi	Ciao silino soP	500 nm s		化学教育
1	Tampon	GaAs	200 nm	i	
1	Substrat	GaAs	350 µm	S.I	

Figure n° 4.29 : Epitaxie du MDEA fabriquée à l'IEMN (Equipe Epitaxie F. Mollot)

## IV.3.2 Réalisation des masques – Intégration Flip chip

Nous allons maintenant présenter la réalisation des masques en précisant dès à présent que deux types de composants sont envisagés pour le packaging final :

- ✤ Une partie des composants est prévue pour être reportée directement sur un substrat de silice comme lors de la fabrication du 1<sup>er</sup> composant.
- L'autre partie des composants sera intégrée par une technique de Flipchip sur des réseaux d'interconnexion placés sur un substrat de silicium, permettant une interconnexion hyperfréquence et optique relativement précise **[Keeler].**

La figure n° 4.30 représente globalement les deux types de composants : intégrables en flip-chip (haut) et reportés sur silice (bas).



Figure n° 4.30 : Présentation des deux types de composants à réaliser

Le nombre de masques nécessaires à cette réalisation est de 11. Le nombre plus important est lié à la fois à la présence de la microcavité (notamment miroir supérieur) mais aussi à celle des zones de report flip-chip.

(Nous avons choisi volontairement de déposer les marques d'alignement au premier niveau.)

Reside		instal of	1000						<b>_</b>				0.00	11002	<u></u>				man	
Second	annand.	here we		G.c.334	R SALK	. 6	and h		in the second		Burrow!	Statutes and				(5)3344	Innie			Crownedd
	June 1		J.	and the second	3		ž.	4	100 M	l L	2000	ť.C	A	and the second		00	1. A.	07	£	1Ø

Figure n° 4.31 : Dépôt des marques d'alignement des différents masques

Le déroulement du procédé de fabrication est un peu différent de celui effectué précédemment.



Figure n° 4.32 : Gravure du miroir de Bragg supérieur, des zones p+ et i et du miroir de Bragg inférieur

La fabrication du modulateur commence par la gravure du miroir de Bragg supérieur et des zones p+ et i (figure n° 4.32). Nous effectuons ensuite une seconde gravure qui correspond au miroir de Bragg inférieur. Cette gravure permettra de redescendre le contact p par l'intermédiaire d'un pont PMGI sur une couche non dopée préalablement passivée ce qui aura pour effet d'éliminer la capacité parasite qui aurait pu se former si le contact avait été « descendu » sur une zone dopée.



Figure n° 4.33 : Ouverture des zones de contact dans la couche de passivation du modulateur à microcavité



Figure n° 4.34 : Dépôts des contact p et n

Les mesas étant réalisés, la structure est immédiatement passivée pour éviter toute détérioration/pollution des zones actives lors des étapes suivantes (figure n° 4.33). Les deux contacts sont alors déposés (figure n° 4.34).



Figure n° 4.35 : Reprise du contact p sur pont d'isolation PMGI

Nous effectuons la "descente" du contact p par l'intermédiaire d'un pont en résine PMGI (figure n° 4.35).



## Figure n° 4.36 : Dépôt d'une couche de diélectrique, ouverture des zones de contact pour intégration flip chip (à gauche) et pour la soudure de fil d'or (à droite)

Le composant "classique" est terminé, nous réalisons alors la technologie nécessaire au report "flip-chip" à savoir le dépôt d'une couche de diélectrique suivi d'une gravure d'ouvertures (figure n° 4.36) ainsi que le dépôt d'un épaississement des zones de report des billes (figure n° 4.37).



Figure n° 4.37 : Dépôt du métal d'hybridation (*Under Bump Metal*) nécessaire au report flip chip

Il faut rappeler que l'intégration flip-chip se fera en collaboration avec la société INTEXYS Photonics basée à Grenoble qui maîtrise ce type de report pour les composants optoélectroniques.



Figure n° 4.38 : Présentation du report flip-chip sur le réseau d'interconnexion (à gauche) et muni d'un couvercle pour l'alignement optique (à droite) *(Photographies INTEXYS Photonics)* 

Le composant réalisé sera reporté sur le réseau de bille en contact avec les accès hyperfréquences présentés sur la figure n° 4.38. Les plus grosses billes serviront au positionnement d'un couvercle permettant l'alignement optique de la zone active du modulateur avec une fibre optique placée dans le trou ouvert dans le couvercle supérieur.

# IV.3.3 Fabrication du modulateur – détecteur à microcavité verticale

Préalablement à la fabrication de notre composant, un miroir de Bragg a été épitaxié seul et sa réflectivité a été mesurée. Nous rappelons que celui-ci est réalisé par l'empilement de 6 paires de bicouches AlGaAs /AlAs (calcul basé sur le formalisme d'Abélès au chapitre 3).



Figure n° 4.39 : Photoréflectance d'un miroir de Bragg Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As/AlAs

Nous obtenons une réflectivité de 0.8 centrée sur 850 nm comme la simulation l'avait prévu. Ceci valide conjointement le procédé de croissance. Nous pouvons dès à présent commencer la fabrication du composant à microcavité.

## IV.3.3.1 Dépôts des marques d'alignement

Nous effectuons le dépôt des marques d'alignement en utilisant le procédé bi-couches (tableau n° 4.1) suivi d'un dépôt par évaporation d'une séquence métallique Titane (500 Å) / Or (4000 Å) défini dans la fabrication du modulateur – détecteur sans cavité (figure n° 4.40).



Figure n° 4.40 : dépôts des marques d'alignement

### IV.3.3.2 Gravure du 1<sup>er</sup> mesa : Miroir de Bragg supérieur

La gravure du miroir de Bragg supérieur est réalisée en RIE.



Figure n° 4.41 : Gravure du miroir de Bragg supérieur

Nous déposons préalablement un masque en résine AZ 1518 de la même façon que pour la réalisation du premier composant (tableau n° 4.4). Il doit être d'épaisseur suffisante afin de résister à une profondeur de gravure supérieure à 780 nm. Néanmoins, la partie la plus délicate consiste à l'interruption de la gravure dans une couche de contact de type p+, contrôle que l'on effectue *in situ* à l'aide du système interféromètrique [Macaluso'O3]. La figure n° 4.42 nous fournit l'allure de la courbe de suivi de gravure et nous essayons de visualiser tout changement de pente ou d'amplitude synonyme de passage d'interface entre 2 couches. Cependant, plusieurs tests nous ont permis de calibrer le nombre de périodes de gravure et nous effectuons la fin d'attaque lors du début de la  $6^{\rm ème}$  période.



Figure n° 4.42 : Suivi par contrôle interférométrique de la gravure du miroir de Bragg supérieur

20 minutes de gravure sont nécessaires pour la réalisation du 1<sup>er</sup> mesa correspondant au miroir de Bragg et le procédé de gravure est résumé dans le tableau n° 4.16.

Gaz utilisés	Débit (sccm)	Puissance (Watt)	Pression (mtorr)
SiCl <sub>4</sub>	3		
	·····	- 150	50
Ar	16		

Tableau n° 4.16 : Procédé de gravure du miroir de Bragg supérieur

La figure n° 4.41 atteste bien de la gravure d'alternance de couches semiconductrices de composition différente formant le miroir de Bragg (AlAs /  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ ) et de l'arrêt de gravure dans la couche d'AlGaAs de type p.

# IV.3.3.3 Gravure du $2^{eme}$ mesa : Zone de contact $p^+$ intracavité et zone absorbante

La technique reste la même que précédemment en déposant un masque de résine AZ 1518 et en effectuant une gravure ionique réactive nécessairement plus longue au vu de la quantité et diversité des couches à graver (voir tableau 4.29). Nous effectuons une gravure de profondeur supérieure à 1.5  $\mu$ m (zone p correspondant à la couche de contact et zone intrinsèque composée de puits quantiques) en plusieurs séquences séparées par des séquences de pompage d'une dizaine de minutes afin d'évacuer les espèces gravées.



Figure n° 4.43 : Gravure de la zone de contact intra-cavité ainsi que de la zone intrinsèque absorbante

Le contrôle interférométrique nous permet de nous arrêter de façon précise dans la 2<sup>ème</sup> couche de contact intra-cavité de type n (figure 4.44).



Figure n° 4.44 : Contrôle interférométrique de la gravure des zones  $p^+$  et i

Au niveau de cette thèse, nous sommes arrivés à cette étape mais nous présentons tout de même le procédé technologique prévu pour la réalisation de composants à micro-cavité intégrés sur des réseaux d'interconnexion (substrat en silicium) par une technique de Flip – chip.

# IV.3.3.4 Gravure du $3^{eme}$ mesa : Zone de contact $n^+$ intracavité



Figure n° 4.45 : Gravure de la zone de contact intra-cavité de type n<sup>+</sup>

Le 3<sup>ème</sup> mesa est réalisé par gravure ionique réactive en prenant toujours comme précaution d'avoir une épaisseur de résine suffisamment importante de sorte à couvrir le miroir de Bragg supérieur et éviter toute détérioration du miroir due à une gravure indésirable. La gravure est finie dès que l'on arrive dans le miroir de Bragg inférieur et nous obtenons des structures isolées les unes des autres (arrêt de gravure dans une zone non dopée).

# IV.3.3.5 Dépôt et ouverture de la $1^{ere}$ couche de passivation en nitrure

Les mesas étant réalisés, nous déposerons une couche de nitrure  $Si_3N_4$  (1500 Å) par une technique de PECVD permettant la passivation de la structure dont les paramètres sont résumés dans le tableau n° 4.16. Le dépôt s'effectuerait à 300 °C.

Gaz utilisés	Débit (sccm)	Puissance (Watt)	Pression (torr)	Température (°C)
SiH4	600			
NH <sub>3</sub>	20	10	1	300



La passivation étant réalisée, nous effectuons les ouvertures nécessaires au dépôt des contacts intra-cavité ainsi que l'ouverture de la fenêtre optique afin de ne pas dénaturer les propriétés de la microcavité optimisée (épaisseur en particulier). Ces ouvertures sont réalisées en utilisant une gravure ionique réactive  $CHF_3$  /  $SF_6$  par l'intermédiaire d'un masque de résine d'épaisseur suffisante (sélectivité d'attaque au plasma utilisé de la résine en fonction du diélectrique).



Figure n° 4.46 : Dépôt d'une couche de passivation en nitrure

#### IV.3.3.6 Métallisation du contact p annulaire intra – cavité

Nous déposons ensuite le contact p annulaire intra-cavité par la technique du lift-off décrite précédemment. Le contact ohmique déposé par évaporation correspond au contact séquentiel Pt / Ti / Pt / Au (100 Å / 400 Å / 100 Å / 4000 Å)



Figure n° 4.47 : Dépôt du contact annulaire de type p

Le dépôt métallique présent sur la couche de passivation en nitrure au niveau du pied du 3<sup>ème</sup> mesa sert tout simplement de base pour contacter le modulateur – détecteur avec le réseau d'interconnexion hyperfréquence par l'intermédiaire de bille d'indium. Une reprise du contact p annulaire à l'aide d'un pont en résine PMGI SF19 permet le déport de ce contact.

#### IV.3.3.7 Métallisation du contact n intra - cavité

Le contact n intra-cavité est déposé par évaporation de la séquence métallique Ni/Ge/Au/Ti/Au sur la zone de contact de type n.



Figure n° 4.48 : Dépôt du contact de type n

#### IV.3.3.8 Reprise du contact p sur pont d'isolation PMGI SF19

Le pont est réalisé à l'aide de la résine PMGI SF19 permettant de déposer des hauteurs de résine relativement importantes, et donc bien adaptées au cas où il faut effectuer une reprise de contact d'une hauteur d'environ 2  $\mu$ m. La mise au point du procédé de réalisation du pont d'isolation a été réalisé par Gwenn Ulliac, doctorant de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN.



Figure n° 4.49 : Reprise du contact p (à droite) sur pont d'isolation en PMGI SF19 (à gauche)

La reprise du contact p s'effectue par une évaporation à 45 ° de la séquence métallique Ti/Au (500Å /4000 Å) sur notre échantillon (figure 4.49). La technique de photolithographie utilisée correspond au procédé tri-couche optique décrit dans la fabrication du 1<sup>er</sup> composant.

# IV.3.3.9 Dépôt et ouverture de la couche de passivation finale

Le dépôt de la couche de passivation finale du composant a une double finalité :

- **4** Il permet une isolation totale de notre composant
- Il sert à l'alignement mécanique du composant avec le réseau de billes d'indium placé sur le substrat en silicium.

L'ouverture de passivation est réalisée à l'aide d'une gravure ionique réactive de la même façon que lors de la première ouverture de passivation (figure n° 4.50).



Figure n° 4.50 : Dépôt de la couche de passivation finale et ouverture des zones de contact

## IV.3.3.10 Dépôt du métal d'hybridation (UBM)

Le dépôt du métal d'hybridation correspond à la séquence Ti / Pt / Au (400 Å / 1500 Å / 1500 Å) et permet de contacter le composant avec les billes d'indium déposées sur la plateforme d'accueil en silicium.



Figure n° 4.51 : Dépôt du métal d'hybridation

Pour des questions de délais, nous avons malheureusement arrêté la fabrication de ce composant après le 2<sup>ème</sup> mesa correspondant à la gravure de la zone de type p et de la zone intrinsèque composée de multiples puits quantiques.

### <u>Conclusion :</u>

Dans ce chapitre, nous avons décrit la fabrication d'un modulateur – détecteur à électroabsorption sans cavité reporté sur un substrat de silice. Ce composant a été réalisé et monté dans un boîtier de test conçu à dessein pour pouvoir le caractériser tant au niveau microonde qu'optique.

La fabrication d'un modulateur – détecteur à électroabsorption avec cavité a été entamée. Sa fabrication n'a pu être menée à terme dans le cadre de cette thèse mais elle continue.

Nous présentons donc dans le chapitre suivant l'aspect système de notre étude consistant en la caractérisation de liaisons opto-microondes sur fibres multimodes adaptées au déport de signaux de télécommunications sans fils actuels et futurs.

# Référence Bibliographique

#### [Baca'97] A survey of ohmic contact to III-V compound semiconductors,

AG Baca, F Ren, JC Zolper, RD Briggs, SJ Pearton, *Thin Solid Films 308-309 (1997), p 599-606.* 

## [Hamelin'95] Etude et Réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V,

R Hamelin, *Thèse de Doctorat, Lille, Novembre 1995.* 

#### [Blary'03] Matrice de commutation optique sur InP,

K Blary, *Thèse de Doctorat, Lille, décembre 2003.* 

#### [Cyclotene BCBa] BCB properties,

http://www.dow.com/cyclotene/over.htm.

[Cyclotene BCBb] Cyclotene<sup>™</sup> 4000 Series Advanced Electronic Resins (Photo BCB), Processing Procedures for CYCLOTENE<sup>™</sup> 4000 series Photo BCB Resins; Immersion Develop Process,

http://www.dow.com/, mai 1999 et avril 2001 (révision).

#### [Hue'00] Conception, réalisation et caractérisation de transistors à effet de champ et d'amplificateurs pour des applications de puissance à haute linéarité en bandes K et Ka,

X Hue, *Thèse de Doctorat, Lille, décembre 2000.* 

#### [Adachi'83] Chemical Etching Characteristic of (001) GaAs,

S Adachi, K Oe, Journal of the Electrochemical Society: Solid-state science and technology, vol 130, no 12, décembre 1983, p 2427-2435.

## [Shaw'81] Localized GaAs Etching with Acidic Hydrogen Peroxide solutions,

DW Shaw,

Journal of the Electrochemical Society: Solid-state science and technology, vol 128, no 4, avril 1981, p 2427-2435.

# [MacFadyen'83] On the Preferential etching of GaAs by $\rm H_2SO_4$ – $\rm H_2O_2$ – $\rm H_2O_2$

DN MacFadyen, Journal of the Electrochemical Society: Solid-state scince and technology, vol 130, no 9, septembre 1983, p 2427-2435.

#### [UVO114] Epotek UVO 114 Datasheet

http://www.polytech.com.

**[Pu'99] Comparison of thechniques for bonding VCSELs directly to ICs,** R Pu, EM Hayes, CW Wilmsen, KD Choquette, HQ Hou and KM Geib, *Journal Optics A: Pure Applied Optics 1, 1999, p 324-329.* 

# [Keeler] Cavity Resonance Tuning of Asymmetric Fabry-Perot MQW modulators Following Flip-chip Bonding to Silicon CMOS,

GA Keeler, NC Helman, P Atanackovic and DAB Miller.

# [Macaluso'03] Microreflectivity studies of wavelength control in oxidised AlGaAs microcavities,

R Macaluso, F Robert, AC Bryce, S Calvez, MD Dawson, *Materials Science and Engineering B102, 2003, p 317-322.* 

# Chapitre n°5 :

## Caractérisation du modulateur – détecteur à électroabsorption et du milieu de transmission

Etant donné que le démonstrateur fonctionnera à 850 nm, nous caractérisons le transport de signaux micro-ondes sur fibre optique multimode dans cette gamme de longueur d'onde. Des composants actifs (lasers, photodiodes) et passifs (jarretières multimodes, pigtails multimode, coupleurs...) spécifiques à cette longueur d'onde ont été acquis en corrélation avec les besoins du système, et l'aspect économique n'a pas été négligé lors de ces achats.

Des mesures ont bien sûr été effectuées au sein du laboratoire de l'équipe optoélectronique pour l'aspect optique et hyperfréquence. Cependant, nous avons effectué toute une série d'expérimentations en collaboration l'équipe Systèmes de Télécommunication de l'Université de Valenciennes – Hainaut – Cambrésis (IEMN - UVHC) dans le cadre du projet "ROSETTE" et l'équipe Circuits, Systèmes et Applications des Micro-ondes de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (IEMN – USTL) afin d'évaluer la faisabilité d'une transmission numérique sur porteuse micro-onde par voie optique multimode. Ces caractérisations "système" ont été menées sur des liaisons VCSEL-photodiodes (puisque menées en parallèle des activités de fabrication de MDEAs), les résultats obtenus sont néanmoins facilement transposables lors de l'utilisation d'un MDEA:

- pour la voie descendante, il suffit de remplacer le coefficient de réponse de la photodiode (0.4 A/W) par celui du MDEA,
- pour la voie montante, l'efficacité de modulation du VCSEL (0.12 W/A) est à remplacer par celle du MDEA.

## V.1 Caractérisation du milieu de transmission

## V.1.1 Réponse fréquentielle des fibres optiques multimodes

Nous avons acquis plusieurs types de fibre optique multimode afin de relever la réponse fréquentielle de ces fibres à 850 nm dépendant principalement de leur comportement modal.

Nous allons donc caractériser les fibres suivantes :

- ✤ Fibre optique standard SX 62.5/125
- ✤ Fibre optique standard SX 50/125
- ✤ Fibre optique à bande passante étendue SXi 50/125 capable de transmettre le 10 Gigabit Ethernet sur 150 m
- Fibre optique à bande passante étendue SX+ 50/125 capable de transmettre le 10 Gigabit Ethernet sur 300 m

L'architecture du banc de caractérisation est présentée sur la figure n° 5.1.



Figure n° 5.1: Schéma du banc de caractérisation permettant la mesure de la réponse fréquentielle des fibres optiques multimodes

Un analyseur de signaux vectoriel permet de mesurer « la réponse fréquentielle » des fibres optiques. Préalablement, nous calibrons la chaîne de mesure en faisant une référence avec 1 m de fibre optique multimode (pigtail de la photodiode) afin d'annihiler la réponse fréquentielle des composants d'extrémité (laser, photodiode). Cette manipulation nous permet de ne relever que la « réponse fréquentielle » des fibres optiques à tester en différentes longueurs. Les graphiques présentés sur la figure n° 5.2 représentent la mesure du paramètre S21 en fonction de la fréquence, pour plusieurs longueurs de fibres optiques standard et ce à 850 nm. Nous constatons une dégradation importante de leurs réponses fréquentielles atteignant des valeurs proches de -20 dB pour des fréquences de l'ordre de quelques gigahertz avec 300m de fibre standard SX 62.5/125. La fibre SX 50/125 présente des performances légèrement supérieures à la SX 62.5/125 dues à son plus faible diamètre de cœur et donc à sa bande passante plus importante.



Figure n° 5.2 : Réponses fréquentielles des fibres optiques multimodes standard 62.5/125 (à gauche) et 50/125 (à droite) pour différentes longueurs

Nous avons testé de la même façon les fibres optiques SXi et SX+ dont la bande passante a été optimisé à 850 nm (figure n° 5.3). Nous obtenons dans ce cas une réponse fréquentielle relativement plate pour les longueurs qui nous intéressent (inférieures à 300m) centrée autours de -2 dB pour la SXi et -1.5 dB pour la SX+. Une légère décroissance intervient pour 600 m de fibre mais cela était prévisible au vu des performances attendues pour ce type de fibres (10 Gbit/s sur 150 m pour la SXi et 10 Gbit/s pour la SX+ sur 300 m).



Figure n° 5.3 : Réponses fréquentielles des fibres optiques multimodes à bande passante étendue 50 / 125 SXi (à gauche) et SX+ (à droite) pour différentes longueurs

# V.1.2 Linéarité du milieu de transmission – distorsion d'intermodulation

Nous allons regarder l'influence qu'aurait le transport simultané de 2 signaux micro-ondes de fréquences relativement proches dans plusieurs types de fibres optiques multimodes. Nous étudierons en particulier la formation de produits d'intermodulation d'ordre 3 donnant naissance à des composantes proches des 2 fréquences utiles et pouvant perturber la liaison. La figure n° 5.4 représente le schéma représentatif de la manipulation permettant ce type de mesure.



#### Figure n° 5.4 : Mesure des distorsions d'intermodulation d'une liaison opto-micro-onde

Dans un premier temps, nous avons transmis au travers de fibre optique multimode 2 signaux GSM **[ART'2001]** de fréquences très proches dans la bande des 900 MHz de sorte à évaluer les pénalités induites par les distorsions d'intermodulation d'ordre 3 (figure n° 5.5).



#### Figure n° 5.5 : Distorsion d'intermodulation provoquée par le transport par voie optique de 2 signaux de type GSM à 900 MHz

Dans un second temps, nous avons centré notre étude autour de la fréquence 1800 MHz (GSM) en évaluant les distorsions d'intermodulation d'ordre 3 produites par le mélange de signaux de fréquences voisines. Nous avons fait apparaître dans le graphique représentatif d'une transmission à 1800 MHz (figure n° 5.6) la distorsion d'intermodulation d'ordre 2 issue de la transmission simultanée éventuelle de 2 canaux à 900 MHz.



Figure n° 5.6 : Distorsion d'intermodulation provoquée par le transport par voie optique de 2 signaux de type GSM à 1800 MHz

Enfin, 2 fréquences voisines dans la bande 2 GHz **[ART'2001]** nous permet d'évaluer l'influence de la non-linéarité de la chaîne opto-hyperfréquence pour un signal UMTS transporté par fibre optique (figure n° 5.7).

A l'issue du transport de porteuses microondes correspondant aux signaux de télécommunications mobiles de 2<sup>ème</sup> et de 3<sup>ème</sup> génération au travers de fibre optique multimode, nous pouvons conclure que 300 m de fibre multimode standard ou à bande passante optimisée à 850 nm n'induisent pas de pénalités notables en terme de non linéarité de la transmission d'un signal microonde.



## Figure n° 5.7 : Distorsion d'intermodulation provoquée par le transport par voie optique de 2 signaux de type UMTS à 2 GHz

Nous allons maintenant focaliser notre étude sur la transmission de signaux réels de télécommunications mobiles de 2émes et 3éme génération.

## V.1.3 Transmission d'un signal numérique par modulation d'une porteuse micro-onde à l'aide de fibre optique multimode

L'ETSI (European Telecommunications Standard Institute) ainsi que l'IEEE (Institute of Electrical Electronics Engineers) régularisent chaque standard [**Brassac'02**] en définissant des normes bien précises telles la bande de fréquence du standard, son type de modulation,... ainsi que les « tolérances » en terme de qualité de transmission. Pour des signaux numériques venant moduler une porteuse micro-onde (modulation vectorielle), l'Error Vector Magnitude semble être une figure de mérite adaptée. En effet, les bits numériques sont transférés sur la porteuse hyperfréquence en faisant varier séparément ou simultanément son amplitude et sa phase **[François, Muller'00]**. Le signal peut être décomposé de la même façon qu'un vecteur dans un repère orthogonal à 2 dimensions. La porteuse micro-onde modulée est séparée en 2 composantes indépendantes, orthogonales (et donc qui n'interfèrent pas) I (*in phase*) et Q (*quadrature*). Elle est donc représentée par un vecteur possédant une amplitude et une phase décomposable dans un repère I/Q orthogonal comme l'atteste la figure n° 5.8:

$$p(t) = A\cos(\omega t + \varphi) = I\cos\omega t + Q\sin\omega t \text{ avec } I = A\cos\varphi \text{ et } Q = -A\sin\varphi$$
(5.1)



Figure n° 5.8 : décomposition d'une porteuse dans le plan I/Q

Chaque état vectoriel représente une séquence de données (bits) et la mesure de l'EVM traduit l'erreur d'amplitude et de phase entre un signal de référence et un signal mesuré. Le signal résultant dans le repère I/Q s'appelle le diagramme de constellation **[Agilent AN1314, Agilent PN89400-14, Agilent PN89400-8]** (figure n° 5.9).



Figure n° 5.9 : Diagramme de constellation d'une modulation 16 QAM et illustration de *l'Error Vector Magnitude* 

De la mesure de l'EVM, il est possible d'avoir une idée relativement précise de la faisabilité de la transmission même si, dans l'absolu, la mesure du taux d'erreurs (BER) se révèle être une meilleure référence. En effet, l'EVM représente une variation moyenne de la position vectorielle d'un état binaire et il se peut qu'un pic d'erreur n'altère pas l'EVM mais se ressente dans la mesure du BER.

Un contrôle visuel de l'ouverture du diagramme de l'œil témoigne aussi de la bonne qualité de la liaison.

Le générateur de signaux vectoriels Agilent E4438C permet d'obtenir une porteuse micro-onde modulée par un signal numérique. Ce signal vient moduler de façon directe le courant de polarisation du laser VCSEL provoquant alors une modulation de la puissance optique émise.

Dès lors, l'onde optique modulée se propage au travers de la fibre optique pour être détectée par une photodiode et l'on relève le photocourant généré afin de s'assurer du bon fonctionnement de la boucle optique.

Le signal optique est donc converti en signal électrique : il est amplifié puis démodulé à l'aide du VXI. Un PC muni d'un logiciel d'analyse *" Vector Signal Analyser "* est utilisé pour illustrer la qualité de la transmission (figure n° 5.10).



Figure n° 5.10 : Architecture du système de transmission numérique sur fibre optique multimode

Nous avons transmis par voie optique un certain nombre de standards TELECOM dont les paramètres sont résumés dans le tableau n° 5.1. Le standard GSM est un standard connu maintenant depuis de nombreuses années suite à l'explosion de la téléphonie mobile dans le monde entier. Cependant, son faible débit permet simplement le transport de voix ou de mini-messages d'un mobile à un autre. Les opérateurs mobiles travaillent sur le déploiement d'un réseau de téléphonie de 3<sup>ème</sup> génération (UMTS) permettant l'acheminent de services multimédias (musique, videos, vidéoconférence,...) sur des téléphones portables et c'est pour cette raison que l'on a testé le standard UMTS proposé par l'ETSI dans sa dernière version **[UMTS'03]**.

Le standard DPRS (DECT Packet Radio Service) utiliserait la technologie existante du standard DECT **[DECT'03]** pour le développement d'une technologie couvrant la transmission de données à haut débit sur une moyenne portée chez les particuliers ou dans un réseau local d'une entreprise. Ce standard édité par l'ETSI fournirait une transmission à haut débit, avec une excellente efficacité spectrale, permettant l'interconnexion de périphériques informatiques (ordinateurs, imprimantes,...), électronique (caméscope, cafetière, chaîne Hifi) de même que la transmission de signaux cellulaires Nous avons aussi tenté de transmettre au travers de fibres optiques multimodes le standard IEEE 802.11x **[Trezentos]** proposé par l'organisme IEEE.

Les diférents types de fibres optiques multimodes précédemment cités ont été testés afin de voir la dégradation du signal numérique par le milieu de transmission pour les longueurs voulues.

ETSI	GSM	UMTS	DPRS	DPRS	DPRS	DPRS					
Porteuse	900 MHz	2 GHz	1.88 GHz								
Modulation	GMSK	QPSK	π/4 DQPSK	64 QAM							
	270.833	3.84									
Dedit	ksym/s	Msym/s	1.152 Msym/s								
Filtre de	Gaussien	RRC	RRC	RRC	RRC	RRC					
transmission	BT = 0.3	$\alpha = 0.22$	$\alpha = 0.5$	$\alpha = 0.5$							
EVM max	7 % rms	12.5 % rms	12.5 % rms	6 % rms	4.7 % rms	2.6 % rms					

IEEE	IEEE 802.11a	IEEE 802.11b	IEEE 802.11g
Porteuse	5.825 GHz	2.412 GHz	2.412 GHz
Modulation	64QAM - OFDM	CCK - DSSS	64QAM - OFDM
Débit	54 Mbit/s	11 Mbit/s	54 Mbit/s
Filtre de transmission	BT = 0.5	BT = 0.5	BT = 0.5
EVM max	5.6 % rms	35 % rms	5.6 % rms

## Tableaux n° 5.1 : Paramètres caractérisant les différents standards à transmettre

Les formats de modulation les plus complexes peuvent transmettre une quantité d'information importante sur une portion réduite du spectre RF mais sont plus sensibles au bruit. Selon le type de modulation effectuée, nous pouvons augmenter le débit de la transmission sans augmenter le débit symbolique. En effet, en augmentant le nombre de bits par symbole (Débit binaire = Débit symbolique × nombre de bits transmis par symbole), nous augmentons donc le débit de la communication.

Préalablement aux manipulations sur la transmission de ces signaux, nous avons caractérisé les lasers VCSELs à notre disposition afin de travailler dans une zone de fonctionnement la plus linéaire possible (figure n° 5.11).



Figure n° 5.11 : Puissance des lasers VCSEL en fonction de leur courant de polarisation

Nous constatons que les lasers VCSELs Honeywell délivrent moins de puissance optique que les VCSELs ULM. En effet, les VCSELs Honeywell saturent pour un courant d'injection de l'ordre de 18 mA (puissance : 1800  $\mu$ W). Les VCSELs ULM, quant à eux, saturent pour un courant aux alentours de 28 mA en délivrant une puissance de l'ordre de 2700  $\mu$ W. Cependant, nous polarisons nos VCSELs à environ 10 mA afin de nous placer dans une zone linéaire de fonctionnement et d'éviter toute saturation lors de la modulation directe du courant d'injection.

## V.1.3.1 Signaux de type cellulaires

**↓** Transmission du standard GSM sur fibre optique multimode

Le premier standard transmis au travers de fibres optiques multimodes est le GSM dont la porteuse se situe dans la bande 900 MHz. Une modulation GMSK avec un débit de 270.833 kbit/s centré autour d'une porteuse à 900 MHz est appliquée sur un laser VCSEL. Nous constatons d'après les courbes de la figure n° 5.12 que l'EVM ne dépend que peu du type de fibre pour celles dont le diamètre de cœur est de 50 µm mais plutôt de leur longueur. En effet, plus la liaison optique est longue et plus l'EVM est dégradée du fait de la dispersion intermodale des fibres optiques multimodes. L'EVM se dégrade beaucoup plus rapidement pour les fibres optiques multimodes SX 62.5/125 à cause de leur dispersion intermodale plus importante.



# Figure n° 5.12 : Evolution de *l'Error Vector Magnitude* en fonction de la longueur des fibres multimodes utilisées pour le GSM

Cependant, pour les longueurs de fibres qui nous intéressent (300 m), l'EVM est nettement inférieure à l'EVM tolérée ce qui est de bonne augure pour la transmission d'un signal GSM par voie optique pour les communications intra-bâtiments. Le diagramme de constellation ainsi que le diagramme de l'œil témoigne de la bonne qualité de liaison (figure n° 5.13).



Figure n° 5.13 : Visualisation de la transmission GSM sur fibre optique multimode

Le standard GSM à 1800 MHz donne exactement le même type de résultats en terme de qualité de transmission et de mesure d'EVM. Nous ne présenterons pas des résultats qui sont dans leur forme et valeur similaires. Transmission du standard UMTS (proposition de l'ETSI) sur fibre optique multimode

La téléphonie de 3<sup>ème</sup> génération devrait voir le jour d'ici peu de temps afin de permettre la transmission de services multimédias à haut débit entre portables. Le standard périphériques UMTS propose donc une communication à 3.84 Msym/s, débit nettement supérieur au GSM, sur une porteuse centrée à 2 GHz. Une variation d'EVM de l'ordre de 2 % est obtenue pour les fibres multimodes 50/125 pour des longueurs allant jusque 600 m. Néanmoins, les fibres 62.5/125 provoquent une détérioration de l'EVM assez rapide pour 300m traduisant ici encore leur dispersion intermodale plus importante (figure n° 5.14). Nous obtenons pour ce standard une EVM mesurée encore inférieure à celle tolérée mais néanmoins très pénalisante (pour des longueurs de 300 m) pour l'ensemble du système.



Figure n° 5.14 : Evolution de *l'Error Vector Magnitude* en fonction de la longueur des fibres mulitmodes utilisées pour l'UMTS

Le diagramme de constellation ainsi que le diagramme de l'œil sont de bonne qualité lors de l'utilisation de fibre 50/125. Cependant, la mise en place d'une transmission numérique à l'aide de fibre SX 62.5/125 montre un diagramme de constellation perturbé et un diagramme de l'œil légèrement moins ouvert (figure n° 5.15).



Figure n° 5.15 : Transmission d'un signal numérique QPSK à 3.84 Msym/s sur une porteuse à 2 GHz à l'aide de 300 m de fibre optique multimode (850 nm) SXi (à gauche) et SX 62.5/125 (à droite)

Nous avons aussi évalué la variation de l'EVM en fonction du courant d'injection du laser afin de situer la zone de polarisation la meilleure possible. Nous utilisons pour cela 600 m de fibre SXi, le VCSEL Honeywell 2 et une photodiode polarisée à 5 Volts. Le standard transmis au travers de la fibre SXi est l'UMTS ( $P_{Rf}$  = -30 dBm) dont les paramètres sont résumés dans le tableau n° 5.1.



Figure n° 5.16 : Variation de l'EVM en fonction du courant d'injection du laser (Honeywell)

D'après les courbes de la figure n° 5.16, nous pouvons constater la présence d'une EVM très importante pour des valeurs de courant de polarisation inférieure au courant de seuil ce qui est naturellement prévisible. Dès lors que le seuil laser est passé, l'EVM baisse de façon drastique pour se stabiliser dans une zone comprise entre 8 et 13 mA correspondant à une zone linéaire de puissance. Enfin, lorsque le VCSEL sature aux alentours de 16 mA, l'EVM s'en trouve augmentée. Néanmoins, la valeur de 10 mA
retenue pour nos expérimentations se situe bien dans la zone où l'EVM est minimale.

Transmission des différentes propositions de l'ETSI concernant le standard DPRS sur fibre optique multimode

Le standard DPRS est en phase de développement au niveau de l'ETSI et plusieurs types de modulation numériques sont proposés pour le codage de l'information sur la porteuse micro-onde. Ainsi, nous avons testé 4 modulations différentes au travers de fibres optiques multimodes (figure n° 5.17). Il faut bien noter que le débit symbolique ne varie pas pour ce type de communication, mais l'on a augmenté le nombre de bits par symboles pour accroître le débit de la transmission. Bien évidemment, le nombre important de symboles présents dans le diagramme de constellation implique une diminution de l'EVM tolérée afin d'éviter tout recouvrement possible entre 2 états.

Comme dans la transmission des 2 standards précédents, la fibre optique SX 62.5/125 présente les performances les plus dégradées à la différence des fibres de 50 µm de cœur. De faibles EVM sont obtenues pour tous les types de modulation en étant nettement inférieures aux tolérances.



Figure n° 5.17 : Evolution de *l'Error Vector Magnitude* en fonction de la longueur des fibres mulitmodes utilisées pour le DPRS (filtre : Root Raised Cosine  $\alpha = 0.5$ )

La bonne ouverture du diagramme de l'œil, dans le cas d'une modulation  $\pi/4$  DQPSK comme dans celui d'une modulation 64QAM démontre la faisabilité de la transmission de ce standard sur fibre optique multimode sur des longueurs de 300 m voire 600 m (figure n° 5.18).



Figure n° 5.19 : Visualisation du transport par voie optique du standard DPRS (64 QAM et  $\pi$ /4 DQPSK)

Transmission bi-bandes GSM 900 MHz – UMTS 2 GHz sur fibre optique multimode

Nous avons aussi simulé le cas où un signal GSM (900 MHz) et un signal UMTS (2 GHz) seraient transportés simultanément par le réseau fibré multimode d'un bâtiment et nous avons regardé l'incidence qu'aurait ce transport bi-bande sur la qualité de la transmission des 2 signaux numériques.



Figure n° 5.19 : Schéma du système de transmission bi-bandes

A l'issue de la transmission simultanée d'un signal de type GSM et d'un signal de type UMTS sur 300m de fibre optique SXi, nous obtenons de faibles valeurs d'EVM (tableau n° 5.2) traduisant de la potentialité du transport de signaux micro-ondes dans une même fibre optique sans risque d'interférences (EVM quasi identiques par rapport au transport d'un seul signal).

	Signal GSM	Signal UMTS
EVM (% rms)	0.9	1.1

Tableau n° 5.2 : EVM mesurées lors du transport simultané de signauxcellulaires de 2ème et 3ème génération

La transmission de ces 2 signaux simultanément dans une même fibre optique n'influe pas sur l'ouverture du diagramme de l'œil ainsi que sur le diagramme de constellation (figure n° 5.21).



Figure n° 5.20 : Evaluation de la transmission simultanée de 2 signaux – GSM 900 MHz et UMTS 2GHz – au travers de 300 m de fibre optique multimode SXi

### V.1.3.2 Déport optique de signaux micro-ondes pour l'installation de réseaux locaux

**\*** Transmission du standard IEEE 802.11g sur fibre optique multimode

Nous avons généré à l'aide du logiciel *Agilent Signal Studio for 802.11 WLAN* fourni par Agilent le standard IEEE 802.11g (WIFI) en connectant un PC au générateur de signaux vectoriels E4438C à l'aide d'un câble RJ45 croisé comme le montre le schéma de la figure n° 5.21 **[Agilent WLAN].** Le signal traverse la liaison opto – hyperfréquence, est démodulé par le VXI et l'on visualise la qualité de la liaison à l'aide du logiciel *Vector Signal Analyser* piloté par ce même ordinateur (connecté par IEEE 1394 au VXi).



Figure n° 5.21 : Schéma de transmission du standard IEEE 802.11g

Le standard IEEE 802.11g génère un signal modulé sur une porteuse à 2.412 GHz à l'aide d'une modulation 64QAM et d'un codage OFDM. La technique du codage OFDM consiste à utiliser un nombre de sous-porteuses internes au schéma de codage afin de baisser le débit de la transmission sur chacune des sous-porteuses.



### Figure n° 5.22 : Evolution de *l'Error Vector Magnitude* en fonction de la longueur des fibres mulitmodes utilisées pour le standard IEEE 802.11g

Nous constatons encore une fois la faisabilité du déport par voie optique d'un signal micro-onde en l'occurrence le standard IEEE 802.11g avec une EVM variant entre 2 et 3 % pour toutes les fibres multimodes de 50  $\mu$ m de cœur dans les longueurs voulues (figure n° 5.22). Une dégradation importante de l'EVM est constatée pour des fibres multimodes 62.5  $\mu$ m de coeur de longueur supérieure à une centaine de mètres.



Figure n° 5.23 : Evaluation de la qualité de la transmission numérique

Le diagramme de constellation de la modulation 64QAM – OFDM témoigne de l'excellente transmission au travers de 300 m de fibre optique multimode SXi (figure n° 5.23). La variation de l'EVM en fonction du courant d'injection de notre laser démontre encore une fois qu'un courant de polarisation d'une dizaine de milliampères fournit une EVM minimale (figure n° 5.24).



Figure n° 5.24 : Variation de l'EVM en fonction du courant d'injection du laser (VCSEL Honeywell)

**4** Transmission du standard IEEE 802.11a sur fibre optique multimode

Nous avons tenté de transmettre le standard IEEE 802.11a dont la porteuse à 5.825 GHz pourrait être un frein au bon déroulement de la transmission. En effet, la fréquence de coupure des composants d'extrémité est inférieure à la fréquence de la porteuse micro-onde de ce standard ce qui pourrait provoquer des pénalités dans la transmission.



Figure n° 5.25 : Evolution de *l'Error Vector Magnitude* en fonction de la longueur des fibres mulitmodes utilisées pour le standard IEEE 802.11a

Dans ce cas, nous constatons que les fibres standards SX 50/125 et SX 62.5/125 ne permettent pas la transmission du standard IEEE 802.11a dans de bonnes conditions contrairement aux fibres optiques multimodes à bande passante optimisée SXi et SX+ à 850 nm, tout ceci en tenant compte bien sûr de l'influence qu'aurait la bande passante des composants d'extrémité sur la qualité de la transmission (figure n° 5.25).

Après avoir caractérisé le transport optique de signaux numériques sur porteuses micro-ondes, nous avons tenté de visualiser cette propriété par l'application de la transmission d'informations entre 2 ordinateurs à l'aide d'un réseau mixte fibre-radio à base de WIFI dont le schéma est décrit dans la figure n° 5.26.



Figure n° 5.27 : Schéma de transmission mixte fibre multimode – radio (2.412 GHz) haut débit 54 Mbit/s (IEEE 802.11g)

La transmission d'un film entre 2 ordinateurs distants de 300 m pour le déport optique et d'environ 5 m pour le bond radio s'est déroulée sans souci démontrant alors la faisabilité d'une transmission mixte fibre multimode – radio à haut débit à l'aide du protocole de transfert WIFI IEEE 802.11g.

### V.1.4 Prémices de la transmission d'un signal numérique sur une sous porteuse micro-onde à l'aide de fibres optiques multimodes en polymère CYTOP

En collaboration avec l'équipe du Laboratoire OPCOMNET (département CISS) de l'Ecole Royale Militaire de Bruxelles, dont l'expérience sur la transmission d'un signal numérique en bande de base sur fibre optique polymère à gradient d'indice (POF – CYTOP) est importante, ainsi qu'avec Christophe Loyez, Chargé de Recherche au CNRS et membre de l'équipe CESAM de notre Institut, nous avons réalisé la transmission de signaux numériques greffés sur une porteuse micro-onde correspondant aux standards à transmettre à l'aide de fibre optique polymère CYTOP **[Ishigure'02]**.

L'équipe de l'Ecole Royale Militaire de Bruxelles nous a fourni la mesure de la réponse fréquentielle des fibres optiques multimodes à gradient d'indice CYTOP pour une longueur de 300 m (figure n° 5.27). Nous pouvons noter une légère différence entre les 2 courbes représentatives de la réponse fréquentielle des fibres dans le sens où la fibre multimode SX 62.5/125 présente un creux à 2.2 GHz, au contraire de la fibre CYTOP dont l'allure ressemble à un filtre passe bas. Nous avons effectué une comparaison entre ce type de fibre polymère et la fibre silice multimode SX 62.5/125 afin d'évaluer leurs différences en terme de qualité de transmission (mesure de l'EVM essentiellement).



### Figure n° 5.27 : Mesure de la réponse fréquentielle de 300 m de fibre CYTOP en comparaison de la fibre SX 62.5/125

Nous nous sommes bien sur placés dans les mêmes conditions d'utilisation du banc de caractérisation dont le schéma est défini dans la figure n° 5.28. Les standards transmis sont les standards correspondant aux signaux de télécommunications mobiles de 2<sup>ème</sup> et de 3<sup>ème</sup> génération ainsi que ceux correspondant aux signaux de type réseaux locaux.



Figure n° 5.29 : Transmission sur fibre optique polymère (CYTOP)

La photodiode Motorola en puce nous permet l'utilisation de pigtail fibre optique en adéquation avec le diamètre de cœur des fibres optiques SX 62.5/125 ( $62.5 \mu m$ ) et des fibres CYTOP 120/230 ( $120 \mu m$ ). En effet, nous avions utilisé dans les manipulations effectuées précédemment une photodiode Appointech possédant une fibre optique pré-alignée avec la zone active du composant (pigtail) d'un diamètre de 50 µm (SX 50/125), n'ayant pas trop d'influence pour le couplage avec une fibre de  $62.5 \mu m$  de cœur mais influençant de façon drastique les mesures de l'EVM lors de l'utilisation de fibre CYTOP de 120 µm de cœur. La différence de cœur entre la fibre CYTOP et le pigtail SX 50/125 provoquait une détérioration de l'EVM importante ne permettant pas la réalisation de la transmission.

Nous avons donc relevé la variation de l'EVM en fonction du standard transmis pour 300 m de fibres et nous constatons, d'après les résultats présentés dans la figure n° 5.29, que la fibre polymère CYTOP présente de bien meilleures performances que la fibre optique SX 62.5/125 pour tous les standards transmis. Ces mesures représentent les premiers résultats du genre sur de la fibre optique polymère CYTOP.



Figure n° 5.30 : EVM en fonction des standards transmis pour 2 types de fibres optiques (300 m)

### V.1.5 Transmission « millimétrique » sur fibre optique multimode

Dans le cadre du projet COMDOM (Communication Domestique), l'idée est d'utiliser le réseau fibre multimode des infrastructures pour transporter de l'information à haut débit sur une porteuse micro-onde par voie optique jusqu'à un point d'accès composé d'éléments permettant la transposition à 60 GHz [Magne, Loyez'01] (figure n° 5.30). Un bond radio de quelques mètres à cette fréquence permet l'obtention d'une transmission confinée dans une pièce permettant d'avoir un réseau bien plus sécurisé que le réseau WIFI à 2.4 GHz. En effet, une forte atténuation due à la présence d'oxygène dans l'atmosphère dans la bande de fréquence 50 - 70 GHz permet la réduction de la portée utile d'un signal en gamme millimétrique : une onde millimétrique de propageant dans l'atmosphère à une fréquence de 60 GHz subit une atténuation de l'ordre de 17 dB/km au cours de sa propagation.



### Figure n° 5.30 : Déport optique d'un signal micro-onde haut débit pour une transmission à 60 GHz confinée

Le signal numérique (QPSK, 16 QAM) à 25 ou 50 Msym/s est greffé sur une porteuse micro-onde à 1 GHz ou 500 MHz. Ce signal est transmis par voie optique à l'aide de fibres optiques multimodes à 850 nm sur des longueurs de 300 m. A l'issue de ce transport, il est transposé à 60 GHz et transmis par voie radio sur une distance de 5 m. Un système à 60 GHz permettant la compensation du bruit de phase transpose notre signal en fréquence intermédiaire (1GHz) et la démodulation est effectuée par le VXi. La qualité de la liaison se juge par la mesure de l'EVM et par la bonne position des états vectoriels dans le diagramme de constellation.

Nous présentons les mesures d'EVM effectuées sur plusieurs schémas de modulation différents ainsi qu'en fonction des longueurs et du type de fibres optiques multimodes dans le tableau n° 5.3.

	SX 62.5/125		SX 50/125		SXi 50/125		SX+ 50/125	
	100 m	300 m	300 m	600 m	300 m	600 m	100 m	600 m
QPSK 50 Mbit/s 1 GHz	4.3	4.4	4.4	4.2	4.1	4.3	4.1	4.3
16 QAM 100 Mbit/s 1 GHz	4.8	4.8	4.6	4.7	4.7	4.9	4.5	4.5
QPSK 100 Mbit/s 500 MHz	6	6.1	6.1	6.5	6.3	6.4	6.3	6.4
16 QAM 200 Mbit/s 500 MHz	6.1	6.1	6.5	6.4	6.1	6.1	5.9	5.9
64 QAM 400 Mbit/s 500 MHz	6.2	6.3	5.6	5.9	5.3	5.7	5.3	5.6

Tableau n° 5.3 : Evaluation de l'EVM en fonction du type de fibre optique multimode utilisé et de la modulation pour un bond radio de 5 m à 60 GHz

Nous avons démontré ici les potentialités des fibres optiques multimodes pour le transport de signaux millimétriques à 60 GHz utilisant une technique de compensation de bruit de phase mise au point pas C. Loyez. Les mesures d'EVM de la liaison opto-hyperfréquence sont excellentes principalement limitées par l'EVM intrinsèque des composants hyperfréquences utilisés : la fibre optique n'induit pas de pénalités sur la liaison.

### V.2 Caractérisation des modulateurs – détecteurs à électroabsorption sans cavité

Il est possible de caractériser le fonctionnement du composant en détecteur avant son report sur un substrat de silice tant d'un point de vue électrique que d'un point de vue optique.

Nous allons donc caractériser le fonctionnement du modulateur en voie descendante, c'est-à-dire lorsqu'il détecte le rayonnement optique. Nous relevons le photocourant induit par l'absorption d'une onde optique issue d'une source accordable centrée à 850 nm en fonction de la tension appliquée. Cependant, une photoluminescence est préalablement effectuée avant le début de la fabrication du composant afin de déterminer les longueurs d'onde des transitions excitoniques dans les puits quantiques de la zone intrinsèque (figure n° 5.31).



### Figure n° 5.31 : Photoluminescence représentant les transitions excitoniques dans 50 puits quantiques de GaAs séparés par 51 barrières d'Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As

Nous obtenons donc une transition électrons – trous lourds à 847.5 nm et une transition électrons – trous légers à 842.5 nm attestant la qualité de la croissance épitaxiale de la structure.

### V.2.1 Caractérisation en voie descendante (avant et après le report sur silice)

### V.2.1.1 D'un point de vue électrique

Intéressons nous maintenant au comportement électrique de la jonction PIN. Nous polarisons le composant à l'aide des 2 contacts déposés sur les couches  $n^+$  et  $p^+$  de la jonction. Nous présentons dans la figure n° 5.32 une courbe I(V) d'un modulateur représentant l'allure de la jonction PIN polarisée à la fois en directe et en inverse :



Figure n° 5.32 : I(V) de la structure avant le report sur verre (à gauche) et après le report sur verre (à droite)

Il sera donc possible comme l'atteste cette courbe de polariser la diode en inverse avec une tension de 10 volts.

### V.2.1.2 Caractérisation optique

Le comportement optique du composant avant report sera étudié à l'aide d'une source accordable centrée autour de 850 nm. Le rayonnement optique, accordable sur une quarantaine de nanomètres, est injecté dans une fibre optique multimode à l'aide d'une optique de collimation montée sur microdéplacements. L'onde optique arrive sur la surface de l'échantillon polarisé en inverse et nous relevons le photocourant généré par l'absorption de l'onde dans les puits quantiques à l'aide d'un ampèremètre, ainsi que la puissance de ce rayonnement à l'aide d'un puissance-mètre optique.

L'onde optique est injectée par l'intermédiaire d'une fibre multimode en silice (« pigtail ») inclinée d'un angle de 30° par rapport à la normale à la surface suite au positionnement de la binoculaire nécessaire au dépôt de pointe sur les contacts n et p de notre composant.



Figure n° 5.33 : Schéma du banc de caractérisation en photocourant

Nous allons donc mesurer la réponse du modulateur dans son fonctionnement en détecteur en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée (figure 5.33).



### Figure n° 5.34 : Coefficient de réponse du modulateur en détection en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée

Nous constatons d'après la courbe de la figure n° 5.34 l'obtention d'une réponse de 0.4 A/W à 853 nm lorsque l'on éclaire le composant avec une fibre optique inclinée d'une trentaine de degrés. Une caractérisation en

incidence normale sera présentée sur la figure n° 5.37 dans le cas d'un modulateur reporté sur un substrat de silice.

Une chaîne laser femtoseconde (figure n° 5.35) composée d'un laser Titane / Saphir (MIRA 900) pompé par un laser continu de type YVO4 : Nd est disponible au sein du département ISEN de l'IEMN localisé à Lille. L'utilisation d'un réseau de miroir large bande au milieu duquel est placé le cristal Titane / Saphir permet l'accordabilité de la source laser entre 700 nm et 1000 nm, gamme de longueur d'onde en adéquation avec le modulateur – détecteur à électroabsorption. Il est possible d'avoir un fonctionnement en régime continu ou en régime impulsionnel avec ce type d'équipement. La chaîne laser femtoseconde de l'IEMN est dotée d'un système d'imagerie par le dessus, présentant une légère inclinaison de la caméra non préjudiciable pour le dépôt de pointes sur les contacts du composant, et d'un système d'imagerie face arrière favorisant l'alignement du faisceau issu de la chaîne laser avec le centre de la zone active (figure n° 5.36).

Dans un premier temps, nous avons caractérisé le composant en voie descendante mais après son report sur un substrat de silice par l'injection d'un rayonnement optique **en incidence normale**.

Le composant reporté sur un substrat de silice transparent nous permet de faire un alignement précis du faisceau laser avec la zone active du composant. En effet, le système d'imagerie inférieur nous permet d'obtenir par transparence le contour de notre composant favorisant alors le placement du faisceau optique laser incident au centre de la zone active.



Figure n° 5.35 : Chaîne laser femtoseconde de l'IEMN

Nous avons donc préalablement mesuré la puissance optique incidente au composant en fonction de la longueur d'onde appliquée (source laser femtoseconde accordable).



Figure n° 5.36 : Vue de la face avant (dépôt des pointes) et de la face arrière du modulateur détecteur à électroabsorption reporté (faisceau laser défocalisé)

Dès lors, nous avons relevé le photocourant généré par l'absorption d'une onde optique en fonction de la tension de polarisation du composant et de la longueur d'onde du rayonnement incident pour en déduire la réponse du modulateur – détecteur à électroabsorption en incidence normale (figure n° 5.37).



### Figure n° 5.37 : Graphique représentatif du photocourant détecté par le MDEA en fonction de la longueur et pour une tension appliquée maximale de 10 volts

Nous obtenons le spectre d'absorption caractéristique de composants à puits quantiques bénéficiant de résonances excitoniques. Nous pouvons constater que les transitions excitoniques à 0 Volt ont lieu respectivement à 842.5 nm pour l'exciton trou léger et à 847.5 nm pour l'exciton trou lourd, c'est-à-dire aux mêmes longueurs d'onde que celles révélées par la photoluminescence avant process technologique. Nous en déduisons donc que le report sur silice, d'une structure composée de puits quantiques n'induit pas de stress dans notre structure et ne provoque pas de décalage des longueurs d'onde fondamentales **[Lethien'04].** 

Une tension appliquée en inverse sur ce type de composant provoque une dérive énergétique des transitions excitoniques vers les longueurs d'onde élevées (« red shift ») et une augmentation de la réponse de ce composant traduisant bien la présence de l'Effet Stark Quantique Confiné dans des puits quantiques de GaAs entourés de barrières d'AlGaAs : nous démontrons ici la faisabilité du report d'une structure à puits quantiques sur un substrat de silice transparent.

Une réponse de 0.2 A/W est obtenue à 853.5 nm pour une tension de polarisation de 6 volts. Cependant, nous travaillerons dans une zone moins sensible en longueur d'onde pour le fonctionnement en détecteur : une réponse de 0.17 A/W à 847 nm est obtenue pour des tensions de polarisation supérieures à 4 volts. La longueur d'onde 853.5 nm laisse présager un fonctionnement en modulateur relativement intéressant car nous pouvons constater de la présence de transitions abruptes sur la courbe de réponse du composant en voie descendante dans cette gamme de longueur d'onde.

Les caractérisations hyperfréquences après la mise en boîtier de notre composant nous permettront de déterminer sa fréquence de coupure.



### V.2.1.3 Caractérisation optique – hyperfréquence

Figure n° 5.38 : Composant mis en boîtier pour sa caractérisation optohyperfréquence

L'extraction des paramètres S du composant mis en boitier (figure n° 5.38) pourrait fournir la fréquence de coupure du MDEA. L'architecture du banc de mesure utilisé est présentée en figure n° 5.39.



Figure n° 5.39 : Mesure du paramètre S11 d'un modulateur – détecteur à électroabsorption

En premier lieu, nous effectuons une calibration de l'analyseur de signaux vectoriels à l'aide du kit de calibration (circuit ouvert, court circuit et charge 50  $\Omega$ ). Cependant, nous utilisons une cellule de montage bien spécifique ainsi qu'un té de polarisation : il faut donc calibrer l'appareil dans le plan de la cellule de caractérisation en tenant compte du té de polarisation.

Cette calibration s'effectue en rajoutant un délai électrique correspondant à la différence de positionnement des 2 plans de calibration (idéal et dans le plan de la cellule).

Après avoir calibré l'analyseur de signaux vectoriels, nous relevons la variation du paramètre S11 du composant à tester en fonction du diamètre de la zone active et de la tension. En effet, 2 composants de diamètre différent sont montés dans chaque cellule de test et nous disposons comme cela de 3 cellules différentes couvrant l'ensemble des diamètres à tester (6). Ces cellules sont ensuite montées dans le boîtier support.

Nous relevons donc pour chaque composant la variation du paramètre S11 en fonction de la tension entre 0 et 10 Volts. De celui-ci, nous effectuerons une extraction des paramètres du schéma équivalent, tel que défini en figure  $n^{\circ}$  5.40.

Ceci permettra notamment de définir la valeur de la capacité équivalente du composant monté afin d'en déterminer la fréquence de coupure; la

fréquence de coupure due au temps de transit important peu pour l'épaisseur de zone intrinsèque du MDEA (1  $\mu$ m) et les diamètres de zone active choisis, nous aurons une approximation de la fréquence de coupure réelle en calculant la f<sub>RC</sub>.



Figure n° 5.40 : Evolution du paramètre S11 en fonction de la fréquence et du diamètre de la zone active

En nous basant sur le schéma équivalent du MDEA (figure n° 2.3) et en utilisant un logiciel de simulation, l'extraction des valeurs des composants de ce schéma nous a donné les paramètres résumés dans le tableau n° 5.4.



En ne tenant compte que de l'influence de la capacité  $C_j$  pour le calcul de la  $f_{RC}$ , nous pouvons obtenir une fréquence de coupure de 8.6 GHz pour un diamètre de zone active de 66 µm. La reprise du contact p induit une capacité parasite qui influe directement sur la fréquence de coupure du MDEA : nous avons chiffré cette capacité comme étant égale à environ 0.15 pF amenant la fréquence de coupure à 6.1 GHz.

La fréquence de coupure de ce composant se trouve bien dans la bande de fréquence définie dans le cahier des charges du projet ROSETTE et pourrait permettre la transmission des standards de télécommunication visés.

Paramètres	Valeurs
$R_j$	2500 Ω
Cj	0.37 pF
R <sub>s</sub>	12 Ω
Cp	0.15 pF
L <sub>c</sub>	1 nH

Tableau n° 5.4 : Valeurs des différents paramètres du schéma équivalent

#### V.2.2 Caractérisation en voie montante après le report sur verre

Le report sur verre est une alternative au via hole nécessaire à l'ouverture d'une fenêtre optique face arrière permettant l'utilisation du modulateur en transmission. D'un point de vue électrique, le modulateur détecteur à électroabsorption possède les mêmes caractéristiques que précédemment (figure n° 5.32).

### V.2.2.1 Comportement optique du modulateur reporté sur verre

Nous utilisons pour cela le banc présenté en figure n° 5.35. Nous appliquons un signal carré aux bornes de notre composant de sorte à obtenir le contraste (ON/OFF Ratio) en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée. Ce rapport est relevé après photodétection du signal optique transmis au travers du modulateur par une photodiode en silicium possédant une grande surface active (1 mm<sup>2</sup>). Bien entendu, nous ne cherchons pas, dans ce genre d'expérimentations, une montée en fréquence élevée mais l'obtention de la longueur d'onde où le modulateur – détecteur à électroabsorption possèdera le meilleur rapport de contraste : ceci explique en partie la faible fréquence (2.3 KHz) du signal électrique appliqué aux bornes du modulateur.

Les caractérisations hyperfréquences de notre composant après sa mise en boîtier devraient fournir les performances en terme de fréquence de coupure.





Figure n° 5.41 : Système d'imagerie face avant et détection du signal électrique transmis par voie optique sur un oscilloscope

Le signal électrique est visualisé sur un oscilloscope et nous relevons la différence entre l'état haut et l'état bas du signal reçu pour obtenir le rapport de contraste (figure n° 5.41).



Figure n° 5.42 : Contraste en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée

D'après les courbes de la figure n° 5.42, il est possible d'obtenir un rapport de contraste de 2.2 dB à 855 nm pour une tension de polarisation égale à 8 volts. Cette valeur est bien en adéquation avec les calculs théoriques tant au niveau de la longueur d'onde de transition (chapitre n° 3) que de l'amplitude de ce rapport.

Nous avons regardé l'évolution du rapport de contraste pour une longueur d'onde centrée à 855 nm en fonction de la tension de polarisation afin de déterminer la zone linéaire de fonctionnement de notre composant (figure n° 5.43). Entre une valeur de tension comprise entre 5 et 8.5 volts, le modulateur a une réponse relativement linéaire laissant présager la possibilité de son utilisation dans une liaison de type analogique.



Figure n° 5.43 : Evolution du contraste en fonction de la tension à 855 nm

### <u>Conclusion :</u>

Nous avons ici caractérisé le milieu de transmission (fibre optique mulitmode) utilisé aussi bien pour le transport de signaux cellulaires (GSM, UMTS) que le déport de réseaux locaux par voie optique de type WIFI. Dans la majorité des cas, la fibre optique multimode de diamètre de cœur 50 µm (standard qui plus est à bande passante étendue) permet la transmission de ces signaux avec un taux d'EVM compatible avec les applications systèmes. La fibre optique multimode en silice de 62.5 µm de diamètre montre quant à elle son inadéquation lorsque les longueurs de transmission sont globalement supérieures à une centaine de mètres. Des mesures préliminaires sur de la fibre à gradient d'indice (GI POF) montrent que celleci, dans son état actuel, offre de meilleures performances que la SX 62.5/125.

Nous avons de même effectué la caractérisation du MDEA reporté sur un substrat de silice tant d'un point de vue optique, électrique et hyperfréquence. Le report sur un substrat de silice à l'aide de colle réticulable aux UV n'induit pas de stress dans la structure.

### Référence Bibliographique

### [ART'2001] Tableau d'utilisation des fréquences ART,

Version de octobre 2001.

### [Brassac'02] Les réseaux sans fil

A Brassac, Darrieulat M, Hadjistratis E, Rousse D, *Rapport de DESS, Toulouse, 2002.* 

#### [François] Modulation – Demodulation,

R François, *Technique de l'ingénieur, Traité d'électronique E3 450, p 1-35* 

[Muller'00] Les modulations numériques dans les systèmes de communication JP Muller

JP Muller *Cours, Décembre 2000.* 

[Agilent AN1314] Agilent AN 1314 – «Testing and Troubleshooting Digital RF Communications Receiver Designs »,

Application note, Décembre 2000

[Agilent PN89400-14] Agilent PN89400-14 – «Using Error Vector Magnitude Measurements to Analyze and Troubleshoot Vector-Modulated Signals »,

Product note, Décembre 2000

[Agilent PN89400-8] Agilent PN89400-8 – « Using Vector Modulation Analysis in the Integration, Troubleshooting », and Design of Digital Communications Systems,

Product note, Décembre 2000

[UMTS'03] Universal Mobile Telecommunications System (UMTS); UTRA repeater radio transmission and reception,

ETSI 3GPP TS 125 106 version 6.0.0 release 6 (2003-12)

**[DECT'03] Digital Enhanced Cordless Telecommunication (DECT); Common Interface (CI); Part 2: Physical layer (PHL),** ETSI EN 300 175-2 version 1.7.0 (2003-02)

[Trezentos] Standard pour réseaux sans fil : IEEE 802.11

D Trezentos, *Technique de l'ingénieur, Traité Télécoms TE 375, p 1-12.* 

[Agilent WLAN] Agilent 802.11a WLAN Signal Studio Software for the E4438C ESG Vector Signal Generator,

Option 410 product note, Agilent technologies.

#### [Ishigure'02] High-bandwidth Gradded-Index Polymer Optical Fiber with High-temperature stability,

T Ishigure, M Sato, A Kondo, and Y Koike, Journal of Lightwave Technology, vol 20, no 8, août 2002, p 1443-1447.

#### [Magne] Télécommunications haut debit en ondes millimétriques,

F Magne, *Technique de l'ingénieur, Traité d'électronique E6 250, p 1-13.* 

#### [Loyez'01] Contribution à la conception et à la réalisation d'une liaison radio haut débit, intra-bâtiment à 60 GHz,

Christophe Loyez, *Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, décembre 2001.* 

# [Lethien'04] Characterization of a $SiO_2$ transferred GaAs ElectroAbsorption Modulator for 850 nm Radio over Fibre Systems based on Multimode Fibre,

C. Lethien, J-P. Vilcot, S. Mc Murtry, J-F Lampin, D. Vignaud, P. Miska, D. Decoster and F. Mollot,

Electronics Letters, vol. 40 (17), 19 août 2004, p 1075-1076.

### Conclusion :

Ce sujet nous a permis d'explorer un grand nombre de domaines tant d'un point de vue théorique que d'un point de vue applicatif:

- L'architecture des systèmes mixtes fibre radio (applications réseaux sans fils, fibre optique silice et polymère, composants d'extrémité bas coût)
- La modélisation optique (composant en microcavité optique) et quantique (multiple puits quantique)
- La réalisation technologique de composants optoélectroniques en l'occurrence un modulateur – détecteur à électroabsorption dont la structure active a été reporté sur un substrat de verre transparent
- La caractérisation de systèmes hybrides à base de fibre optique et de composants optoélectroniques

La conception et la réalisation du transducteur opto/micro-onde à insérer dans la station de base picocellulaire a été la partie la plus délicate de ce travail de thèse. En effet, le caractère absorbant du substrat GaAs à 850 nm nous obligeait à réaliser l'ouverture de fenêtre optique au travers de ce substrat ou tout simplement son retrait total. La deuxième solution a été retenue et nous obtenions donc dans ce cas une structure difficile à manipuler et donc incompatible avec son intégration dans un système de transmission. La structure active de notre composant fût alors reportée sur un substrat en silice, transparent à 850 nm, par une technique novatrice à l'aide de colle époxy réticulable aux rayonnements ultra-violets (UV) : les moyens mis à notre disposition au sein de l'IEMN nous ont permis de mener à bien ce report. La mise en boîtier de ce composant devrait permettre dans un premier temps la réalisation d'un démonstrateur opto/micro-ondes à base de fibre optique multimode et d'une station de base composée du modulateur-détecteur à électroabsorption et d'une antenne multi-bande réalisée par l'Université du Kent (Grande Bretagne).

L'optimisation du modulateur en micro-cavité verticale, basé sur le formalisme de matrice de transfert optique (formalisme d'Abélès) et du formalisme de Schrödinger quantique, nous a permis de définir une structure épitaxiale optimisée à 850 nm. Nous avons envisagé l'intégration par une technique flip-chip de ce composant sur des réseaux d'interconnexion placés sur une plateforme silicium intégrant, de part et d'autre, deux fibres optiques permettant l'injection et la récupération du signal (collaboration avec la société INTEXYS Photonics).

Nous avons démontré la faisabilité d'un système de transmission mixte fibre – radio à l'aide de fibre optique multimode en silice avec une possibilité d'ouverture vers les fibres optiques multimodes en polymère de type CYTOP. Ces deux types de fibres assurent le transport optique de signaux issus de réseaux cellulaires (GSM, UMTS) ou WLAN (IEEE 802.11, HIPERLAN) d'une station centrale vers une station de base picocellulaire sur une longueur de 300 m voire 600 m dans certains cas.

Il nous a été rendu possible via une collaboration avec le laboratoire de Télécommunication de l'Ecole Royale Militaire et Nexans de mener à bien une caractérisation de liaison utilisant de la fibre polymère perfluorée à gradient d'indice (GI-POF); celle-ci affichant un phénomène de DMD beaucoup moins important que dans les fibres silices. Ce support de transmission pourrait s'avérer un sérieux concurrent pour la fibre optique en silice étant donné ses propriétés physiques avantageuses : insensibilité à un désalignement isoaxial, robustesse, grand rayon de courbure possible, bande passante importante pour les distances de transmission souhaitées (quelques centaines de mètres) et les débits et/ou fréquences porteuses visés.

D'un point de vue applicatif, nous avons réalisé la transmission d'une vidéo d'un ordinateur à un autre, en utilisant le protocole IEEE 802.11g (porteuse micro-onde à 2.4 GHz et débit de 54 Mbit/s) pour un bond radio de 5 m, des composants d'extrémité bas coût et 300 m de fibres optiques multimodes en silice pour le déport optique, démontrant alors la potentialité des systèmes hybrides bas coût fibres - radio entre terminaux fixes ou mobiles pour les communications intra-bâtiments (utilisation du réseau de fibre multimode pré-installé). De plus, dans le cadre du projet COMDOM et avec la collaboration de l'équipe Systèmes et Applications des Micro-ondes de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (IEMN - USTL), nous avons effectué la transmission d'un signal numérique à haut débit (quelques centaines de Mbit/s avec une modulation de type QPSK ou 16 QAM) sur une porteuse micro-onde (1 GHz) transposée à 60 GHz pour le bond radio de 5 m, à l'aide de 300 m de fibres optiques multimodes en silice (voire 600 m dans certains cas) et d'une technique de compensation du bruit de phase à 60 GHz mise au point par C. Loyez. En couplant de cette manière le monde de l'optoélectronique avec celui des systèmes micro-ondes sans fils, nous ouvrons de réelles perspectives en terme de communication haut débit dans les années à venir.

## Liste des publications

Revues internationales à comité de lecture:

Radio frequency transmission of 32-QAM signals over multimode fibre for distributed antenna system applications, D. Wake, S. Dupont, C. Lethien, J-P Vilcot and D. Decoster Electronics Letters, vol. 37 (17), pp. 1087-1089 (2001)

Characterization of a SiO<sub>2</sub> transferred GaAs ElectroAbsorption Modulator for 850 nm Radio over Fibre Systems based on Multimode Fibre, **C. Lethien**, J-P. Vilcot, S. Mc Murtry, J-F Lampin, D. Vignaud, P. Miska, D. Decoster and F. Mollot Electronics Letters, vol. 40 (17), pp. 1075-1076 (19 août 2004)

Microwave propagating in single mode semiconductor waveguide coupled disk microcavity optical resonator on InP, P. Miska, M. Beaugeois, **C. Lethien**, A. Beaurain, D. Decoster, M. Bouazaoui, J-P Vilcot, J. Chazelas Soumise à Electronics Letters

Comparative study of Graded Index Polymer and Silica Multimode Fibre System using 850 nm low cost VCSELs for mobile and Wireless Lan communication, C. Lethien, J-P. Vilcot, A.Goffin, B. Bareel, C. Loyez, C. Vloeberghs, N. Rolland, D. Decoster, P.A Rolland, En cours de rédaction

Radio Over Multimode Fibre System using 850 nm low cost VCSELs for mobile and Wireless Lan communication, C. Lethien, C. Loyez, I. Dayoub, O. Zaouche, J-P. Vilcot, N. Rolland, D. Decoster, P.A Rolland, J.M Rouvaen En cours de rédaction

Subcarrier radio signal transmission over multimode fibre for 60 GHz WLAN using a phase-noise cancellation technique, C. Loyez, C. Lethien, R. Kassi, J-P. Vilcot, D. Decoster, N. Rolland, P.A Rolland, Soumis à Electronics letters

Congrès internationaux avec comité de sélection et actes

Indoor Transmission of Rf signals through Multimode fibre, C. Lethien, J-P. Vilcot, D. Decoster NEFERTITI Workshop Summer school, Mai 2003, Valencia (Espagne)

Transmission de signaux RF sur fibre optique multimode, C. Lethien, J-P. Vilcot, D. Decoster Colloque international TELECOM' 2003 & 3<sup>ème</sup> Journées Franco-Maghrébines des Micro-ondes et leurs Applications, Octobre 2003, Marrakech (Maroc) Optimization and conception of a Resonant Microcavity Electroabsorption Modulator for the Transmission of RF signals through Multimode Fibre, C. Lethien, J-P. Vilcot, D. Decoster NEFERTITI Workshop Winter school, Février 2004, York (Angleterre)

Transmission of RF and Microwave Signals by Optical Fiber, J-P. Vilcot, C. Lethien Colloque ICTTA, Avril 2004, Damas (Syrie)

850 nm Transmission Type ElectroAbsorption Modulator on SiO<sub>2</sub> substrate, C. Lethien, J-P. Vilcot, D. Decoster 205<sup>th</sup> meeting of the ElectroChemical Society (ECS), Mai 2004, San Antonio (Etats Unis)

### Congrès nationaux

Optimisation et conception d'un modulateur / détecteur à électroabsorption en microcavité résonnante – Transmission de signaux RF sur fibre optique multimode, **C. Lethien**, J-P. Vilcot, D. Decoster Club Optique microonde, Décembre 2003, Villeneuve d'Ascq (France)

### Rapports

Rapports trimestriels pour le suivi du contrat européen Interreg III ROSETTE (Radio-Optical Systems Engineering in Transmanche TElecom)

### Annexe : Modèle créé sur MATHCAD<sup>TM</sup>

Le modèle créé sous MATHCAD pour le calcul de l'électroabsorption, de la variation de transmission et du contraste de modulation utilise, pour le calcul des niveaux quantiques et des fonctions d'onde des électrons et des trous perturbés par un champ électrique, le modèle créé par CL Workman **[Workman'02].** Le lecteur désireux d'obtenir le détail de ce modèle est invité à consulter la référence citée précédemment (référence bibliographique du chapitre n°3). Nous détaillons dans cette annexe, le modèle que nous avons mis au point sous MATHCAD pour l'optimisation du MDEA.

La structure du puits quantique est rentrée sous forme matricielle :

struct := 
$$\begin{pmatrix} AIGaAs & 10 & 0.32 & 0.32 \\ AIGaAs & 10 & 0 & 0 \\ AIGaAs & 10 & 0.32 & 0.32 \end{pmatrix}$$

La première ligne de cette matrice correspond à la 1<sup>ère</sup> barrière composée par le matériau ternaire  $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$  et d'épaisseur 10 nm. La 2<sup>ème</sup> ligne représente le puits quantique de GaAs d'épaisseur 10 nm. La 2<sup>ème</sup> barrière finissant la double hétérostructure est décrite par la 3<sup>ème</sup> ligne de la matrice.

Ce modèle permet donc le calcul du contraste de modulation en fonction de la réflectivité des miroirs de Bragg supérieur et inférieur. Cependant, un programme annexe basé sur le formalisme d'Abélès permet de déduire le nombre de couches nécessaires à la création de miroirs de Bragg de réflectivité désirée.

#### I-] Calcul de l'électroabsorption et du contraste de modulation :

```
Electroabsorption(struct) :=
                               T ← 300
                                 Efield \leftarrow 0.10^6
                                 strain_ref \leftarrow a_{tern}(T, AlGaAs, 0)
                                 nlevels \leftarrow 2
                                 solve Ec \leftarrow 1
                                 solve Evh \leftarrow 1
                                 solve Evl \leftarrow 0
                                 solve wfs \leftarrow 1
                                 periods \leftarrow 1
                                 grid \leftarrow 0.1
                                 L_{QW} \leftarrow struct_{2,2}
                                 tern \leftarrow struct<sub>2,1</sub>
                                 x \leftarrow \text{struct}_{2,3}
                                 struct \leftarrow transformthick(struct)
                                 structdat ← applyefield(structdat, Efield)
                                 \mathsf{posx} \leftarrow \mathsf{structdat}^{\left<1\right>}
                                  \begin{pmatrix} el_c \\ wf \\ c \end{pmatrix} \leftarrow energylevels (structdat , nlevels, "Ec" , solve_wfs)
                                   \begin{pmatrix} el_vh \\ wf_vh \end{pmatrix} \leftarrow energylevels (structdat , nlevels, "Evh" , solve_wfs)
                                 levels c \leftarrow \text{listlevels}(el c)
                                 levels vh \leftarrow listlevels(el vh)
                                 temp \leftarrow augment \left( wf_c c^{\langle 1 \rangle}, wf_c c^{\langle 2 \rangle}, wf_v h^{\langle 2 \rangle} \right)
                                 for k \in 1..10
                                      Efield \leftarrow k \cdot 10^6
                                      structdat \leftarrow layerprofile(T, struct, periods, strain ref, grid)
                                      structdat \leftarrow applyefield(structdat, Efield)
                                         \begin{pmatrix} el_c \\ wf \\ c \end{pmatrix} \leftarrow energy levels (structdat, nlevels, "Ec", solve_wfs)
                                        \begin{pmatrix} el_vh \\ wf vh \end{pmatrix} \leftarrow energylevels (structdat , nlevels , "Evh" , solve_wfs)
                                      temp \leftarrow augment (temp, wf c<sup>(2)</sup>, wf vh<sup>(2)</sup>)
                                temp
```

		1	2	3	4	5	6
	1	0	3.067·10 -5	1.275·10·7	2.551 10 <sup>-5</sup>	2.185 <sup>.</sup> 10 <sup>7</sup>	2.118·10 ·5
	2	0.1	6.151·10 -5	2.571·10·7	5.117·10·5	4.402 <sup>.</sup> 10 <sup>7</sup>	4.249·10 <sup>-5</sup>
	3	0.2	9.27·10 <sup>-5</sup>	3.909 10-7	7.713.10-5	6.686·10 •7	6.406 <sup>.</sup> 10 <sup>.5</sup>
	4	0.3	1.244·10 -4	5.312 <sup>.</sup> 10 <sup>.,7</sup>	1.036.10-4	9.07.10-7	8.604·10 <sup>-5</sup>
	5	0.4	1.568·10 -4	6.803 <sup>.</sup> 10 <sup>.7</sup>	1.306.10-4	1.159 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	1.085 <sup>.</sup> 10 -4
=	6	0.5	1.901·10 <del>·</del> 4	8.405 <sup>.</sup> 10 <sup>.7</sup>	1.584 10 -4	1.428 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	1.317·10 -4
	7	0.6	2.244·10 -4	1.015 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	1.871-10-4	1.719 <sup>.</sup> 10 <sup>.8</sup>	1.558·10 <del>·</del> 4
	8	0.7	2.6·10 -4	1.206 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	2.17·10 -4	2.036 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	1.807.10-4
	9	0.8	2.97·10 -4	1.416 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	2.481·10 ·4	2.384·10 <sup>.6</sup>	2.068·10 ·4
	10	0.9	3.357·10 -4	1.651.10 <sup>.6</sup>	2.807·10 ·4	2.767·10 <sup>-6</sup>	2.342·10 -4
	11	1	3.762·10 -4	1.912 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	3.149.10-4	3.192 <sup>.</sup> 10 <sup>.6</sup>	2.631·10 ·4
	12	1.1	4.188·10 <sup>-4</sup>	2.205-10 <sup>-6</sup>	3.51 10 4	3.665.10- <sup>6</sup>	2.936·10 -4

#### Electroabsorption(struct)

Electroabsorption2(struct,Emax) :=	T ← 300
	Efield ← 0
	$strain_ref \leftarrow a_{tern}(T,AlGaAs,0)$
	nlevels $\leftarrow 2$
	$solve_Ec \leftarrow 1$
	$solve\_Evh \leftarrow 1$
	$solve_Evi \leftarrow 0$
	$solve_wfs \leftarrow 1$
	$periods \leftarrow 1$
	$grid \leftarrow 0.1$
	$L_{QW} \leftarrow struct_{2,2}$
	$tern \leftarrow struct_{2,1}$
	$x \leftarrow struct_{2,3}$
	$struct \leftarrow transformthick(struct)$
	$structdat \leftarrow layerprofile(T, struct, periods, strain_ref, grid)$
	$structdat \leftarrow applyefield(structdat,Efield)$
	$posx \leftarrow structdat^{(1)}$
	$\begin{pmatrix} el_c \\ wf_c \end{pmatrix} \leftarrow energylevels(structdat, nlevels, "Ec", solve_wfs)$
	$\begin{pmatrix} el\_vh \\ wf\_vh \end{pmatrix} \leftarrow energylevels(structdat,nlevels,"Evh", solve\_wfs)$
	$levels_c \leftarrow listlevels(el_c)$
	$levels_vh \leftarrow listlevels(el_vh)$
	$temp \leftarrow augment(wf_c^{(1)}, wf_c^{(2)}, wf_vh^{(2)})$
upor munity	for $k \in 1$ Emax

Suite de la procédure *Electroabsorption2(struct)* :

$$\begin{array}{l} \mbox{Effeld} \leftarrow k \cdot 10^{6} \\ \mbox{structdat} \leftarrow layenprofile(T, struct, periods, strain_ref, grid) \\ \mbox{structdat} \leftarrow applyefield(structdat, Effeld) \\ \left( \begin{array}{c} el_{-} \circ \\ wf_{-} \circ \end{array} \right) \leftarrow energylevels(structdat, nlevels, "Ec", solve_wfs) \\ \left( \begin{array}{c} el_{-} \circ \\ wf_{-} \circ \end{array} \right) \leftarrow energylevels(structdat, nlevels, "Ev", solve_wfs) \\ \left( \begin{array}{c} el_{-} vh \\ wf_{-} vh \end{array} \right) \leftarrow energylevels(structdat, nlevels, "Ev", solve_wfs) \\ \mbox{temp} \leftarrow augment(temp, wf_{-} \circ^{(2)}, wf_{-} vh^{(2)}) \\ \mbox{temp} - 2_{k,1} \leftarrow m_{etern}(T, tem, x) \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot \left( 1.6 \cdot 10^{-19} \right)^{2} \cdot \left( L_{QW} \cdot 10^{-9} \right)^{4} \cdot \left( 1 - \frac{15}{\pi^{2}} \right) \cdot \frac{(Efield)^{2}}{24 \cdot \pi^{2} \left( \frac{662}{2 \cdot \pi} \cdot 10^{-34} \right)^{2} \cdot 1.6 \cdot 10^{-15}} \\ \mbox{temp} - 2_{k,2} \leftarrow m_{hhtern}(001, tem, x) \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot \left( 1.6 \cdot 10^{-19} \right)^{2} \cdot \left( L_{QW} \cdot 10^{-9} \right)^{4} \cdot \left( 1 - \frac{15}{\pi^{2}} \right) \cdot \frac{(Efield)^{2}}{24 \cdot \pi^{2} \left( \frac{662}{2 \cdot \pi} \cdot 10^{-34} \right)^{2} \cdot 1.6 \cdot 10^{-15}} \\ \mbox{temp} - 2_{k,2} \leftarrow m_{hhtern}(001, tem, x) \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot \left( 1.6 \cdot 10^{-19} \right)^{2} \cdot \left( L_{QW} \cdot 10^{-9} \right)^{4} \cdot \left( 1 - \frac{15}{\pi^{2}} \right) \cdot \frac{(Efield)^{2}}{24 \cdot \pi^{2} \left( \frac{662}{2 \cdot \pi} \cdot 10^{-34} \right)^{2} \cdot 1.6 \cdot 10^{-15}} \\ \mbox{temp} - 2_{k,2} \leftarrow m_{hhtern}(001, tem, x) \cdot 9.1 \cdot 10^{-31} \cdot \left( 1.6 \cdot 10^{-19} \right)^{2} \cdot \left( L_{QW} \cdot 10^{-9} \right)^{4} \cdot \left( 1 - \frac{15}{\pi^{2}} \right) \cdot \frac{(Efield)^{2}}{24 \cdot \pi^{2} \left( \frac{662}{2 \cdot \pi} \cdot 10^{-34} \right)^{2} \cdot 1.6 \cdot 10^{-16}} \\ \mbox{temp} - 2_{k,2} \leftarrow m_{hhtern}(300, tem, x) \cdot m_{hhtern}(001, tem, x) \cdot m_{0} \\ \mbox{temp} - 2_{k,3} \leftarrow \frac{1240}{n_{0} \cdot n_{x}^{4}} \cdot \frac{1240}{1 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-21}} \\ \mbox{temp} - 2_{k,3} \leftarrow \frac{1240}{(-E_{x2D} + levels_{-}c_{1} - levels_{-}vh_{1} + temp_{-}2_{k,1} + temp_{-}2_{k,2} \right) \\ \mbox{temp} - 2_{k,3} \leftarrow \frac{1240}{(-E_{x2D} + levels_{-}c_{1} - levels_{-}vh_{1} + temp_{-}2_{k,1} + temp_{-}2_{k,2} \right) \\ \nbox{temp} + 2_{k,1} \cdot 10^{-31} \\ \nbox{temp} - 2_{k,2} \leftarrow \frac{1240}{(-E_{x2D} + levels_{-}c_{1} - levels_{-}vh_{1} + temp_{-}2_{k,1} + temp_{-}2_{k,2} \right) \\ \nbox{temp} + 2_{k,1} \cdot 10^{-31} \\ \nbox{temp} + 2_{k,1} \cdot 10^{-31} \\ \nbox$$

Suite de la procédure *Electroabsorption2(struct)* :

$$\begin{split} \mu_{tem} &\leftarrow \frac{\mathfrak{m}_{etem}(300, tem, \chi) = \mathfrak{m}_{hhtem}(001, tem, \chi)}{\mathfrak{m}_{etem}(300, tem, \chi) + \mathfrak{m}_{hhtem}(001, tem, \chi)} \cdot \mathfrak{m}_{0} \\ \mathfrak{n}_{r} \leftarrow 3.5 \\ E_{\chi 2D} &\leftarrow \frac{\mu_{tem}}{\mathfrak{m}_{0}} \frac{\mathfrak{n}_{r}^{4}}{\mathfrak{n}_{0}} \frac{136.4}{\mathfrak{n}_{1}^{4}} \\ transition_{zero} \leftarrow \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1240}{(-E_{\chi 2D} + levels_{-}e_{1} - levels_{-}v_{1})} \end{bmatrix} \\ temp_{-2} \leftarrow stack(transition_{zero, temp_{-2}}) \\ for i \in 1 .. rows(temp) \\ for j \in 1 .. floor(\left(\frac{cols(temp)}{2}\right)\right) \\ z \leftarrow poss_{1} \\ recouvrement_{i,j} \leftarrow \left[ \left| \int_{0}^{L_{QW}} \overline{(temp^{(2,j)})}_{i} \left| temp^{(2,j+1)} \right|_{i} dz \right| \right]^{2} \frac{1}{(L_{QW})^{2}} \\ for i = 1 .. cols(recouvrement) \\ R_{-maxi_{1,1}} \leftarrow ma(recouvrement) \\ R_{-maxi_{1,1}} \leftarrow ma(recouvrement)^{(j)}, recouvrement) \\ R_{-maxi} \\ temp_{-2} \leftarrow augment(temp_{-2,R_{-max})) \\ temp_{-2} \\ int \leftarrow floor(temp_{-2,1,3}) \\ \lambda \leftarrow init \\ for m \in 1 .. 5000 \\ for q = 1 .. Emax + 1 \\ \left[ \frac{\Gamma_{hh}}{L_{QW}} \leftarrow \left[ \frac{160000}{(L_{QW})} \left| temp_{-2}^{(4)} \right|_{q} + 5500 \right] \frac{1}{\left[ \frac{1240}{(temp_{-2}^{(2)})_{q}} - \frac{1240}{\lambda} \right]^{2}} \\ \lambda \leftarrow init + \frac{\mathfrak{m}}{100} \\ electroabs_{m,Emax+2} \leftarrow \lambda \\ electroabs \end{aligned}$$

		1	2	3	4	.5	6	7	8
	1	2.02.104	1.961.104	1.784.10 <sup>4</sup>	1.514.104	1.196·10 <sup>4</sup>	8.886·10 <sup>3</sup>	6.35 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.481·10 <sup>3</sup>
	2	2.024·10 <sup>4</sup>	1.966 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	1.789·10 <sup>4</sup>	1.519·10 <sup>4</sup>	1.2·10 <sup>4</sup>	8.92·10 <sup>3</sup>	6.373 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.496·10 <sup>3</sup>
	3	2.027.104	1.97.104	1.794·10 <sup>4</sup>	1.524·10 <sup>4</sup>	1.205.104	8.955·10 <sup>3</sup>	6.397·10 <sup>3</sup>	4.511·10 <sup>3</sup>
	4	2.031.104	1.974·10 <sup>4</sup>	1.798·10 <sup>4</sup>	1.529 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	1.209 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	8.989·10 <sup>3</sup>	6.421·10 <sup>3</sup>	4.526·10 <sup>3</sup>
	5	2.035·10 <sup>4</sup>	1.978 <sup>,</sup> 104	1.803·10 <sup>4</sup>	1.534·10 <sup>4</sup>	1.214·10 <sup>4</sup>	9.024·10 <sup>3</sup>	6.444 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.541·10 <sup>3</sup>
Electroabsorption2(struct,20) =	6	2.039·10 <sup>4</sup>	1.982 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	1.808·10 <sup>4</sup>	1.539 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	1.218 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	9.059 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	6.468 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.557·10 <sup>3</sup>
	7	2.043·10 <sup>4</sup>	1.986 <sup>.</sup> 104	1.812·10 <sup>4</sup>	1.544·10 <sup>4</sup>	1.223·10 <sup>4</sup>	9.094·10 <sup>3</sup>	6.492 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.572·10 <sup>3</sup>
	8	2.046·10 <sup>4</sup>	1.99.104	1.817·10 <sup>4</sup>	1.549·10 <sup>4</sup>	1.227.104	9.129 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	6.516 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.588·10 <sup>3</sup>
	9	2.05·10 <sup>4</sup>	1.994·10 <sup>4</sup>	1.821·10 <sup>4</sup>	1.554·10 <sup>4</sup>	1.232.104	9.164·10 <sup>3</sup>	6.541·10 <sup>3</sup>	4.603·10 <sup>3</sup>
	10	2.054·10 <sup>4</sup>	1.998·10 <sup>4</sup>	1.826·10 <sup>4</sup>	1.559.104	1.236.104	9.2·10 <sup>3</sup>	6.565 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.619·10 <sup>3</sup>
	11	2.057.104	2.001·10 <sup>4</sup>	1.83 <sup>.</sup> 10 <sup>4</sup>	1.564.104	1.241·10 <sup>4</sup>	9.235·10 <sup>3</sup>	6.589 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	4.634·10 <sup>3</sup>
	12	2.061.104	2.005·10 <sup>4</sup>	1.835·10 <sup>4</sup>	1.568·10 <sup>4</sup>	1.245·10 <sup>4</sup>	9.271·10 <sup>3</sup>	6.614·10 <sup>3</sup>	4.65·10 <sup>3</sup>
## $Variation\_absorption(Electroabsorption) := | for i \in 1..rows(Electroabsorption)$

for  $j \in 1$ ... cols(Electroabsorption) - 1  $\mathbb{V}_{ariation_{i,j}} \leftarrow \left( \mathtt{Electroabsorption}^{\langle j+1 \rangle} \right)_i - \left( \mathtt{Electroabsorption}^{\langle 1 \rangle} \right)_i$ 

 $\texttt{Variation} \leftarrow \texttt{augment}(\texttt{Electroabsorption}^{\texttt{cols}(\texttt{Electroabsorption})}, \texttt{Variation})$ Variation

	<b>1</b>	2	3	4	5	6
19 <b>1</b> - 19	858.01	-581.811	-2.352·10 <sup>3</sup>	-5.052·10 <sup>3</sup>	-8.236·10 <sup>3</sup>	-1.131·10 <sup>4</sup>
2	858.02	-579.51	-2.345·10 <sup>3</sup>	-5.043·10 <sup>3</sup>	-8.232·10 <sup>3</sup>	-1.131·104
3	858.03	-577.16	-2.337·10 <sup>3</sup>	-5.032·10 <sup>3</sup>	-8.226 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.132·104
4	858.04	-574.761	-2.329 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-5.022 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-8.22 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.132·10 <sup>4</sup>
5	858.05	-572.314	-2.321·10 <sup>3</sup>	-5.011·10 <sup>3</sup>	-8.214·10 <sup>3</sup>	-1.133·10 <sup>4</sup>
6	858.06	-569.818	-2.312·10 <sup>3</sup>	-4.999 <sup>,</sup> 10 <sup>3</sup>	-8.207·10 <sup>3</sup>	-1.133·10 <sup>4</sup>
7	858.07	-567.274	-2.304·10 <sup>3</sup>	-4.987·10 <sup>3</sup>	-8.199 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.133·104
8	858.08	-564.681	-2.295·10 <sup>3</sup>	-4.975·10 <sup>3</sup>	-8.19 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.133·10 <sup>4</sup>
9	858.09	-562.041	-2.286·10 <sup>3</sup>	-4.962 <sup>,</sup> 10 <sup>3</sup>	-8.182 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.134·10 <sup>4</sup>
10	858.1	-559.354	-2.276·10 <sup>3</sup>	-4.949·10 <sup>3</sup>	-8.172 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.134·10 <sup>4</sup>
11	858.11	-556.619	-2.267·10 <sup>3</sup>	-4.936 <sup>,</sup> 10 <sup>3</sup>	-8.162 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.134·10 <sup>4</sup>
12	858.12	-553.837	-2.257·10 <sup>3</sup>	-4.921·10 <sup>3</sup>	-8.151·10 <sup>3</sup>	-1.133·104
13	858.13	-551.008	-2.247·10 <sup>3</sup>	-4.907·10 <sup>3</sup>	-8.14·10 <sup>3</sup>	-1.133·10 <sup>4</sup>
14	858.14	-548.133	-2.237·10 <sup>3</sup>	-4.892·10 <sup>3</sup>	-8.128·10 <sup>3</sup>	-1.133·10 <sup>4</sup>
15	858.15	-545.212	-2.227·10 <sup>3</sup>	-4.877·10 <sup>3</sup>	-8.115 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-1.133·10 <sup>4</sup>
16	858.16	-542.246	-2.216 <sup>.</sup> 10 <sup>3</sup>	-4.861·10 <sup>3</sup>	-8.102·10 <sup>3</sup>	-1.132·10 <sup>4</sup>

 $Variation\_absorption(Electroabsorption2(struct, 20)) =$ 

Variation\_trans(Absorption,Rf,Rb) :=  $N_{w} \leftarrow 60$  $N_{h} \leftarrow 60$  $L_b \leftarrow struct_{1,2}$ m ← 13  $n_m \leftarrow 3.5$  $\lambda_{max} \leftarrow 856$ 
$$\begin{split} & L_{cavit\acute{e}} \leftarrow \frac{m}{2 \cdot n_m} \cdot \lambda_{max} \\ & L_{QW} \leftarrow \text{struct}_{2,2} \end{split}$$
 $\mathbf{d}_{\mathrm{MOW}} \leftarrow (\mathbf{N}_{\mathrm{w}} \cdot \mathbf{L}_{\mathrm{QW}} + \mathbf{N}_{\mathrm{b}} \cdot \mathbf{L}_{\mathrm{b}}) \cdot 10^{-7}$ for  $i \in 1$ ...rows(Absorption) for  $j \in 1$ ...cols((Absorption)) - 1 for  $j \in 1... \operatorname{cols}((\operatorname{Absorption})) - 1$   $\operatorname{Ra}_{i,j} \leftarrow \sqrt{\operatorname{Rf} \operatorname{Rb}} (\exp(-\operatorname{Absorption}_{i,j} \cdot d_{MQW}))$   $\Phi_{rés} \leftarrow \frac{2 \cdot \pi \cdot n_m \cdot L_{cavité}}{\operatorname{Absorption}_{i,cols}(\operatorname{Absorption})}$   $\operatorname{R}_{i,j} \leftarrow \frac{1}{1 + 4 \cdot \frac{\operatorname{Ra}_{i,j}}{(1 - \operatorname{Ra}_{i,j})^2} \cdot \sin(\Phi_{rés})^2} \cdot \left[ \frac{\operatorname{Rf} \cdot \left(1 - \frac{\operatorname{Ra}_{i,j}}{\operatorname{Rf}}\right)^2}{(1 - \operatorname{Ra}_{i,j})^2} + \frac{4 \cdot \operatorname{Ra}_{i,j} \cdot \sin(\Phi_{rés})^2}{(1 - \operatorname{Ra}_{i,j})^2} \right]$   $\operatorname{T}_{i,j} \leftarrow \frac{1}{1 + 4 \cdot \frac{\operatorname{Ra}_{i,j}}{(1 - \operatorname{Ra}_{i,j})^2} \cdot \sin(\Phi_{rés})^2} \cdot (1 - \operatorname{Rf}) \cdot \frac{(1 - \operatorname{Rb})}{(1 - \operatorname{Ra}_{i,j})^2} \cdot \exp(-\operatorname{Absorption}_{i,j} \cdot d_{MQW})$  $T \leftarrow augment (Absorption^{(cols(Absorption))}, T)$ 

	1	2	3	4	5	6	7	8
1	858.01	4.094·10 <sup>-3</sup>	4.4 <mark>38·10 ·3</mark>	5.703·10 ·3	8.533·10 -3	0.014	0.026	0.046
2	858.02	4.071·10 <sup>-3</sup>	4.412·10 -3	5.664.10-3	8.468 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	0.014	0.026	0.046
3	858.03	4.049 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	4.386·10 -3	5.626 <sup>.</sup> 10 <sup>.3</sup>	8.402 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	0.014	0.025	0.045
4	858.04	4.028 <sup>.</sup> 10 -3	4.361·10 -3	5.587·10 -3	8.338·10 -3	0.014	0.025	0.045
5	858.05	4.006 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	4.336·10 -3	5.55 <sup>.</sup> 10 <sup>.3</sup>	8.274·10 <sup>-3</sup>	0.014	0.025	0.045
6	858.06	3.985 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	4.312·10 -3	5.513·10 -3	8.211·10 <sup>-3</sup>	0.014	0.025	0.045
7	858.07	3.965·10 <sup>-3</sup>	4.288 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	5.476·10·3	8.149·10 <sup>-3</sup>	0.014	0.025	0.044
8	858.08	3.945·10 -3	4.264 <sup>,</sup> 10 -3	5.441·10 <sup>-3</sup>	8.087·10 ·3	0.014	0.024	0.044
9	858.09	3.925·10 -3	4.241·10 -3	5.405 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	8.027·10 -3	0.014	0.024	 0.044
10	858.1	3.906·10 -3	4.219·10 -3	5.37·10 <sup>-3</sup>	7.966·10 -3	0.013	0.024	 0.043
11	858.11	3.887·10 -3	4.196·10 -3	5.336·10 ·3	7.907·10 -3	0.013	0.024	0.043
12	858.12	3.869·10 ·3	4.175-10-3	5.302·10 -3	7.848.10 -3	0.013	0.024	 0.043
13	858.13	3.85·10 -3	4.153 <sup>.</sup> 10 -3	5.269 <sup>.</sup> 10 <sup>.3</sup>	7.79·10 -3	0.013	0.024	0.043
14	858.14	3.833 <sup>,</sup> 10 -3	4.133 <sup>.</sup> 10 <sup>-3</sup>	5.236·10 ·3	7.732·10 ·3	0.013	0.023	 0.042
15	858.15	3.816·10 -3	4.112 <sup>.</sup> 10 <sup>.3</sup>	5.204·10 <sup>-3</sup>	7.676 <sup>.</sup> 10 <sup>.3</sup>	0.013	0.023	0.042

Variation\_trans(Electroabsorption2(struct,20),0.8,0.8) =

> 2 3 4 5 6 1 -1.44 -3.19 858.01 0 -0.35 1 0 -3.18 2 858.02 0 0 -0.349 -1.434 -3.17 3 858.03 0 0 -0.347 -1.428 -3.16 -1.422 4 858.04 0 0 -0.345 -3.15 -1.415 5 858.05 0 0 -0.343 -3.139 6 858.06 0 -0.342 -1.409 Θ 7 -3.129 858.07 -0.34 -1.403 θ 0 8 858.08 0 -0.338 -1.396 -3.118 0 9 -3.107 858.09 0 0 -0.336 -1.39 10 858.1 -0.335 -1.333 -3.095 0 0 11 0 -0.333 -1.376 -3.084 858.11 0 12 858.12 0 -1.339 -3.072 0 -0.331 Ũ -3.06 13 858.13 -0.329-1.352 0 0 -0.327 -1.355 -3.048 14 858.14 0 15 858.15 0 -0.325 -1.348 -3.036 0 16 0 858.16 0 -0.323 -1.34 -3.023

Contrast\_transmission(Variation\_trans(Electroabsorption2(struct, 20), 0.8, 0.8)) =

## II-] Calcul du nombre de couches nécessaires à la fabrication des miroirs de Bragg :

Le calcul de l'indice de réfraction du ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  permet la déduction de la réflectance ou la transmittance d'un empilement de couches semiconductrices (miroir de Bragg, microcavité résonante).

A []

1°) Indice de réfraction de l'AlxGa1-xAs en fonction de la longueur d'onde à 300 K:

x := 0.3  $E_0(x) := 3.65 + 0.871 \cdot x + 0.179 \cdot x^2$   $E_d(x) := 36.1 - 2.45 \cdot x$   $E_g(x) := 1.424 + 1.266 \cdot x + 0.26 \cdot x^2$   $\rho(x) := \frac{\pi \cdot E_d(x)}{2 \cdot E_0(x)^3 \cdot \left(E_0(x)^2 - E_g(x)^2\right)}$ 

$$\mathfrak{s0}(\lambda) := \left| \begin{cases} 1 + \frac{E_{d}(0)}{E_{0}(0)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0)}{E_{0}(0)^{3}} + \frac{\rho(0)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left[ \left| \frac{2 \cdot E_{0}(0)^{2} - E_{g}(0) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right] \right| \quad \text{if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0)} \\ \sqrt{1 + E_{0}(0) \cdot \frac{E_{d}(0)}{\left[ E_{0}(0)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \right]}} \quad \text{if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0)} \end{cases}$$

$$n01(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.1)}{E_{0}(0.1)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.1)}{E_{0}(0.1)^{2}} + \frac{p(0.1)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left[ \frac{2E_{0}(0.1)^{2} - E_{g}(0.1) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.1)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right] \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.1)}$$

$$n02(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.2)}{E_{0}(0.2)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.2)}{E_{0}(0.2)^{2}} + \frac{p(0.2)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left[ \frac{2E_{0}(0.2)^{2} - E_{g}(0.2) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.2)} \right] \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.2)}$$

$$n02(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.2)}{E_{0}(0.2)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.2)}{E_{0}(0.2)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.2)}$$

$$n03(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.3)}{E_{0}(0.3)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.3)}{E_{0}(0.3)^{2}} + \frac{p(0.3)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left[ \frac{2E_{0}(0.3)^{2} - E_{g}(0.3) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.3)} \right] \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.3)}$$

$$n03(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.3)}{E_{0}(0.3)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.3)}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.3)}$$

$$n04(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.4)}{E_{0}(0.4)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.4)}{E_{0}(0.4)^{3}} + \frac{\rho(0.4)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \cdot \ln \left[ \frac{2 \cdot E_{0}(0.4)^{2} - E_{g}(0.4) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.4)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right] \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.4)}$$

$$n05(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.4)}{E_{0}(0.5)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.5)}{E_{0}(0.5)^{3}} + \frac{\rho(0.5)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{R_{g}(0.5)}\right)^{4} \cdot \ln \left[ \frac{2 \cdot E_{0}(0.5)^{2} - E_{g}(0.5) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.5)} \right] \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.5)}$$

$$n05(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.5)}{E_{0}(0.5)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.5)}{E_{0}(0.5)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.5)}$$

$$n06(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.6)}{E_{0}(0.5)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.5)}{E_{0}(0.5)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.5)}$$

$$n06(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.6)}{E_{0}(0.5)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.5)}{E_{0}(0.5)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.5)}$$

$$n06(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.6)}{E_{0}(0.6)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.6)}{E_{0}(0.6)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.6)}$$

$$n06(\lambda) := \left| \sqrt{1 + \frac{E_{d}(0.6)}{E_{0}(0.6)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.6)}{E_{0}(0.6)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}} \right| \text{ if } \lambda < \frac{1239.5}{E_{g}(0.6)}$$

.

1

$$n07(\lambda) := \left| \left| 1 + \frac{E_{d}(0.7)}{E_{0}(0.7)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.7)}{E_{0}(0.7)^{3}} + \frac{\rho(0.7)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left| \frac{2 \cdot E_{0}(0.7)^{2} - E_{g}(0.7) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.7)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.7)}$$

$$n07(\lambda) := \left| \left| 1 + \frac{E_{d}(0.7)}{E_{0}(0.7)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} + \frac{\rho(0.7)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left| \frac{2 \cdot E_{0}(0.7)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.7)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.7)}$$

$$n08(\lambda) := \left| \left| 1 + \frac{E_{d}(0.8)}{E_{0}(0.8)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{E_{d}(0.8)}{E_{0}(0.8)^{3}} + \frac{\rho(0.8)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \ln \left| \frac{2 \cdot E_{0}(0.8)^{2} - E_{g}(0.8) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.8)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.8)}$$

$$n08(\lambda) := \left| \left| 1 + \frac{E_{d}(0.9)}{E_{0}(0.8)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} + \frac{\rho(0.9)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{E_{g}(0.8)}\right)^{4} \ln \left| \frac{2 \cdot E_{0}(0.9)^{2} - E_{g}(0.9) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.9)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.9)}$$

$$n09(\lambda) := \left| \left| 1 + \frac{E_{d}(0.9)}{E_{0}(0.9)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} + \frac{\rho(0.9)}{E_{0}(0.9)^{2} + \frac{\rho(0.9)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4}} \ln \left| \frac{2 \cdot E_{0}(0.9)^{2} - E_{g}(0.9) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{E_{g}(0.9)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \right| \text{ if } \lambda \ge \frac{1239.5}{E_{g}(0.9)}$$

$$\mathbf{n1}(\lambda) := \left| \left| 1 + \frac{\mathbf{E}_{d}(1)}{\mathbf{E}_{0}(1)} + \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2} \cdot \frac{\mathbf{E}_{d}(1)}{\mathbf{E}_{0}(1)^{3}} + \frac{\mathbf{p}(1)}{\pi} \cdot \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{4} \cdot \mathbf{ln} \right| \left| \frac{2 \cdot \mathbf{E}_{0}(1)^{2} - \mathbf{E}_{g}(1) - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}}{\mathbf{E}_{g}(1)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}} \right| \right| \quad \text{if } \lambda \ge \frac{1239.5}{\mathbf{E}_{g}(1)}$$

$$\left| \sqrt{1 + \mathbf{E}_{0}(1) \cdot \frac{\mathbf{E}_{d}(1)}{\left[\mathbf{E}_{0}(1)^{2} - \left(\frac{1239.5}{\lambda}\right)^{2}\right]}} \quad \text{if } \lambda < \frac{1239.5}{\mathbf{E}_{g}(1)}$$



