

UNIVERSITÉ DE METZ
ÉCOLE DOCTORALE EMMA

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE METZ

Discipline : Sciences des matériaux - physique

présentée et soutenue par

Nicolas DUPUIS

le 18 décembre 2008

**Intégration par épitaxie sélective d'un
Modulateur Electro-Absorbant et d'un
Amplificateur Optique à base de puits
quantiques AlGaInAs**

Thèse dirigée par Abdallah Ougazzaden et Jean Décobert

JURY :

Pierre-Yves Lagrée	Président
Daniel Bouchier	Rapporteur
Paul Voisin	Rapporteur
Alexei Tchelnokov	Examineur
Dries Van Thourhout	Examineur
Abdallah Ougazzaden	Directeur de thèse
Jean Décobert	Co-Encadrant scientifique

“A mind is like a parachute. It doesn't work if it's not open.”

Frank Zappa

Remerciements

Je remercie Daniel Bouchier, Alexei Tchelnokov, Dries Van Thourhout et Paul Voisin de m'avoir fait l'honneur de s'intéresser à ce travail et de participer à son évaluation.

Cette thèse a été effectuée au laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab sur le site de Marcoussis. Je remercie Messieurs François Brillouet et Dominique Pons, directeur et directeur adjoint de m'avoir permis de mener à bien ce travail.

Abdallah Ougazzaden a dirigé cette thèse. Je tiens à le remercier pour ses conseils et ses encouragements tout au long de ces trois années. Son avis critique et sa grande expertise dans le domaine de l'intégration des composants optoélectroniques m'ont été indispensables.

Jean Décobert a suivi et orienté quotidiennement ce travail avec passion, patience et compétence. Une étroite collaboration et amitié est née entre nous. De nombreuses idées concernant le développement de l'épitaxie sélective sont le fruit de longues discussions communes. Je lui exprime ici toute ma gratitude.

Pierre-Yves Lagrée, directeur de recherche au laboratoire CNRS Jean Le Rond dit d'Alembert, a activement participé au développement de la modélisation de la croissance sélective. Son apport sur le calcul numérique, les mathématiques appliquées ainsi que la physique de la diffusion a été déterminant pour moi. Je le remercie également de me faire l'honneur de présider le jury.

Christophe Kazmierski m'a proposé de travailler sur le modulateur amplifié. Sa large culture scientifique incluant les problématiques matériaux jusqu'aux préoccupations systèmes a été pour moi une source continue d'inspiration et de motivation. Son implication directe dans toutes les étapes de conception, fabrication, montage et mesures est en grande partie responsable des résultats obtenus durant ce travail.

Jean-Louis Gentner et André Scavennec sont intervenus à diverses reprises pour des discussions techniques ou autres. Je les remercie également pour leurs lectures critiques de plusieurs communications scientifiques relatives à ce travail.

Ce travail de thèse a inclus de nombreuses étapes de fabrication et de mesures. Je tiens à remercier différentes personnes directement impliquées dans ces étapes. Nadine Lagay a réalisé pour cette étude un nombre difficilement calculable de croissances épitaxiales. Je la remercie non seulement pour ses compétences, son dynamisme, son implication mais également pour avoir été une collègue aussi sympathique. Francis Poingt m'a initié aux processus technologiques de salle blanche. Je le remercie pour sa disponibilité, ses conseils de sage à diverses étapes technologiques sans oublier son sens inné du calembour. Romain Brenot a été un interlocuteur de choix concernant l'amplificateur optique. Ses nombreuses explications mais aussi ses mesures statiques des SOA ont joué un rôle très important dans l'évaluation du dispositif. Frederic Pommereau est intervenu directement dans la fabrication du dispositif en réalisant toutes les gravures ICP du composant. Je le remercie pour sa disponibilité, ses conseils avisés et sa bonne humeur légendaire. Le composant fabriqué pendant ce travail repose sur une technologie en grande partie développée par Christophe Jany. Il a donc évidemment été un des acteurs majeurs dans toutes les étapes de fabrication du dispositif. Je le remercie pour ses conseils, son soutien et sa disponibilité en salle blanche. François Alexandre m'a également assisté et conseillé à plusieurs reprises en particulier sur des problématiques liées à la reprise sélective MOVPE, étape cruciale du composant envisagé dans ce travail.

Je tiens également à remercier au III-V Lab : Danièle Carpentier, virtuose du clivage et du montage, Cornelia Cuisin pour diverses formations technologiques, Florence Martin pour les reprises sélectives, Alexandre Garreau pour les mesures dynamiques, Jean Landreau pour les traitements HR/AR. Je remercie également Catherine Fortin, Hélène Sillard, Lionel Legouezigou, François Lelarge, Benjamin Rousseau, Marie-Antoinette Poisson, Maurice Tordjman, Michèle Magis, Nicolas Sarazin, Erwan Morvan, Raphael Aubry, Stephan Bernard, Jean-Guy Provost, Alain Bodéré, Harry Gariah, Guanghua Duan, Alain Accard, Frédéric Van Dijk, Nicolas Chimot, Olivier Drisse, Vincent Allard, Bernadette Duval, Louise Pillon, Ludovic Simon, Nicolas Trenado, Michael Sommer et Stephane Gouraud.

Je remercie très amicalement Anne Rouvié et Mourad Chtioui pour diverses conversations scientifiques ou autres. Ces remerciements s'adressent également aux autres thésards.

Merci à Pascale Téfaïne pour son dévouement et son assistance dans diverses tâches administratives. Merci également à Christian Gourdain pour son support technique très précieux en informatique.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance envers Paul Voisin, directeur de recherche au LPN-CNRS, pour avoir répondu à toutes mes interrogations sur divers aspects théoriques des hétérostructures à puits quantiques. Je suis également très honoré de sa participation au jury.

L'étude des matériaux épitaxiés dans le régime de la croissance sélective demande des moyens de caractérisation résolus spatialement. Je remercie très amicalement Ludovic Largeau et Gilles Patriarche au LPN-CNRS. Merci d'avoir pris le temps de réfléchir et discuter avec nous sur la manière d'utiliser le micro-usinage FIB et la microscopie électronique à transmission pour nos échantillons SAG. Un grand merci également pour toutes les mesures MET. Toujours au LPN-CNRS, je remercie Richard Hostein et Karine Meunier pour les mesures de micro-photoluminescence à 4K ainsi que Isabelle Sagnes, Antony Martinez et Grégoire Beaudoin.

Je remercie Abderrahim Ramdane, directeur de recherche au LPN-CNRS, d'avoir partagé avec nous sa grande expérience dans le domaine de l'intégration des composants optoélectroniques par épitaxie sélective.

Patrick Hisope a contribué activement aux aspects logistiques de ma soutenance de thèse. Je l'en remercie.

Je remercie également Franck Fortuna, Olivier Plantevin et Sophie Collin du CSNSM à Orsay pour les longues heures passées ensemble à graver mes échantillons par FIB.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance envers Inuk kang et Chris Doerr des laboratoires Bell-Labs à Holmdel dans le New Jersey pour diverses discussions et collaborations.

Une collaboration avec le laboratoire LMOPS à Metz sur l'épitaxie sélective des matériaux nitrure et la caractérisation des échantillons SAG par micro-Raman a également été entreprise. Je remercie très amicalement Jérôme Martin, Simon Gautier, Tarik Moudakir, Wui-Hean Goh et Sidi Ould Saad Hamady.

Enfin, je tiens à remercier très chaleureusement ma famille et mes proches qui m'ont soutenu tout au long de cette période quelque peu prenante.

Glossaire des acronymes

APD, *avalanche photodiode*
ASE, *amplified spontaneous emission*
BER, *bit error rate*
CWDM, *coarse wavelength division multiplexing*
DFB, *distributed feed back*
DBR, *distributed Bragg reflector*
EAM, *electroabsorption modulator*
EML, *electroabsorption modulated laser*
FIB, *focused ion beam*
FFT, *fast Fourier transform*
FTTX, *fiber to the x*
HRXRD, *high resolution X-ray diffraction*
ICP, *inductively coupled plasma*
MEB, *microscope électronique à balayage*
MET, *microscope électronique à transmission*
MOVPE, *metal-organic vapor-phase epitaxy*
MMI, *multimode interferometer*
MQW, *multiple quantum well*
OLT, *optical line termination*
ONU, *optical network unit*
OOK, *on-off keying*
OSNR, *optical signal to noise ratio*
PECVD, *plasma-enhanced chemical vapor deposition*
PIC, *photonic integrated circuit*
PL, *photoluminescence*
PLC, *planar lightwave circuit*
PON, *passive optical network*
PRBS, *pseudo random bit sequence*
PSK, *phase-shift keying*
QCSE, *quantum confined Stark effect*
QPSK, *quadrature phase-shift keying*
QWI, *quantum well intermixing*
RIE, *reactive ion etching*
RZ, *return to zero*
SAG, *selective area growth*
SCH, *separate confinement heterostructure*
SIBH, *semi-insulating buried heterostructure*
SOA, *semiconductor optical amplifier*
VPD, *vapor phase diffusion*
WDM, *wavelength division multiplexing*

Table des matières

Table des matières	1
Introduction	5
1 Rappels théoriques et modèles utilisés	9
1.1 Théorie kp et structure de bandes	9
1.1.1 Structure cristalline et propriétés électroniques	10
1.1.2 Modèle de Kane et relations de dispersion	10
1.1.3 Influence de la contrainte	13
1.2 Calcul des états liés dans les hétérostructures à puits quantiques	16
1.2.1 Modèle de fonction enveloppe	16
1.2.2 Résolution semi-analytique	18
1.2.3 Résolution numérique par la méthode des matrices de transfert	19
1.2.3.1 Principe de la résolution	21
1.2.3.2 Résolution numérique	22
1.2.3.3 Exemples de résolution	22
1.2.4 Relation de dispersion dans le plan des couches	23
1.3 Transitions excitoniques	25
1.4 Effet Stark confiné dans les puits quantiques	26
1.4.1 Principe	26
1.4.2 Résolution par la méthode des matrices de transfert	27
1.4.3 Transitions excitoniques avec champ électrique	28
1.5 Propagation en onde guidée	29
1.5.1 Géométrie de guide d'onde	29
1.5.2 Modes guidés	30
1.5.3 Facteur de confinement optique	31
1.5.4 Méthodes de calculs BPM	31
1.6 Coefficient d'absorption dans les puits quantiques	32
1.6.1 Règles de sélection	32
1.6.2 Coefficient d'absorption dans l'approximation diagonale	33
1.6.3 Coefficient d'absorption en onde guidée	34
1.6.4 Allure du spectre d'absorption	34
1.7 Synthèse	35
2 Analyse des paramètres de conception d'un modulateur amplifié en réflexion	36
2.1 Modulateur électroabsorbant	36
2.1.1 Principe de fonctionnement	37
2.1.2 Description du composant	39

2.1.3	Réponse fréquentielle	39
2.1.4	Structure du composant	40
2.1.5	Courbes d'électro-absorption	42
2.1.5.1	Simulation de l'effet Stark	42
2.1.5.2	Courbes expérimentales	43
2.1.6	Insensibilité à la polarisation	45
2.2	Amplificateur à semiconducteur	46
2.2.1	Gain d'un SOA	46
2.2.2	Saturation du gain	48
2.2.3	Suppression de la cavité Fabry-Pérot	48
2.2.4	Facteur de bruit	50
2.2.5	Bande spectrale d'amplification	50
2.2.6	Insensibilité à la polarisation	51
2.3	Intégration EAM-SOA	52
2.4	EAM-SOA en réflexion pour utilisation dans les réseaux d'accès	53
2.4.1	Principe du fonctionnement en réflexion	53
2.4.2	Définition des performances attendues pour le composant	54
2.4.3	Choix technologiques et plate-forme d'intégration	55
2.5	Synthèse	57
3	Intégration par épitaxie sélective dans le système AlGaInAs	58
3.1	Techniques d'intégration	58
3.2	Croissance sélective aux organo-métalliques : principe et applications	62
3.2.1	Généralités sur l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques	62
3.2.2	Principe de la croissance sélective	64
3.2.3	Applications de la croissance sélective	67
3.2.3.1	Introduction à la fabrication de composants par épitaxie sélective	67
3.2.3.2	Intégration actif-passif par SAG : exemple	67
3.2.3.3	Etat de l'art : intégrations optoélectroniques par SAG	69
3.2.3.4	Autre application : la nano-SAG	70
3.3	Techniques de micro-caractérisation	73
3.3.1	Micro-photoluminescence	73
3.3.2	Interférométrie optique	74
3.3.3	Observations au microscope électronique à transmission	76
3.3.3.1	Préparation des échantillons par faisceau d'ions focalisés	76
3.3.3.2	Observation des échantillons au MET	78
3.3.4	Micro-diffraction X à haute résolution	79
3.4	Etude expérimentale et simulation de la croissance sélective en MOVPE dans le système AlGaInAs	80
3.4.1	Système AlGaInAs	81
3.4.2	Approche expérimentale	82
3.4.2.1	Sélectivité et matériau diélectrique	82
3.4.2.2	Ratios d'épaisseur des alliages du système AlGaInAs	83
3.4.3	Modèle de diffusion en phase vapeur	84
3.4.3.1	Les équations	84
3.4.3.2	Résolution numérique	85
3.4.4	Composés binaires: extraction de la longueur de diffusion des précurseurs de Al, Ga et In	86

3.4.4.1	Extraction du paramètre D/k_s	86
3.4.4.2	Longueurs de diffusion: comparaison avec la littérature	87
3.4.5	Théorie cinétique des gaz: calcul de D et déduction empirique de k_s	88
3.4.6	Composés ternaires et quaternaires	89
3.4.6.1	Ratios d'épaisseur	90
3.4.6.2	Variations de composition et interférences entre masques	91
3.4.6.3	Calcul de la composition de référence	93
3.4.6.4	Empilement de couches à compositions variables	94
3.4.7	Application aux hétérostructures à puits quantiques	94
3.4.8	Inclusion de la diffusion de surface	96
3.4.8.1	Loi de conservation	98
3.4.8.2	Retour à la phase vapeur	99
3.4.8.3	Equations générales	99
3.4.8.4	Simplifications	100
3.4.8.5	Résolution numérique	101
3.4.8.6	Longueur de diffusion surfacique sur le cristal pour InP	101
3.5	Modélisation et conception de masques	102
3.5.1	Démarche de modélisation	103
3.5.2	Implémentation de courbures dans les masques	106
3.5.3	Exemples d'intégrations	108
3.5.3.1	Intégration laser modulateur	109
3.5.3.2	Intégration lasers pour applications CWDM	112
3.6	Synthèse	113
4	Réalisation et optimisation des structures pour le modulateur amplifié	114
4.1	Définition de la structure du composant	114
4.1.1	Structure SIBH et bande passante	115
4.1.2	Dimensions du EAM-SOA	116
4.1.3	Structure identique EAM-SOA	117
4.2	Définition du milieu actif : cas du EAM	118
4.2.1	Rappels sur l'insensibilité à la polarisation dans les puits quantiques	118
4.2.2	Ajustement de la contrainte et de l'épaisseur du puits	118
4.2.3	Evaluation du coefficient d'absorption modal	120
4.2.4	Simulation de l'effet Stark	121
4.2.5	Choix de la structure	123
4.3	Définition du milieu actif : cas du SOA	125
4.3.1	Décalage EAM-SOA	125
4.3.2	Choix de la structure	127
4.4	Récapitulatif : milieu actif EAM-SOA	128
4.5	Implémentation d'un adaptateur de mode	128
4.6	Masques pour la croissance sélective	129
4.6.1	Fenêtre de calcul	129
4.6.2	Premier masque EAM-SOA ₁	130
4.6.3	Masque optimisé EAM-SOA ₁	131
4.6.4	Masque EAM-SOA ₂	131
4.7	Epitaxie sélective de la structure	135
4.7.1	Structure épitaxiée et conditions de croissance	135
4.7.2	Observation au microscope optique	136
4.7.3	Mesures d'épaisseurs par interférométrie optique	136

4.7.4	Micro-caractérisation du gap par Photo-luminescence	138
4.8	Synthèse	139
5	Fabrication et évaluation des performances du composant	140
5.1	Fabrication du dispositif	140
5.1.1	Définition de la structure SIBH	141
5.1.2	Définition des sections EAM et SOA	142
5.1.3	Photographies du dispositif en fin de technologie	145
5.1.4	Montage sur embase	145
5.1.5	Technologies testées	146
5.2	Performances statiques du composant	146
5.2.1	Spectres en réflexion	147
5.2.2	Analyse de la dépendance à la polarisation	148
5.2.3	Caractérisation de l'amplificateur	149
5.2.3.1	Analyse et interpretation des performances du SOA	149
5.2.3.2	Futures caractérisations et optimisations des structures SOA	151
5.3	Performances dynamiques du composant	152
5.3.1	Mesure de la bande passante	152
5.3.2	Mesure du taux d'erreur à 10 Gb/s	152
5.3.3	Budget de puissance pour les réseaux d'accès	155
5.4	Intégration hybride REAM-SOA et guides silice pour modulation QPSK .	155
5.5	Synthèse	158
	Conclusion	160
	Bibliographie	164
A	Calcul des états de valence d'un puits quantique pour $\vec{k}_\perp \neq 0$	178
B	Résolution numérique des équations de propagation dans un guide d'onde	182
C	Résolution FFT de l'équation de Laplace.	187
C.1	Relation liant le flux à la concentration	187
C.2	Prise en compte du mode "0"	188
C.3	Relaxation	188
C.4	Exemples de résolution	189
D	Calcul du coefficient de diffusion par la théorie cinétique des gaz . . .	190
D.1	Théorie cinétique des gaz	190
D.1.1	Notion de libre parcours moyen et fréquence de collision	191
D.1.2	Probabilité de non collision	192
D.2	Coefficient de diffusion D par la théorie cinétique des gaz	192
D.2.1	Coefficient de diffusion: une première analyse simplette	192
D.2.2	Coefficient de diffusion D et première loi de Fick	192
D.2.3	Vitesse moyenne relative $\langle v_r \rangle$ entre deux particules	195
D.2.4	Calcul du coefficient de diffusion D	197
E	Dimensions du masque SAG pour EAM-SOA	200

Introduction

Actuellement, la fibre optique est déployée dans tous les réseaux métropolitains et transocéaniques. Elle permet d'atteindre des bandes passantes colossales en utilisant les fenêtres spectrales de transmission centrées autour de $1.3\ \mu\text{m}$ et $1.55\ \mu\text{m}$. Cependant, les derniers kilomètres du réseau sont aujourd'hui encore desservis par des paires de cuivre torsadées. Ceci limite sérieusement la bande passante pour l'utilisateur. L'expression anglo-saxonne, *last-mile bottleneck*, illustre bien ce propos. L'**accès** est défini par cette portion qui existe entre le central optique et l'abonné. La suppression progressive des câbles en cuivre dans de nombreux pays (Japon et USA en particulier) montre la volonté de migrer vers un réseau tout fibré. On parle aujourd'hui de FTTX pour *fiber to the x*, le X étant utilisé pour *building* (FTTB), *cab* (FTTC) ou *home* (FTTH). Cette migration toute optique est principalement tirée par le développement du *triple play* qui nécessite des bandes passantes élevées afin de véhiculer en même temps sur la fibre : voix, vidéo et données. La vidéo haute définition HDTV (*high-definition television*) est un autre moteur qui tire vers un besoin en grande bande passante. Afin de bénéficier d'une centaine de chaînes HDTV, un débit de l'ordre du Gb/s chez l'abonné sera nécessaire [1].

Pour minimiser le coût des installations, les architectures des réseaux d'accès sont passives, c'est-à-dire qu'aucune régénération ni amplification des signaux optiques ne sont utilisées. Seuls les composants en bout de chaîne sont actifs. L'ensemble du réseau passif est appelé PON pour *passive optical network*. L'OLT, *optical line termination*, est le central optique qui gère les abonnés. L'ONU, *optical network unit* désigne le terminal de l'abonné. Les fonctions de base de ce terminal sont d'assurer la réception des informations descendantes ainsi que la transmission des informations remontantes. On distingue deux types de PON. Le premier système est basé sur un multiplexage temporel et est appelé TDM-PON pour *time-division multiplexing* PON. Le deuxième système utilise le multiplexage en longueur d'onde et est appelé WDM-PON pour *wavelength-division multiplexing* PON. Les deux architectures sont schématisées sur la figure 1. Dans le cas du multiplexage temporel, chaque ONU se voit attribuer un créneau temporel pendant lequel il peut émettre ou recevoir. La puissance lumineuse de l'OLT est divisée entre tous les ONU par l'intermédiaire de coupleurs de puissance. La liaison est donc de type "point à multi-points". Dans le cas du multiplexage en longueur d'onde, une source large bande est utilisée à l'OLT. Cette source est spectralement découpée afin

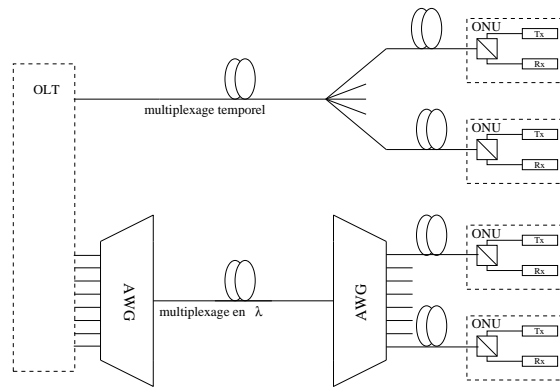


Fig. 1 – Systèmes PON partagés temporels ou en longueur d’onde.

d’attribuer à chaque ONU une longueur d’onde différente. La liaison est, dans ce cas, de type “point à point” virtuelle. Contrairement au multiplexage temporel, dans cette architecture, tous les utilisateurs peuvent émettre et recevoir en même temps la totalité du débit disponible. Actuellement, les solutions qui existent sur le marché sont de type TDM-PON. Différentes normes IEEE définissent ces architectures et les performances attendues des composants pour l’ONU et l’OLT. Le déploiement de l’architecture WDM-PON est aujourd’hui principalement limité par les spécifications exigées pour les composants côté ONU [1]. Ces exigences reposent en partie sur l’harmonisation des composants de l’ONU permettant d’aboutir à un effet de masse et ainsi limiter les coûts. Les normes du WDM-PON ne sont pas encore définies. Des spécifications composants sont en discussion dans les organes de normalisation du FSAN-ITU et IEEE. Les spécifications émergentes semblent être : un débit de **10 Gb/s**, du gain d’insertion afin de maximiser le budget de puissance de la liaison, un grand taux d’extinction afin de minimiser les erreurs à la détection et un fonctionnement insensible à la polarisation. De plus, la diminution des coûts ne sera possible que si la source est achromatique et athermale. Ces deux derniers points constituent actuellement les barrières technologiques les plus importantes. Le récepteur (Rx) utilisé sera vraisemblablement une photodiode à avalanche (APD, *avalanche photo-diode*) qui présente une très bonne sensibilité et est tout à fait compatible pour des débits de 10 Gb/s. Le problème du transmetteur est plus complexe. Actuellement, deux types de composants existent. Le premier est basé sur le principe d’émission laser FP (Fabry-Pérot) verrouillé par injection optique [2]. Chaque longueur d’onde vient verrouiller son émetteur laser associé, soit côté OLT soit côté ONU. Avec cette solution, les débits obtenus sont de 1.25 Gb/s ce qui est insuffisant pour les applications visées. D’autre part, ces composants nécessitent une puissance optique de verrouillage très élevée ce qui limite le nombre d’ONU par coupleur ou augmente le prix de la liaison. Une autre solution, à base d’amplificateurs optiques utilisés en réflexion (RSOA, *reflective semi-conductor amplifier*), a montré des débits de 2.5 Gb/s [3]. Ce débit semble être la limite pour ce type de dispositif, d’autant plus qu’il y a un compromis à faire entre la vitesse de modulation et le gain du composant.

Une autre alternative est d'utiliser un modulateur électro-absorbant. L'intérêt principal de cette solution est que la grande bande passante du modulateur permet d'obtenir des débits largement supérieurs à 10 Gb/s [4, 5]. Comme le RSOA, le principe de fonctionnement peut être réfléchif. Cependant, afin de rester dans les spécifications d'un réseau complètement passif, le composant de l'ONU doit présenter du gain d'insertion. Pour cela, l'intégration d'un modulateur électro-absorbant avec un amplificateur à semi-conducteur est une solution très attrayante. Le composant Tx intégré présente ainsi deux fonctions distinctes qui sont la modulation des données et l'amplification du signal optique.

L'objet de ce travail concerne la conception, la fabrication et l'évaluation d'un modulateur amplifié en réflexion. Afin de répondre aux spécifications très sévères détaillées ci-dessus, la conception incluant le choix des matériaux, la technique d'intégration mais aussi la structure confinante est très importante. Afin de simplifier la technologie, la structure active du composant est identique pour le modulateur et l'amplificateur. Elle est constituée d'un empilement de puits quantiques AlGaInAs. Ce matériau est choisi pour ses propriétés supérieures en terme de gain et de thermique. Le choix des puits quantiques est favorable pour le modulateur afin de bénéficier d'un fort taux d'extinction. Le modulateur et l'amplificateur sont intégrés monolithiquement grâce à la technique d'épitaxie sélective en phase vapeur aux organo-métalliques. Cette méthode de croissance est choisie pour la souplesse et la flexibilité qu'elle offre dans la conception du composant. Essentiellement exploitée depuis les années 90 dans le système GaInAsP/InP, l'utilisation de cette technique est très peu rapportée dans le système AlGaInAs. La méthode consiste à épitaxier des couches de matériaux semi-conducteurs sur un substrat partiellement masqué par un diélectrique. Pendant la croissance, les espèces ne peuvent se déposer sur le masque, ce qui entraîne des inhomogénéités de concentration dans la phase vapeur et induit des déformations locales des épaisseurs épitaxiées. Cette propriété intrinsèque de la croissance sélective est particulièrement adaptée pour les structures à base de puits quantiques dont l'énergie d'émission dépend principalement de l'épaisseur du puits. Ainsi, en adaptant la forme du masque diélectrique, il est possible d'avoir une variation spatiale du gap. C'est précisément ce point qui est exploité ici pour la conception du composant. La technique est utilisée afin de maximiser le gain d'insertion du composant en décalant les gaps du modulateur et de l'amplificateur.

La conception du composant est la partie la plus dense de ce mémoire. Elle comporte différents volets dont la répartition et l'organisation sont précisées plus bas. Le développement de l'épitaxie sélective adapté au système de matériaux AlGaInAs est un des premiers volets. Il consiste en la réalisation et l'interprétation de différentes données expérimentales sur la croissance afin de développer un modèle de calcul prédictif.

Le deuxième volet concerne l'optimisation et la réalisation des structures pour le modulateur électro-absorbant et l'amplificateur. Les structures actives du modulateur et de l'amplificateur ont été optimisées indépendamment en analysant les paramètres suivant : gain d'insertion, taux d'extinction, dépendance à la polarisation et bande spectrale de fonctionnement. Le troisième volet consiste en la conception du dispositif intégré en se basant sur les calculs issus du modèle de croissance ainsi que les données matériaux des structures actives. Les phases de fabrication et évaluation des performances du composant suivent assez logiquement la phase de conception. Le mémoire s'organise comme suit :

Dans le chapitre **1**, différents aspects de la physique des hétérostructures à puits quantiques sont abordés. Les modèles utilisés pour les calculs des niveaux d'énergie dans les puits quantiques sont présentés et permettent d'aborder le principe de fonctionnement du modulateur amplifié présenté dans le second chapitre.

Le chapitre **2** est consacré à l'analyse des paramètres de conception du modulateur amplifié. Le chapitre s'articule autour de données issues de la bibliographie. Le modulateur électro-absorbant et l'amplificateur optique sont tout d'abord introduits séparément. Les problématiques propres à l'intégration monolithique des deux composants sont ensuite abordées. La discussion nous amène à définir une feuille de route justifiant les choix technologiques et définissant les performances attendues.

Le chapitre **3** aborde la technique d'intégration par épitaxie sélective dans la famille AlGaInAs. La technique est tout d'abord comparée avec d'autres méthodes d'intégration. Ensuite, les outils expérimentaux et théoriques sont développés. Ces développements mènent à une étude paramétrique concernant la croissance sélective de la famille de matériau AlGaInAs.

Le chapitre **4** utilise les outils développés dans les chapitres I et III afin d'optimiser les structures actives du modulateur amplifié. Une large partie est dédiée à l'étude de la dépendance à la polarisation des structures. Les premières structures épitaxiées sont également analysées dans ce chapitre.

Le chapitre **5** est entièrement consacré à la fabrication et à l'évaluation du composant. Il comprend tout d'abord un descriptif des étapes technologiques. Ensuite, les performances statiques et dynamiques sont analysées pour différents dispositifs. Les résultats sont comparés avec les spécifications des réseaux d'accès. Le chapitre se termine par une ouverture sur une autre application potentielle du modulateur amplifié en réflexion.

Chapitre 1

Rappels théoriques et modèles utilisés

Dans ce premier chapitre, différents aspects de la modélisation des structures à puits quantiques sont abordés. Les concepts physiques sont brièvement décrits afin de dégager les formules essentielles utilisées dans la suite du manuscrit. Certains aspects théoriques et pratiques sont aux limites de ce travail de thèse et ont été mis en annexes. La première partie est consacrée à quelques rappels sur la théorie \mathbf{kp} et la structure de bande des semi-conducteurs III-V afin de déduire les relations de dispersion utiles donnant l'énergie en fonction du vecteur d'onde \mathbf{k} . La deuxième partie présente tout d'abord le formalisme général de l'approximation de la fonction enveloppe et décrit ensuite les deux modèles de calcul employés pour la détermination des états liés des structures à puits quantiques. Un court rappel sur les transitions excitoniques dans les puits quantiques est ensuite donné dans une troisième partie. L'effet Stark confiné dans les puits quantiques est à la base du fonctionnement du modulateur électroabsorbant et est défini dans une quatrième partie. En particulier, nous montrons comment cet effet peut se calculer en utilisant un code reposant sur les matrices de transfert. La cinquième partie est dédiée à quelques rappels sur la propagation des ondes électromagnétiques dans un guide d'onde. Enfin dans la dernière partie, le calcul du coefficient d'absorption dans les hétérostructures à puits quantique est présenté.

1.1 Théorie \mathbf{kp} et structure de bandes

L'objet de cette première partie est tout d'abord de donner quelques rappels sur la structure cristalline et les propriétés électroniques des semiconducteurs III-V. Le formalisme général de la théorie \mathbf{kp} est ensuite présenté afin de déduire les relations de dispersion de l'énergie en fonction du vecteur d'onde \mathbf{k} . L'effet de la contrainte sur les relations de dispersion est également introduit.

1.1.1 Structure cristalline et propriétés électroniques

Les semiconducteurs III-V considérés dans cette étude cristallisent dans la structure zinc de blende. Dans cette structure, deux sous-réseaux cubiques faces centrées sont décalés d'un quart de la grande diagonale du cube. Chaque cellule élémentaire contient deux atomes : un élément III et un élément V. La liaison chimique entre atomes est iono-covalente du fait de la différence d'électronégativité entre l'anion (III) et le cation (V). Seuls 8 électrons de valence participent à cette liaison : 3 électrons de l'élément III ($2s$ et $1p$) et 5 électrons de l'élément V ($2s$ et $3p$). Ces électrons de valence s'hybrident pour former des liaisons tétraédriques sp^3 . Le grand nombre de cellules élémentaires dans le cristal donne lieu à la formation de bandes d'énergie.

Dans les 8 orbitales hybrides, de symétrie s , p_x , p_y ou p_z , quatre sont liantes et donnent naissance aux bandes de valence. Les quatre autres sont anti-liantes et donnent naissance aux bandes de conduction. Les orbitales s liantes sont très profondes et toujours occupées par deux électrons. Les 6 autres électrons remplissent complètement les trois orbitales p liantes. Deux bandes sont dégénérées au centre de la zone de Brillouin en $\mathbf{k} = 0$ (point Γ) et forment les bandes de trous lourds (hh *heavy hole*) et trous légers (lh *light hole*) de symétrie Γ_8 . Une autre bande plus profonde (soh *spitt-off hole*) de symétrie Γ_7 est séparée de ces bandes d'une distance Δ à cause de l'interaction spin orbite. La première bande s de conduction est inoccupée et a la symétrie Γ_6 . Pour les semiconducteurs III-V, deux configurations de dispersion peuvent être rencontrées selon que la bande de conduction a son minimum en $\mathbf{k} = 0$ ou non. Dans le premier cas, on parle de gap direct et dans le second cas de gap indirect. Les matériaux étudiés dans ce mémoire présenteront en général la configuration de gap direct. La distance en $\mathbf{k} = 0$ entre les bandes de valence hh ou lh et la première bande de conduction est donnée par l'énergie de bande interdite du semiconducteur encore appelé gap et noté ϵ_0 (ou Eg). La dispersion des bandes d'énergie au voisinage du vecteur d'onde \mathbf{k} peut être calculée dans une approche perturbative au deuxième ordre avec un modèle de masses effectives. On obtient ainsi des relations de dispersion parabolique. La figure 1.1 montre la dispersion des bandes Γ_6 , Γ_8 et Γ_7 en fonction du vecteur d'onde dans un modèle parabolique pour un semiconducteur III-V à gap direct. Dans le modèle parabolique, le couplage entre les bandes est négligé. Dans le modèle de Kane présenté ci-après le couplage est pris en compte et met en évidence la non-parabolicité des bandes d'énergie.

1.1.2 Modèle de Kane et relations de dispersion

La structure de bande des semiconducteurs III-V peut être décrite par un modèle $\mathbf{k}\mathbf{p}$. Dans ce modèle, l'Hamiltonien à un électron du cristal s'écrit

$$H = \frac{p^2}{2m_0} + V(r) + H_{so}, \quad (1.1)$$

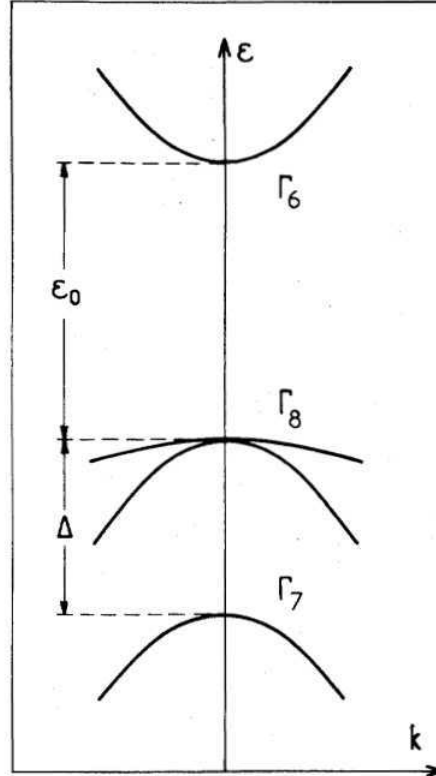


Fig. 1.1 – Structure de bande d'un matériau III-V à gap direct au voisinage du centre de la zone de Brillouin. D'après la référence [6].

avec m_0 la masse de l'électron, $V(r)$ le potentiel cristallin et H_{so} l'énergie de spin orbite donnée par :

$$H_{so} = \frac{\hbar}{4m_0^2c^2}(\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}. \quad (1.2)$$

Les fonctions propres de cet Hamiltonien ont la forme d'onde de Bloch,

$$\Psi_{n,k}(\mathbf{r}) = u_{n,k}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (1.3)$$

où n est l'indice de bande et \mathbf{k} le vecteur d'onde. La partie périodique $u_{n,k}(\mathbf{r})$ de la fonction de Bloch est développée autour du point Γ en $\mathbf{k} = 0$

$$u_{n,k}(\mathbf{r}) = \sum_m c_m(\mathbf{k}) u_{m,0}(\mathbf{r}). \quad (1.4)$$

Les fonctions $u_{m,0}(\mathbf{r})$ sont solutions de l'équation suivante,

$$H u_{n,0} = \epsilon_{n0} u_{n,0}, \quad (1.5)$$

dont les valeurs propres ϵ_{n0} sont supposées connues. En remplaçant 1.3 dans 1.1 et en projetant sur $\langle u_{n0} |$, nous obtenons une série d'équations linéaires à résoudre donnant les

u_{i0}	$ j, m_j\rangle$	Ψ_{jm}	$E(\mathbf{k} = 0)$	symétrie
u_{10}	$ 1/2, 1/2\rangle$	$i S \uparrow\rangle$	0	Γ_6
u_{30}	$ 3/2, 1/2\rangle$	$-\sqrt{2/3} Z \uparrow\rangle + 1/\sqrt{6} (X + iY) \downarrow\rangle$	$-Eg$	Γ_8
u_{50}	$ 3/2, 3/2\rangle$	$1/\sqrt{2} (X + iY) \uparrow\rangle$	$-Eg$	Γ_8
u_{70}	$ 1/2, 1/2\rangle$	$1/\sqrt{3} (X + iY) \downarrow\rangle + 1/\sqrt{3} Z \uparrow\rangle$	$-Eg - \Delta$	Γ_7
u_{20}	$ 1/2, -1/2\rangle$	$i S \downarrow\rangle$	0	Γ_6
u_{40}	$ 3/2, -1/2\rangle$	$-1/\sqrt{6} (X - iY) \uparrow\rangle - \sqrt{2/3} Z \downarrow\rangle$	$-Eg$	Γ_8
u_{60}	$ 3/2, -3/2\rangle$	$1/\sqrt{2} (X - iY) \downarrow\rangle$	$-Eg$	Γ_8
u_{80}	$ 1/2, -1/2\rangle$	$-1/\sqrt{3} (X - iY) \uparrow\rangle + 1/\sqrt{3} Z \downarrow\rangle$	$-Eg - \Delta$	Γ_7

Tab. 1.1 – Parties périodiques des fonctions de Bloch en $\mathbf{k} = 0$.

coefficients c_m ,

$$\sum_m [(\epsilon_n(0) - \epsilon_n(\mathbf{k}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0})\delta_{nm} + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \mathbf{p}_{nm}] c_m(\mathbf{k}) = 0, \quad (1.6)$$

où $\mathbf{p}_{nm} = \langle u_{n,0} | \mathbf{p} | u_{m,0} \rangle$. Dans l'approche de Kane [7], l'Hamiltonien est résolu exactement sur un nombre limité de bandes : Γ_6 , Γ_8 et Γ_7 . Les autres bandes peuvent ensuite être traitées en perturbation au deuxième ordre [8]. Les fonctions $u_{m,0}(\mathbf{r})$ sont choisies afin d'être également fonctions propres des opérateurs moment angulaire \mathbf{J} et projection du moment angulaire J_z . Elles sont écrites comme combinaisons linéaires des fonctions $|S\rangle$, $|X\rangle$, $|Y\rangle$ et $|Z\rangle$ qui se transforment comme des fonctions atomiques $|s\rangle$, $|x\rangle$, $|y\rangle$ et $|z\rangle$ dans les opérations de symétrie du groupe du tétraèdre. Les combinaisons linéaires sont choisies afin de diagonaliser le terme de spin-orbite. Ces fonctions sont rappelées dans le tableau 1.1. Dans cette base, en prenant l'axe z dans la direction du vecteur \mathbf{k} et le zéro d'énergie en bas de la bande de conduction, l'Hamiltonien H se réduit à deux blocs 4×4 identiques et est écrit ci-dessous pour les fonctions de base u_{10} , u_{30} , u_{50} et u_{70} :

$$H = \begin{bmatrix} 0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}P\hbar k_z & 0 & \sqrt{\frac{1}{3}}P\hbar k_z \\ -\sqrt{\frac{2}{3}}P\hbar k_z & -Eg & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -Eg & 0 \\ \sqrt{\frac{1}{3}}P\hbar k_z & 0 & 0 & -Eg - \Delta \end{bmatrix} \begin{matrix} |S \uparrow\rangle \\ |3/2, 1/2\rangle \\ |3/2, 3/2\rangle \\ |1/2, 1/2\rangle \end{matrix}. \quad (1.7)$$

P est un élément de matrice entre les fonctions s de la bande de conduction et les fonctions p de la bande de valence, défini par $P = i/m_0 \langle S | p_x | X \rangle$. Pour un matériau donné, il est généralement exprimé en unité d'énergie (eV) par $Ep = 2m_0 P^2$. Ep est appelé paramètre de Kane et vaut ≈ 23 eV pour la plupart des semiconducteurs III-V [8]. Les solutions de l'Hamiltonien sont :

$$\epsilon = -Eg, \quad (1.8)$$

$$\epsilon(\epsilon + Eg)(\epsilon + Eg + \Delta) = \hbar^2 k^2 P^2(\epsilon + Eg + \frac{2\Delta}{3}). \quad (1.9)$$

Ces solutions deux fois dégénérées donnent les relations de dispersion en \mathbf{k} de la bande de conduction Γ_6 et des bandes de trous Γ_7 et Γ_8^l qui peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\Gamma_6}(\epsilon)} \quad (1.10)$$

$$\epsilon = -Eg + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\Gamma_8^l}(\epsilon)} \quad (1.11)$$

$$\epsilon = -Eg - \Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\Gamma_7}(\epsilon)}. \quad (1.12)$$

m_{Γ_6} , $m_{\Gamma_8^l}$ et m_{Γ_7} sont les masses effectives des bandes Γ_6 , Γ_8^l et Γ_7 en unité de m_0 et sont directement déduites de l'équation 1.9. Dans ce modèle, la bande de trous lourds Γ_8^h n'a pas de dispersion (*cf.* Eq. 1.8). Une description correcte de cette bande peut être obtenue en incluant les bandes d'ordres supérieurs qui peuvent être traitées en perturbation [8]. On prend en général pour cette bande une dispersion parabolique avec $m_{\Gamma_8^h} \approx -0.4 m_0$. Les relations de dispersion s'écrivent donc très simplement et dépendent uniquement de paramètres "effectifs" Eg , Δ et P .

1.1.3 Influence de la contrainte

Les relations de dispersion présentées ci-dessus ne prennent pas en compte les contraintes dans le matériau épitaxié. Ces contraintes changent le paramètre de maille du semiconducteur et la symétrie du cristal. Les principales conséquences sont la modification des gaps d'énergie, des masses effectives et la levée de dégénérescence des bandes de trous. L'effet des contraintes sur les aspects mécaniques et électroniques des semiconducteurs est un problème largement détaillé dans la littérature [9, 10]. Dans cette partie, nous rappelons uniquement certains des aspects électroniques et déduisons les relations de dispersion utiles pour la suite.

Par définition, l'épitaxie consiste à faire croître un cristal dont le paramètre de maille est imposé par celui du substrat dans le plan des couches. S'il y a un désaccord entre la maille du substrat et celle du matériau épitaxié, la croissance peut se passer dans un régime contraint ou dans un régime relaxé. Le passage d'un régime à l'autre dépend de l'amplitude du désaccord et de l'épaisseur épitaxiée. Dans le régime contraint, le paramètre de maille du cristal s'adapte à celui de son substrat dans le plan des couches xy . La maille cristalline se déforme élastiquement dans le plan xy mais aussi dans la direction de croissance z . Ce régime est caractérisé par un excès d'énergie élastique accommodé par les déformations de la maille. Pour un certain désaccord, au-delà d'une épaisseur appelée épaisseur critique, les déformations de la maille ne peuvent plus

contenir l'excès d'énergie et le matériau retrouve son paramètre de maille. Dans ce dernier cas, on parle de régime relaxé et le cristal est le siège de nombreuses dislocations ou fautes d'empilement. Dans le régime contraint, l'excès d'énergie est directement relié à l'épaisseur déposée.

Dans un régime de contraintes élastiques, la déformation de la maille induit des contraintes internes biaxiales qui peuvent être en tension ou en compression : si $a < a_0$ ($a > a_0$) la contrainte biaxiale est en tension (compression). Pour les matériaux épitaxiés selon la direction cristallographique [001], la déformation dans le plan des couches, $e_{xx} = e_{yy}$, s'exprime en fonction du désaccord de maille :

$$\epsilon_{xx} = -\frac{(a - a_0)}{a} = -\frac{\Delta a}{a}, \quad (1.13)$$

et la déformation selon l'axe de croissance [001], en fonction des coefficients d'élasticité c_{11} et c_{12}

$$e_{zz} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}}e_{xx}. \quad (1.14)$$

Les déformations ajoutent des termes dans l'Hamiltonien H du cristal. Afin de décrire correctement ces déformations, la contrainte dans le cristal doit être divisée en deux contributions. La première est une contrainte biaxiale hydrostatique qui affecte le volume du cristal et la deuxième est une contrainte uniaxiale de cisaillement qui lève la dégénérescence de la bande de valence. Dans la partie hydrostatique, la "dilatation" de la maille est reliée à l'augmentation relative de volume associé à la déformation du cristal, $\Delta V/V = Tr(e)$, avec $Tr(e) = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}$ la trace de la matrice des déformations. Cette dilatation induit une variation du gap égale à $(a_c + a_v)Tr(e)$. Les paramètres a_c et a_v sont des potentiels de déformation empiriques de la bande de conduction et de la bande de valence représentant une variation d'énergie par unité de contrainte. Les valeurs de ces paramètres pour les alliages binaires sont connues et données dans le Landolt Bornstein [11] ou encore dans le papier de revue de Vurgaftman *et al.* [12]. Pour les alliages ternaires ou quaternaires, ces paramètres sont déduits de la loi de Vegard en partant des valeurs des binaires. La partie uniaxiale de la contrainte est plus complexe car elle fait apparaître dans l'Hamiltonien des termes non-diagonaux qui couplent les bandes Γ_8^l et Γ_7 . Ces termes dépendent du potentiel de cisaillement b . En gardant par convention le 0 en énergie en bas de la bande de conduction, la matrice des potentiels de déformation H_ϵ en $k = 0$ se réduit à 2 blocs 3×3 identiques [10] :

$$H_\epsilon = \begin{bmatrix} -(a_c + a_v)Tr(e) - b\delta_\epsilon & 0 & 0 \\ 0 & -(a_c + a_v)Tr(e) + b\delta_\epsilon & \sqrt{2}b\delta_\epsilon \\ 0 & \sqrt{2}b\delta_\epsilon & -\Delta - (a_c + a_v)Tr(e) \end{bmatrix} \begin{matrix} |3/2, 3/2\rangle \\ |3/2, 1/2\rangle \\ |1/2, 1/2\rangle \end{matrix} \quad (1.15)$$

avec $\delta_\epsilon = (e_{zz} - e_{xx})$. On déduit de l'équation 1.15 les formules donnant les gaps contraints

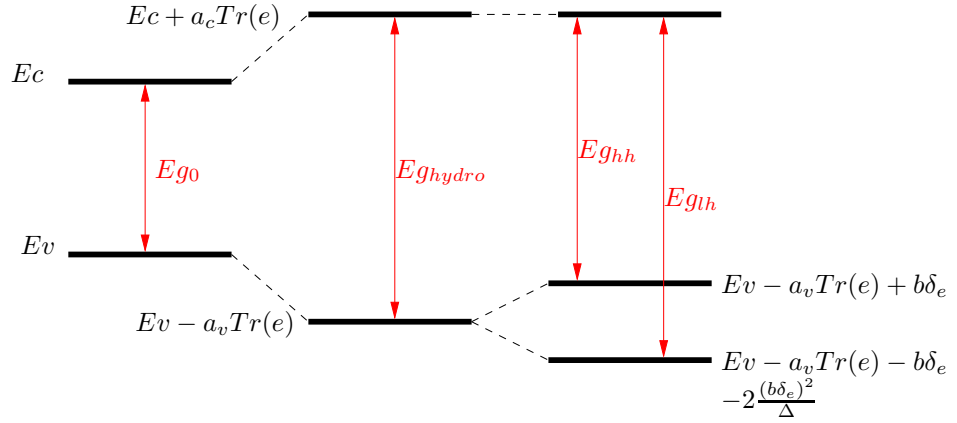


Fig. 1.2 – Illustration de l’effet des contributions hydrostatiques et uniaxiales de la contrainte sur le gap du matériau dans le cas d’une compression biaxiale (*i.e.* $e_{xx} < 0$).

pour les trous lourds,

$$E_{g_{hh}} = E_g + (a_c + a_v)\text{Tr}(e) + b\delta_e. \quad (1.16)$$

et pour les trous légers $E_{g_{lh}}$,

$$E_{g_{lh}} = E_g + (a_c + a_v)\text{Tr}(e) - b\delta_e - 2\frac{(b\delta_e)^2}{\Delta}. \quad (1.17)$$

On remarquera en particulier dans le cas du gap $E_{g_{lh}}$, le terme $2\frac{(b\delta_e)^2}{\Delta}$ lié au couplage entre les bandes Γ_8^l et Γ_7 . Ce terme peut être ignoré pour les grandes valeurs de spin-orbite. La figure 1.2 illustre l’effet des contributions hydrostatiques et uniaxiales de la contrainte dans le cas d’une compression biaxiale (*i.e.* $e_{xx} < 0$). La résolution de l’Hamiltonien total $H + H_\epsilon$ donne les relations de dispersion suivantes [10] :

$$\epsilon = -E_g - (a_c + a_v)\text{Tr}(e) - b\delta_e \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} \epsilon \left[(\epsilon + E_g + (a_c + a_v)\text{Tr}(e) - b\delta_e)(\epsilon + E_g + \Delta + (a_c + a_v)\text{Tr}(e)) - 2(b\delta_e)^2 \right] = \\ (1 - 2\delta_e)P'^2 \hbar^2 k_z^2 \left[\epsilon + E_g + \frac{2\Delta}{3} + (a_c + \frac{4a_v}{3})\text{Tr}(e) + \frac{b}{3}\delta_e \right] \end{aligned} \quad (1.19)$$

avec $P' = (1 - e_{xx})P$. La figure 1.3 présente les relations de dispersion d’un alliage GaInAs contraint sur le substrat InP. Les valeurs des potentiels de déformation et des constantes d’élasticité de l’alliage ternaire sont simplement déduites par la loi de Végard. La contrainte est ajustée avec le ratio Ga/In.

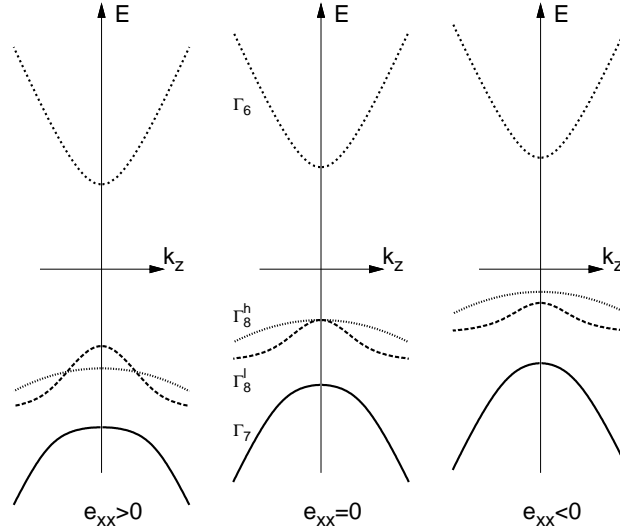


Fig. 1.3 – Calcul des relations de dispersion pour un alliage GaInAs contraint en tension ($e_{xx} > 0$), compression ($e_{xx} < 0$) et à l'accord de maille ($e_{xx} = 0$) sur le substrat InP.

1.2 Calcul des états liés dans les hétérostructures à puits quantiques

Dans cette partie, nous rappelons tout d'abord brièvement le formalisme général de l'approximation de la fonction enveloppe, méthode bien connue pour résoudre les états liés dans les hétérostructures à puits quantiques. Le lecteur intéressé par de plus amples détails pourra se référer à l'ouvrage de G. Bastard [8]. Deux méthodes de calcul des états liés appliquées aux puits quantiques, aux multi-puits quantiques et aux super-réseaux sont ensuite développées. La première technique est semi-analytique et repose sur la résolution d'une équation de dispersion. La deuxième méthode est entièrement numérique et utilise le formalisme des matrices de transfert. Enfin, le problème délicat de la dispersion des sous-bandes de valence d'un puits quantique est abordé.

1.2.1 Modèle de fonction enveloppe

On considère un empilement périodique de couches de matériaux A et B le long de l'axe de croissance z . Dans un premier temps, les matériaux sont à l'accord de maille avec le substrat. L'épaisseur des couches est donnée par $L_{A(B)}$ et le gap des matériaux par $Eg_{A(B)}$ avec par définition $Eg_B > Eg_A$. La discontinuité des bandes de conduction est définie par le paramètre de Dingle Q donné par la formule suivante :

$$Q = \frac{\Delta Ec}{\Delta Eg} \quad (1.20)$$

avec $\Delta Eg = Eg_B - Eg_A$. Le paramètre Q est également appelé répartition d'offset. Suivant la valeur de ce paramètre, différentes configurations de bandes peuvent être rencontrées.

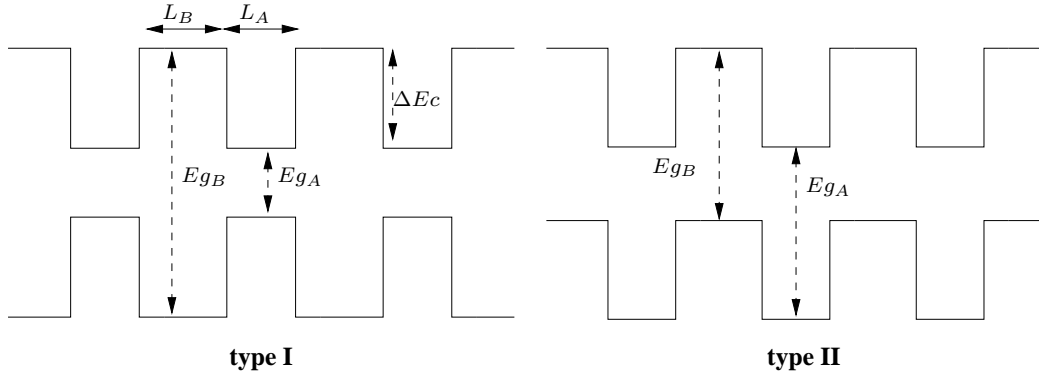


Fig. 1.4 – Empilement périodique des matériaux A et B définissant le super-réseau. Selon la répartition des bandes de valence et conduction, deux configurations peuvent être rencontrées : type I et type II.

La configuration la plus courante appelée type I est schématisée sur la figure 1.4 pour un super-réseau quelconque. Dans cette configuration, les offsets sont répartis afin d’avoir une barrière de potentiel pour les électrons et les trous qui se trouvent ainsi tous deux confinés dans le même matériau. Au contraire, dans une configuration de type II, les électrons et les trous sont confinés dans des matériaux différents. Cette configuration de bande est typiquement rencontrée pour l’interface AlInAs/InP [13].

Les relations de dispersion des matériaux A et B sont données par le modèle de Kane et on a :

$$\begin{aligned} H(z) &= H_A \text{ dans le matériau A} \\ H(z) &= H_B \text{ dans le matériau B} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Les fonctions propres de H sont écrites sur la base des fonctions $|u_i\rangle$ (cf. tableau 1.1) :

$$\Psi(\mathbf{r}, z) = \sum_{i=1}^8 \chi_i(\mathbf{r}) u_i(\mathbf{r}), \quad (1.22)$$

avec $\chi_i(\mathbf{r}) = \Omega^{-1/2} f_i(z) \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)$ la fonction enveloppe qui varie très lentement à l’échelle de la maille et Ω une constante de normalisation. Le terme d’onde plane $\exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)$ définit l’invariance de la fonction d’onde par translation dans le plan des couches (xy). Dans l’approximation de la fonction enveloppe, on considère que les fonctions atomiques $|u_i\rangle$ sont constantes dans les deux matériaux. Ceci entraîne l’invariance de l’élément de matrice de Kane P [8]. Les fonctions $f_i(z)$ sont solutions d’un système d’équations différentielles qui peut s’écrire :

$$\sum_j M_{ij} f_j(z) = \epsilon f_i(z), \quad (1.23)$$

où la matrice M_{ij} est identique à la matrice de Kane en $k_x = k_y = 0$ dans laquelle on remplace le vecteur k_z par l’opérateur impulsion $p_z = -i\hbar\partial/\partial z$ et où on ajoute à la diagonale des termes de potentiels représentant les sauts d’extrêma de bandes à l’interface

entre A et B. En $k_x = k_y = 0$, le système à résoudre pour les fonctions $f_{1,3,5,7}$ s'écrit :

$$\begin{bmatrix} V(z) - \epsilon & -\sqrt{\frac{2}{3}}Pp_z & 0 & \sqrt{\frac{1}{3}}Pp_z \\ -\sqrt{\frac{2}{3}}Pp_z & V(z) - Eg(z) - \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & V(z) - Eg(z) & 0 \\ \sqrt{\frac{1}{3}}Pp_z & 0 & 0 & V(z) - Eg(z) - \Delta(z) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_3 \\ f_5 \\ f_7 \end{pmatrix} = 0 \quad (1.24)$$

avec $Eg(z) = Eg_{A(B)}$ et $\Delta(z) = \Delta_{A(B)}$ dans le matériau A (B). La fonction périodique $V(z)$ représente la barrière de potentiel entre les bandes de conduction des matériaux A et B. Dans le matériau A, $V(z) = 0$ et dans le matériau B, $V(z) = V$. En éliminant f_5 et f_7 au détriment de f_1 on obtient l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\left[p_z \frac{1}{2m(\epsilon, z)} p_z + V(z) \right] f_1(z) = \epsilon f_1(z), \quad (1.25)$$

avec $m(\epsilon, z)$ la masse effective dépendant de l'énergie et de la position donnée par :

$$\frac{1}{m(\epsilon, z)} = \frac{2P^2}{3} \left[\frac{2}{\epsilon - V(z) + Eg(z)} + \frac{1}{\epsilon - V(z) + Eg(z) + \Delta(z)} \right]. \quad (1.26)$$

Afin de simplifier les notations, l'effet des contraintes a ici été écarté. J.-Y. Marzin [14] a montré que pour un super-réseau contraint, l'équation 1.25 restait valide à condition de modifier le potentiel V en utilisant 1.16 et 1.17 ainsi que la masse effective en utilisant directement l'équation 1.19. L'équation 1.25 peut être résolue par une méthode semi-analytique ou par une méthode toute numérique.

1.2.2 Résolution semi-analytique

La résolution présentée ci-dessous est généralisée dans le cas des super-réseaux [8]. Le cas des puits quantiques isolés est très facilement retrouvé avec les mêmes formules en faisant tendre L_b vers l'infini.

On impose la continuité de la fonction $f_1(z)$ et du courant de probabilité $1/m(\epsilon, z)\partial f_1/\partial z$ à l'interface A/B. Dans le cas du super-réseau, l'empilement des matériaux A et B étant périodique, le théorème de Bloch peut s'appliquer :

$$f_1(z + d) = f_1(z) \exp(iqd) \quad (1.27)$$

avec $d = L_A + L_B$ la période du super-réseau et q le vecteur d'onde du super-réseau [8]. La fonction d'onde peut s'écrire pour chaque matériau comme une combinaison linéaire

d'ondes planes se déplaçant simultanément vers la droite et vers la gauche :

$$\begin{aligned} f_1(z) &= \alpha \exp(ik_A z) + \beta \exp(-ik_A z); \text{ avec } z \in A \\ f_1(z) &= \gamma \exp(ik_B z) + \delta \exp(-ik_B z); \text{ avec } z \in B \end{aligned} \quad (1.28)$$

avec k_A et k_B donnés par le modèle de Kane pour les électrons et les trous légers. En écrivant les conditions de continuité de f_1 et du courant de probabilité à chaque interface et en utilisant le théorème de Bloch, quatre équations linéaires pour les constantes α , β , γ et δ sont obtenues. Ces équations forment un système qui a des solutions non triviales si et seulement si son déterminant est non nul. Cette condition implique la relation de dispersion du super-réseau qui s'écrit comme suit pour les états liés :

$$\cos(qd) = \cos(k_A L_A) \cosh(k_B L_B) - \frac{1}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \sin(k_A L_A) \sinh(k_B L_B) \quad (1.29)$$

avec

$$\xi = \frac{k_A}{m_A(\epsilon)} \frac{m_B(\epsilon)}{k_B}. \quad (1.30)$$

Les vecteurs d'ondes et les masses effectives sont donnés par les équations 1.9, 1.10 et 1.11 (ou leurs homologues dans le cas contraint). La relation 1.29 est similaire à l'équation classique du modèle de Kronig-Penney [15] en prenant des masses effectives dépendantes de la position et de l'énergie. Cette dernière dépendance étant liée à la nature multibande de l'Hamiltonien considéré.

Dans le cas des trous lourds l'équation 1.29 se réduit à une relation Kronig-Penney avec :

$$k_A = \sqrt{\frac{m_{hh}^{(A)}}{\hbar^2} [\epsilon]} \text{ et } k_B = \sqrt{\frac{m_{hh}^{(B)}}{\hbar^2} [\epsilon - V_{hh}]} \quad (1.31)$$

en prenant l'origine des énergies en bas de la bande de trous lourds dans le matériau A et en définissant V_{hh} comme la barrière de potentiel des trous lourds.

La figure 1.5 montre un exemple de calcul des valeurs propres pour un super-réseau AlGaInAs/GaInAs avec une période d . Les états liés des électrons (E_i), des trous légers (LH_i) et des trous lourds (HH_i) sont tracés en fonction de la période d pour $q = 0$ et $q = \pi/d$. Les valeurs des énergies sont obtenues en déterminant numériquement les zéros de la fonction donnée par l'équation 1.29. Le graphique illustre la formation d'une minibande liée au couplage entre les puits quantiques qui devient non-négligeable lorsque d diminue. Pour $d \approx 20$ nm, on retrouve le cas des puits quantiques isolés.

1.2.3 Résolution numérique par la méthode des matrices de transfert

La deuxième méthode de résolution numérique et repose sur le formalisme des matrices de transfert. Dans cette partie, les exemples traités sont limités à la résolution de l'équation

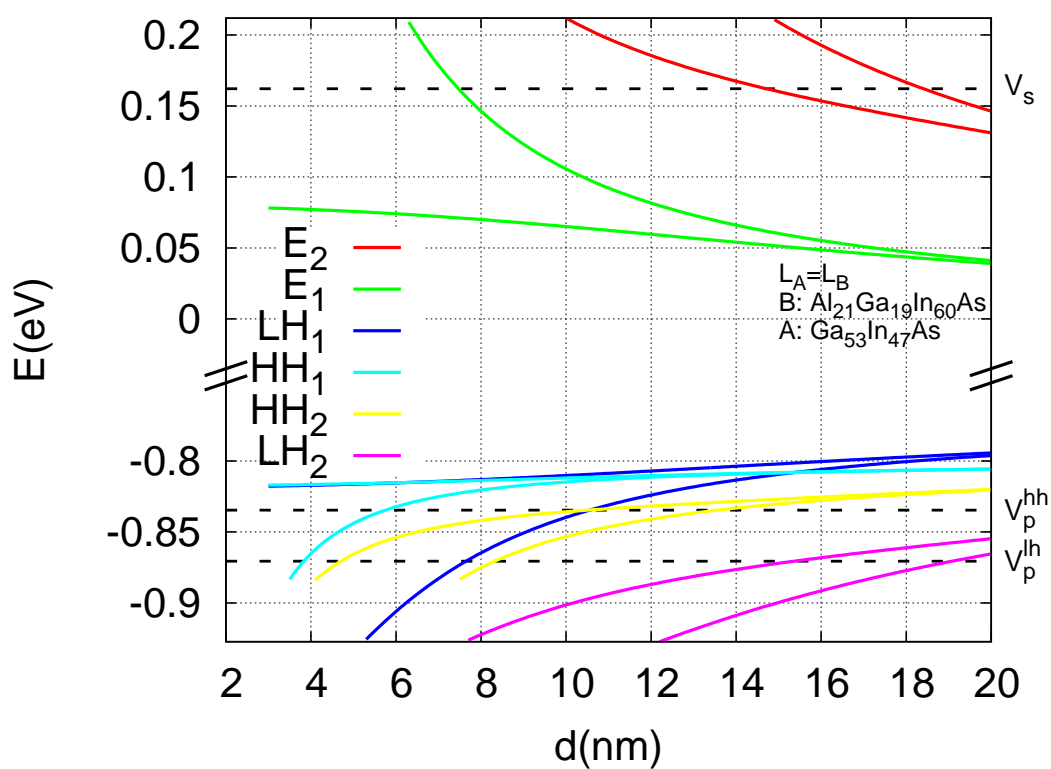


Fig. 1.5 – Calcul des états liés d'un super-réseau AlGaInAs/GaInAs en fonction de la période d pour les vecteurs d'onde $q = 0$ et $q = \pi/d$. Les barrières de potentiel pour les électrons V_s , les trous lourds V_p^{hh} et les trous légers V_p^{lh} sont également montrées.

de Schrödinger 1.25 pour un puits de potentiel carré symétrique. La méthode est cependant généralisable à des profils de potentiel plus compliqués (c'est d'ailleurs son principal intérêt) comme les puits quantiques interdiffusés [16] ou les puits quantiques sous champ électrique [17, 18].¹ Le désavantage de la méthode par rapport à la résolution semi-analytique est le temps de calcul qui est largement plus long.

1.2.3.1 Principe de la résolution

L'équation de Schrödinger 1.25 est ici résolue par la méthode des matrices de transfert [17–19]. La structure est divisée en tranches. Pour chaque tranche l , $z_{l-1} \leq z \leq z_l$, on a :

$$-\frac{\hbar^2}{2m_l(\epsilon)} \frac{d^2}{dz^2} f_l(z) + V_l(z) f_l(z) = \epsilon f_l(z). \quad (1.32)$$

Le potentiel $V_l(z)$ est constant dans chaque tranche et on peut donc écrire la fonction d'onde $f_l(z)$ comme somme de deux ondes planes se propageant en sens inverse :

$$f_l(z) = \alpha_l e^{ik_l(z-z_l)} + \beta_l e^{-ik_l(z-z_l)}. \quad (1.33)$$

Notons que cette fonction doit être réelle puisque le potentiel est réel. En $z = z_l$, la continuité de $f_l(z)$ et du courant de probabilité $\frac{1}{m_l(\epsilon)} \frac{\partial f_l(z)}{\partial z}$ donne :

$$\begin{cases} \alpha_l + \beta_l = \alpha_{l+1} e^{ik_{l+1} dz} + \beta_{l+1} e^{-ik_{l+1} dz} \\ \frac{k_l}{m_l} (\alpha_l - \beta_l) = \frac{k_{l+1}}{m_{l+1}} \alpha_{l+1} e^{ik_{l+1} dz} - \beta_{l+1} e^{-ik_{l+1} dz} \end{cases} \quad (1.34)$$

avec $dz = z_l - z_{l+1}$.

On exprime α_{l+1} et β_{l+1} en fonction de α_l et β_l sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \alpha_{l+1} \\ \beta_{l+1} \end{bmatrix} = \bar{F}_{(l+1)l} \begin{bmatrix} \alpha_l \\ \beta_l \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

avec

$$\bar{F}_{(l+1)l} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + P_{(l+1)l}) e^{ik_{l+1} dz} & (1 - P_{(l+1)l}) e^{ik_{l+1} dz} \\ (1 - P_{(l+1)l}) e^{-ik_{l+1} dz} & (1 + P_{(l+1)l}) e^{-ik_{l+1} dz} \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

où $P_{(l+1)l} = \frac{m_{l+1} k_l}{m_l k_{l+1}}$.

En propageant la relation 1.35 de proche en proche on obtient :

$$\begin{bmatrix} \alpha_N \\ \beta_N \end{bmatrix} = \bar{M} \begin{bmatrix} \alpha_0 \\ \beta_0 \end{bmatrix}, \quad (1.37)$$

¹cf. aussi 1.4

avec $\bar{M} = \bar{F}_{N(N-1)}\bar{F}_{(N-1)(N-2)}\dots\bar{F}_{10}$.

Pour obtenir des états liés, il faut $\epsilon < V_0$ et V_N . Il vient ainsi :

$$k_0 = i\kappa_0 \text{ avec } \kappa_0 = \sqrt{\frac{2m_0(\epsilon)}{\hbar^2}(V_0 - \epsilon)} \quad (1.38)$$

$$k_N = i\kappa_N \text{ avec } \kappa_N = \sqrt{\frac{2m_N(\epsilon)}{\hbar^2}(V_N - \epsilon)} \quad (1.39)$$

Les solutions des tranches 0 et l doivent être évanescentes aux limites de la structure, ce qui donne $\alpha_0 = 0$ et $\beta_N = 0$. On obtient donc pour ces deux tranches :

$$f_0(z) = \beta_0 e^{\kappa_0(z-z_0)}, \quad (1.40)$$

$$f_N(z) = \alpha_N e^{-\kappa_N(z-z_N)}. \quad (1.41)$$

Le système à résoudre se réduit alors à :

$$\begin{bmatrix} \alpha_N \\ 0 \end{bmatrix} = \bar{M} \begin{bmatrix} 0 \\ \beta_0 \end{bmatrix}. \quad (1.42)$$

La recherche des valeurs propres revient donc à annuler l'élément de matrice M_{22} de \bar{M} . L'équation à résoudre est :

$$M_{22}(\epsilon) = 0 \quad (1.43)$$

Notons que les éléments de matrice de \bar{M} peuvent être complexes [17, 18]. Les états liés doivent donc répondre à la double condition $\text{Re}\{M_{22}(\epsilon)\} = 0$ et $\text{Im}\{M_{22}(\epsilon)\} = 0$.

1.2.3.2 Résolution numérique

Pour résoudre (1.43) et obtenir les états liés, on balaye les énergies avec un pas suffisamment faible et on relève les points où $\text{Re}\{M_{22}(\epsilon)\}$ et $\text{Im}\{M_{22}(\epsilon)\}$ changent simultanément de signe. Une recherche plus précise des valeurs propres est ensuite mise en oeuvre en utilisant la méthode de Newton-Raphson [20].

1.2.3.3 Exemples de résolution

La méthode des matrices de transfert est ici appliquée pour déterminer les états liés d'un puits quantique et d'un multi-puits quantique. Les relations de dispersion des matériaux massifs constituant l'hétérostructure sont obtenues par le modèle de Kane.

La figure 1.6 montre les premiers niveaux d'électrons (E_1), de trous légers (LH_1) et de trous lourds (HH_1) pour un puits quantique $\text{Al}_{087}\text{Ga}_{233}\text{In}_{680}\text{As}$ de largeur $L_w = 9$ nm avec une barrière $\text{Al}_{292}\text{Ga}_{286}\text{In}_{422}\text{As}$. Dans le cas des multi-puits couplés, la résolution numérique est identique. Les états liés d'un multi-puits comprenant n puits et $n + 1$ barrières sont n fois dégénérés. La figure 1.7 montre un exemple avec $n = 5$. Dans cet

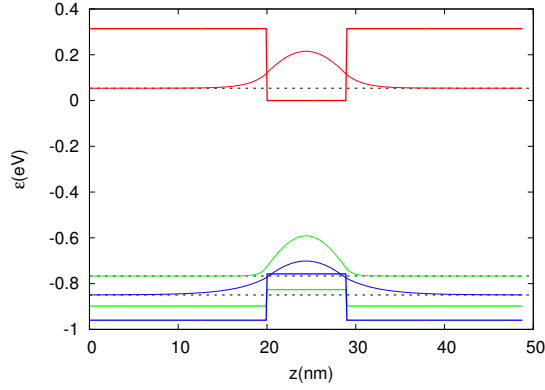


Fig. 1.6 – Exemple de calcul des premiers niveaux d'électrons, trous légers et trous lourds d'un puits quantique par la méthode des matrices de transfert.

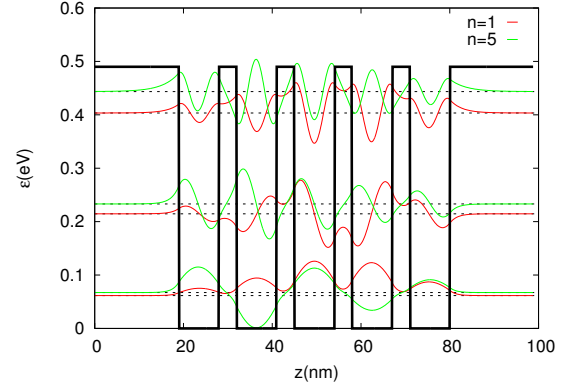


Fig. 1.7 – Exemple de calcul par la méthode des matrices de transfert des niveaux d'électrons pour 5 puits couplés.

exemple, seuls les états symétriques et anti-symétriques ($n = 1$ et $n = 5$) sont présentés. Les compositions des puits et barrières sont similaires au premier exemple. La période du multi-puits est $d = 13$ nm, avec $L_w = 9$ nm et $L_b = 4$ nm.

1.2.4 Relation de dispersion dans le plan des couches

Dans un puits quantique, les électrons et les trous sont bloqués dans la direction z de l'empilement mais sont libres dans les directions x et y du plan des couches. La résolution du problème aux valeurs propres dans ces directions est relativement complexe car dans ce cas, le vecteur k_{\perp} est non nul ce qui ajoute des termes non-diagonaux dans l'Hamiltonien. Ces termes couplent les sous-bandes d'énergie dans le plan et donnent lieu à des dispersions très fortement non paraboliques. La démarche généralement employée consiste à séparer les sous bandes de conduction des sous bandes de valence [8]. Les niveaux électroniques de conduction $E_i(0)$ en $k_{\perp} = 0$ sont calculés par un modèle de fonction enveloppe et la dispersion des sous-bandes associées est obtenue en prenant une masse isotrope éventuellement dépendante de l'énergie :

$$E_i(k_{\perp}) = E_i(0) + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\Gamma_6}(\epsilon)}. \quad (1.44)$$

Pour les sous-bandes de valence, le problème est plus délicat à cause de la dégénérescence des bandes Γ_8 . Leurs dispersions peuvent être décrites par l'Hamiltonien de Luttinger (*cf.* annexe A) qui s'écrit sur la base des fonctions $|u_5\rangle$, $|u_4\rangle$, $|u_3\rangle$ et $|u_6\rangle$. L'Hamiltonien prend en compte les bandes d'ordre supérieur (Γ_6 , Γ_{7v} , Γ_{7c} ...) qui sont traitées en perturbation au deuxième ordre. Ce couplage avec les bandes supérieures est décrit par les paramètres de Luttinger γ_1 , γ_2 et γ_3 . Une approximation couramment utilisée consiste à négliger les termes non-diagonaux de l'Hamiltonien, ceci afin d'obtenir des relations de dispersion

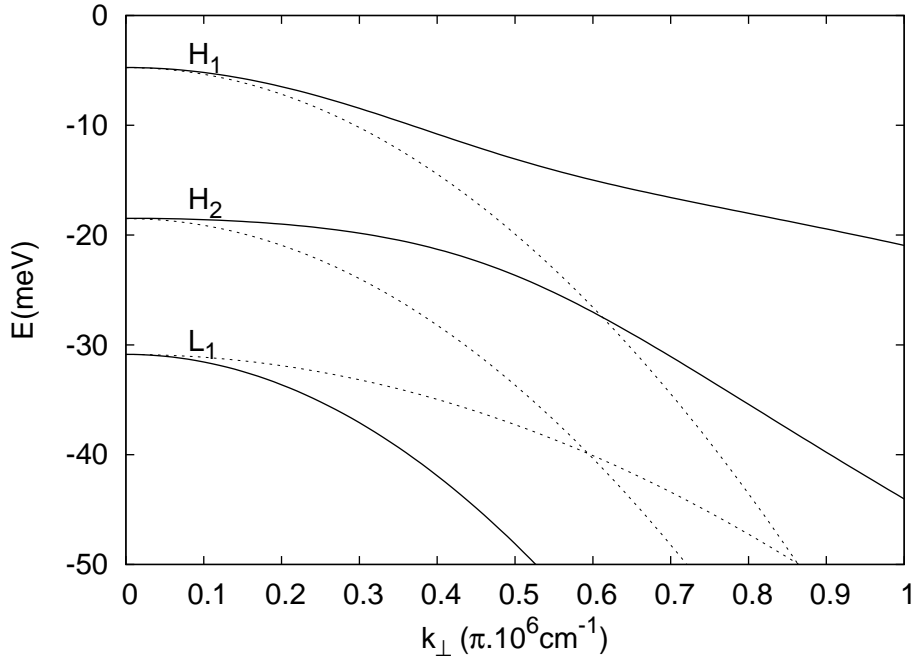


Fig. 1.8 – Calcul de la dispersion des sous-bandes de valence en fonction du vecteur d’onde k_{\perp} pour un puits quantique GaInAs avec une barrière AlInAs tout deux en accord de maille avec InP. On compare le calcul exact (traits pleins) à l’approximation diagonale (traits pointillés).

paraboliques. La dispersion des sous-bandes de valence s’écrit alors pour les trous légers

$$LH_i(k_{\perp}) = LH_i(0) - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_0}(\gamma_1 - \gamma_2), \quad (1.45)$$

et pour les trous lourds

$$HH_i(k_{\perp}) = HH_i(0) - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_0}(\gamma_1 + \gamma_2). \quad (1.46)$$

Le calcul des niveaux $LH_i(0)$ et $HH_i(0)$ est obtenu par une des méthodes de résolution des états liés présentée ci-dessus en prenant les masses effectives de Kane pour les trous légers et la valeur $m_{HH} = -0.4 m_0$ pour les trous lourds. Une alternative consiste à prendre des masses paraboliques données par le modèle de Luttinger qui dans la direction z de l’axe de quantification sont données en unité de m_0 par $m_{LH} = (\gamma_1 + 2\gamma_2)^{-1}$ et $m_{HH} = (\gamma_1 - 2\gamma_2)^{-1}$. Dans l’approximation diagonale, on remarque que les valeurs des masses effectives entre trous lourds et trous légers sont inversées. Les trous “lourds” dans le plan ont ainsi une masse plus légère que les trous “légers” dans le plan. Le calcul exact montre cependant que dans le plan des couches, l’appellation trous lourds et trous légers n’a plus de réelle signification physique au vu de la complexité des relations de dispersion.

La figure 1.8 présente la dispersion des sous-bandes de valence dans le plan des couches pour un puits quantique GaInAs avec une barrière AlInAs à l’accord de maille sur InP. Le calcul exact (traits pleins) est comparé à l’approximation diagonale (traits pointillés).

Le calcul exact montre la complexité de la dispersion des sous-bandes de valence. En particulier, les croisements entre bandes observés dans le modèle diagonal sont remplacés par des anti-croisements [6]. L'annexe A donne de plus amples détails sur le calcul de dispersion des sous-bandes de valence en comparant la résolution exacte avec la résolution diagonale. Dans la suite, l'approximation diagonale sera adoptée.

1.3 Transitions excitoniques

Un exciton est l'association hydrogénoïde d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence liés par interaction coulombienne. Cette association fait apparaître des transitions optiques à des énergies plus faibles que le gap du matériau. Le décalage énergétique est égal à l'énergie de liaison E_b de l'exciton. Dans les matériaux massifs, l'énergie de liaison est assez faible car l'électron et le trou peuvent être spatialement très délocalisés. Par exemple, pour le matériau GaInAs accordé sur InP, les calculs prédisent une énergie de liaison de l'ordre de 3 meV [21]. Cette énergie est très faible devant l'énergie d'agitation thermique kT . Afin d'observer l'effet excitonique sur le spectre d'absorption du matériau massif, il est donc indispensable de descendre à la température de l'Hélium liquide et d'avoir un matériau très pur. Dans les puits quantiques, le confinement spatial de l'électron et du trou dans une même couche de matériau contribue à renforcer l'énergie de liaison excitonique. Le calcul de l'énergie de liaison de l'exciton est assez délicat. Différents auteurs [22,23] utilisent des approximations variationnelles en prenant des dispersions paraboliques dans le plan des couches. Winkler [24] montre un calcul plus précis en prenant en compte la dispersion exacte des sous-bandes de conduction et de valence. Il calcule les forces d'oscillateurs des transitions excitoniques ainsi que les énergies de liaisons pour une structure à puits quantiques GaAs avec des barrières GaAlAs en utilisant une méthode quadratique. Ses calculs présentent un bon accord avec des spectres d'absorption expérimentaux. La figure 1.9 montre les énergies de liaison des excitons $E_1 - HH_1$ et $E_1 - LH_1$ calculées par Greene et Bajaj [23] pour un puits quantique GaAs avec diverses compositions de barrières $Ga_xAl_{1-x}As$. Les valeurs obtenues sont comprises entre 7 et 9 meV. On remarquera en particulier la différence des énergies de liaison des deux types d'excitons $E_1 - HH_1$ et $E_1 - LH_1$ qui est liée à la différence de masse des trous lourds et des trous légers. Dans ce travail, les effets excitoniques sur le calcul des transitions optiques ont été négligés. Cette approximation peut cependant s'avérer largement critiquable notamment pour le calcul des forces d'oscillateurs des transitions. Nous verrons par la suite que les effets excitoniques peuvent avoir une influence pour les structures envisagées dans cette étude. En particulier, le modulateur électro-absorbant qui sera développé dans le chapitre suivant.

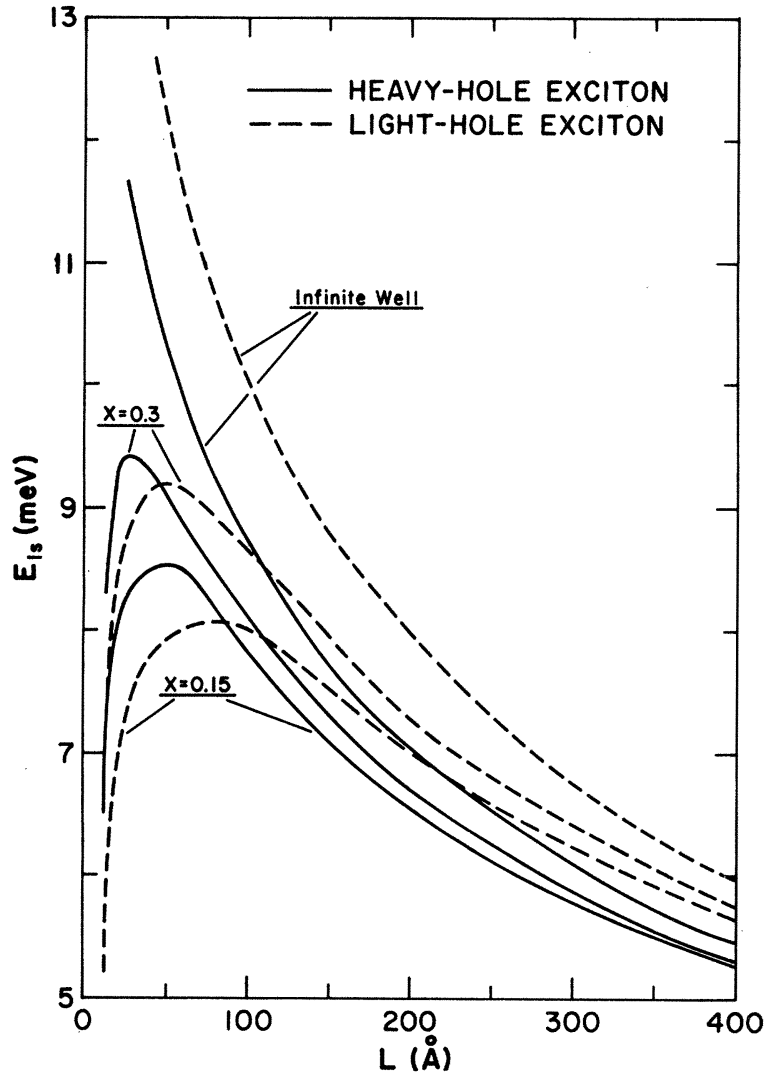


Fig. 1.9 – Calcul de l'énergie de liaison des premiers excitons de trous lourds et trous légers en fonction de l'épaisseur du puits pour un puits quantique GaAs avec des barrières de différentes compositions $Ga_xAl_{1-x}As$. D'après la référence [23].

1.4 Effet Stark confiné dans les puits quantiques

1.4.1 Principe

Les effets d'un champ électrique dans les semiconducteurs massifs sont bien connus. L'effet Franz-Keldysh fait apparaître des oscillations dans le coefficient d'absorption bande à bande et une absorption non nulle sous le gap. Dans un puits quantique, deux configurations de champ électrique peuvent être rencontrées suivant que le champ électrique est dans le plan des couches ou perpendiculaire au plan des couches. Dans le premier cas, un effet type Franz-Keldysh bidimensionnel est observé [8]. Cet effet ne sera pas considéré ici. Dans le deuxième cas, le champ électrique se superpose au profil de potentiel qui perd ainsi sa symétrie par rapport au centre du puits. Il n'existe plus de véritables états liés puisque les électrons et les trous peuvent s'échapper du puits par effet

tunnel. Il a cependant été montré que des états résonnants avec une grande durée de vie peuvent exister. Bastard *et al.* [6] donnent le critère suivant pour définir ces états quasi-liés : pour un champ F donné, la diminution de la barrière de potentiel sur la longueur caractéristique de décroissance de la fonction d'onde κ^{-1} dans la barrière doit être petite en comparaison avec la hauteur effective de la barrière de potentiel à champ nul $V - E_1$, *i.e.*

$$|e|F\kappa^{-1} \ll V - E_1, \quad (1.47)$$

avec E_1 l'énergie fondamentale à champ nul pour un électron ou un trou.

L'application du champ électrique modifie la valeur des niveaux d'énergie dans le puits quantique. Le mécanisme du déplacement des niveaux d'énergie dans un puits quantique est appelé effet Stark confiné quantiquement (QCSE, *quantum confined Stark effect*). Les états quasi-liés peuvent être calculés en utilisant les fonctions d'Airy [25] ou être approximés par une méthode variationnelle [26]. Les calculs de Bastard *et al.* [26] considèrent deux situations suivant l'amplitude du champ électrique appliqué. Dans un régime de faible champ, le déplacement énergétique du niveau fondamental E_1 est donné par :

$$\Delta E_1 = -\frac{\Omega^2 m^* e^2 F^2 L_w^4}{8 \hbar^2}, \quad (1.48)$$

et montre une dépendance quadratique avec le champ électrique F et une dépendance à la puissance 4 avec la largeur du puits quantique, L_w . Ω est une fonction qui dépend de l'énergie E_1 à champ nul et de la hauteur de barrière [26]. La hauteur de barrière a une influence très importante sur ce dernier paramètre. Par exemple, pour des barrières infinies, on trouve [26] $\Omega_\infty = 1/3 - 2/\pi^2$, ce qui donne un décalage en énergie très faible. Au contraire, pour des barrières de potentiel plus faibles, la probabilité de présence de l'électron (ou du trou) dans la barrière devient non négligeable et le décalage énergétique lié au champ électrique est plus fort. Le décalage énergétique est également proportionnel à la masse effective, m^* . Ce dernier point montre que les transitions $E - H$ se déplaceront plus vite avec le champ électrique, que les transitions $E - L$. Pour les champs de plus forte amplitude (avec toujours la condition 1.47 remplie), l'expression analytique du décalage énergétique est beaucoup plus compliquée [26] et la dépendance quadratique de ce décalage avec le champ électrique n'est plus valable. L'application du champ électrique modifie également les niveaux excités qui ont un comportement plus complexe et voient leurs énergies de confinement augmenter [8].

1.4.2 Résolution par la méthode des matrices de transfert

Nous résolvons le problème du puits quantique sous champ électrique par la méthode des matrices de transfert. L'Hamiltonien du problème s'écrit :

$$H = H_0 + |e|Fz, \quad (1.49)$$

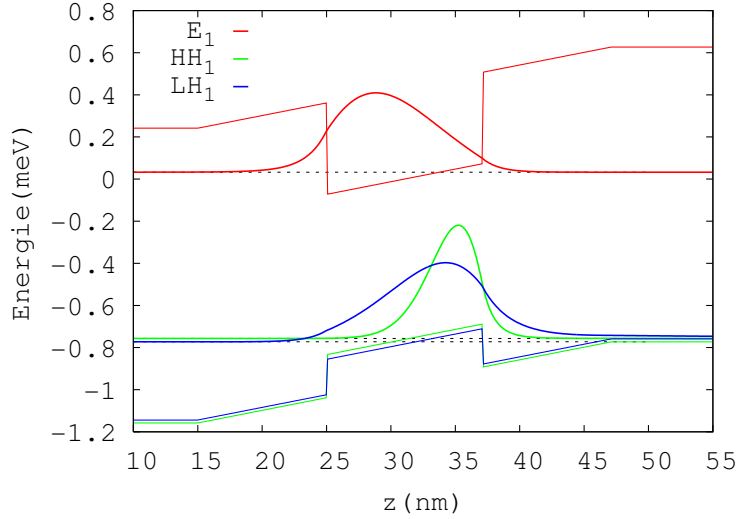


Fig. 1.10 – Effet d’un champ électrique longitudinal pour un puits quantique GaInAs avec une barrière AlInAs. Les fonctions d’ondes et puits de potentiel des électrons, trous lourds et trous légers sont tracés.

avec H_0 l’Hamiltonien à champ nul, $|e|$ la charge de la particule et F le champ électrique appliqué. L’intérêt du calcul par la méthode des matrices de transfert est que nous obtenons simultanément les énergies propres et les fonctions propres de 1.49. La figure 1.10 présente un exemple de calcul pour un puits quantique GaInAs avec une barrière AlInAs. Le champ électrique vaut $F = 50$ kV/cm et est appliqué dans le sens longitudinal de gauche à droite. L’effet de ce champ est de décaler les fonctions d’ondes d’électrons et de trous vers les parois opposées du puits quantique et de diminuer les énergies de confinement. Le gap du puits quantique donné par la transition $E_1 - H(L)_1$ est diminué. Ce décalage de gap est utilisé pour la réalisation du modulateur électroabsorbant que nous détaillerons dans la seconde partie.

1.4.3 Transitions excitoniques avec champ électrique

Dans un puits quantique à champ nul, l’électron et le trou se déplacent dans le même plan xy . A champ non nul, les électrons et les trous se déplacent au contraire dans des plans xy différents, séparés par une distance $D/|e|$ où D est l’amplitude du dipôle électrique induit par la séparation spatiale des charges [8]. Le champ électrique a donc pour effet de diminuer l’interaction coulombienne entre l’électron et le trou jusqu’à l’ionisation totale de l’exciton. Brum et Bastard [27] ont étudié l’effet d’un champ électrique sur l’énergie de liaison de l’exciton dans une approche variationnelle. Ils différencient trois régimes de champ électrique. Pour des champs électriques faibles, l’énergie de liaison évolue quadratiquement avec le champ. Pour des champs modérés, un régime d’accumulation apparaît à cause des barrières de potentiel qui bloquent les électrons et les trous de chaque côté du puits. Finalement, pour des champs forts, les électrons et les trous s’échappent du puits et entraînent l’ionisation de l’exciton. La figure 1.11 présente les résultats de

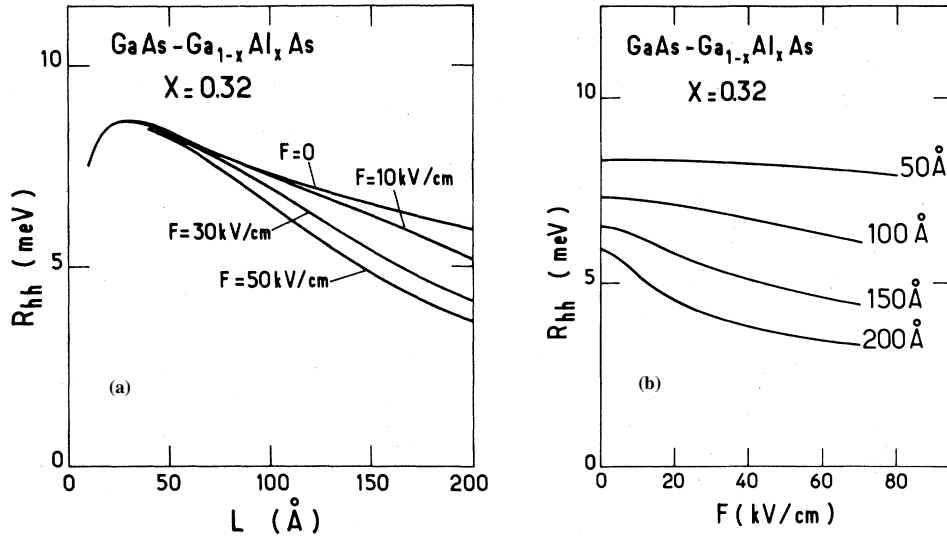


Fig. 1.11 – Calculs de l'énergie de liaison R_{hh} d'un exciton formé par un électron et un trou lourd en fonction de l'épaisseur du puits quantique et de la valeur du champ électrique. D'après la référence [27].

leurs calculs pour un puits quantique GaAs avec une barrière GaAlAs. Le graphique (a) donne la variation de l'énergie de liaison de l'exciton R_{hh} en fonction de la largeur du puits quantique pour différents champs électriques appliqués. Cette exemple montre que pour des puits d'épaisseurs faibles, R_{hh} dépend très peu du champ électrique. Par exemple pour $L_w = 50$ Å, il n'y a pratiquement pas de variation [graphe (b)]. Notons que ce calcul est fait pour les trous lourds. Pour les trous légers, l'énergie de liaison de l'exciton sera légèrement inférieure à cause de la masse effective qui est plus faible (*cf.* 1.3).

1.5 Propagation en onde guidée

1.5.1 Géométrie de guide d'onde

Un guide d'onde est une structure optique permettant de guider la lumière. Cette structure permet de s'affranchir de la divergence et de l'affaiblissement de l'onde électromagnétique s'éloignant de sa source. De nombreux dispositifs optoélectroniques ayant des fonctions d'émission, modulation, amplification ou réception ont une structure en guide d'onde. La structure la plus simple est le guide d'onde plan constitué d'un matériau d'indice de réfraction n_1 et d'épaisseur e entouré par des matériaux d'indice de réfraction plus faible n_2 et n_3 . La couche d'indice n_1 est appelée coeur du guide et les couches n_2 et n_3 sont des couches de confinement. La géométrie planaire permet le confinement réfractif vertical selon l'axe z de l'onde électromagnétique [Fig. 1.12 (a)]. Afin d'obtenir également un confinement latéral, on peut ajouter un matériau d'indice de réfraction n_4 [Fig. 1.12 (b)], avec toujours $n_4 < n_1$. On obtient alors le guide d'onde ruban de largeur w qui confine dans les deux directions y et z . Les deux géométries de

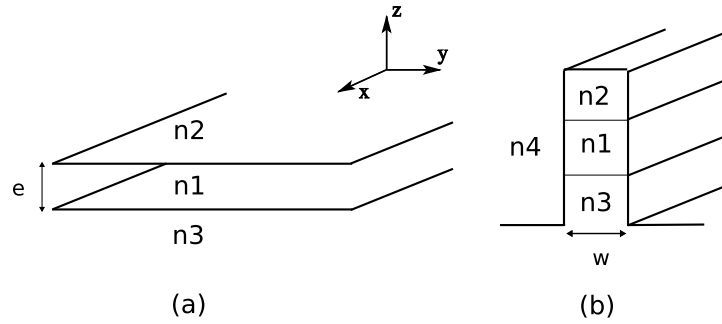


Fig. 1.12 – Géométries du guide d'onde planaire (a) et du guide d'onde ruban (b).

guide sont schématisées sur la figure 1.12. La propagation de l'onde est selon l'axe x et les deux types de guide sont invariants selon cette direction. Dans la fabrication des diodes lasers, modulateurs et autres composants opto-électroniques, c'est le guide d'onde ruban qui est utilisé. D'autres variantes de cette géométrie peuvent également être rencontrées. Nous développerons les trois principales dans le chapitre suivant.

1.5.2 Modes guidés

Pour les géométries de guide envisagées ci-dessus, les six composantes du champ électromagnétique peuvent se décomposer en deux groupes de trois que l'on désigne respectivement par polarisation TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique). En polarisation TE, seules les composantes E_y , H_z et H_x sont non nulles. En polarisation TM seuls les composantes H_z , E_y et E_x sont non nulles. Compte tenu de l'invariance géométrique et optique du guide d'onde le long de la direction x de propagation des ondes, les champs peuvent s'écrire :

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}(y, z) \exp(i(\omega t - \beta x)). \quad (1.50)$$

\mathbf{U} désigne ici indifféremment \mathbf{E} ou \mathbf{H} , ω est la pulsation de l'onde lumineuse et β est la constante de propagation du mode guidé. Les équations de propagation des ondes TE et TM se déduisent des équations de Maxwell en assumant que les matériaux constituant le guide sont non magnétiques et que le milieu est vide de charges électriques. Les équations de propagation à résoudre sont des équations aux valeurs propres. Elles permettent de déterminer les valeurs discrètes des constantes de propagation β de chaque mode guidé. On utilise en général le concept d'indice effectif du mode pour désigner ces solutions :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k}, \quad (1.51)$$

où $k = w/c$ est la norme du vecteur d'onde lumineux. La condition de guidage pour la structure ruban est la suivante :

$$n_{2,3,4} < n_{eff} < n_1. \quad (1.52)$$

Les différentes équations de propagation à résoudre en TE/TM pour le champ électrique et le champ magnétique sont rappelées en annexe B. La résolution de ces équations se fait numériquement (sauf pour le guide planaire qui admet des solutions analytiques). Nous présentons également dans l'annexe un code **FreeFem++** [28] permettant de résoudre ces équations à l'aide des éléments finis.

1.5.3 Facteur de confinement optique

Le concept du facteur de confinement optique est essentiel pour les structures envisagées dans cette étude. Il est défini comme la fraction de puissance lumineuse dans une région du guide. La puissance totale du mode optique est donnée par la somme sur toute la section du guide de la composante selon la direction de propagation x du vecteur de Poynting π . La valeur de confinement dans le coeur du guide d'onde est un paramètre important. Pour le guide d'onde ruban, le facteur de confinement Γ dans le coeur du guide est donné par :

$$\Gamma = \frac{\int_{-e/2}^{e/2} \int_{-w/2}^{w/2} \pi_x dy dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \pi_x dy dz}, \quad (1.53)$$

en prenant pour origine géométrique le coeur du matériau d'indice de réfraction n_1 . En polarisation TE (TM), on prendra $\pi_x = 1/2 E_y H_z$ ($\pi_x = 1/2 H_y E_z$). Les géométries rencontrées dans la pratique présente généralement une biréfringence géométrique liée au fait que la largeur du ruban w est beaucoup plus grande que son épaisseur e . Par conséquent, le confinement du mode TE est plus fort que celui du mode TM.

1.5.4 Méthodes de calculs BPM

Dans le cas de guides d'ondes ne présentant pas d'invariance selon la direction de propagation x , des méthodes de calculs élaborées sont nécessaires. La méthode BPM (*beam propagation method*) part d'un champ optique connu (mode propre calculé dans une section ou encore gaussienne) et calcule son évolution en pas de temps dt et en pas d'espace dx . Contrairement au calcul de mode, la méthode ne repose pas sur un problème aux valeurs propres mais sur un problème à valeur initiale. Il existe différentes variantes de cette méthode BPM avec entre autres la méthode FD-BPM (*finite difference BPM*) qui discrétise les équations de propagation à l'aide des différences finies ou encore la méthode spectrale FT-BPM (*Fourier transform BPM*) qui résout le problème dans l'espace de Fourier. Pour de plus amples détails sur ces méthodes, le lecteur pourra se référer au

papier de revue de C. R. Doerr et H. Kogelnik [29] et surtout aux nombreuses références qui y sont faites. Dans notre cas, pour les guides à géométrie complexe, nous utilisons le logiciel Beamprop qui utilise un algorithme FD-BPM.

1.6 Coefficient d'absorption dans les puits quantiques

La méthodologie pour calculer le coefficient d'absorption suit une procédure classique et largement détaillée dans la littérature [8, 30, 31]. Les calculs complets amenant aux résultats donnés dans cette partie sont par exemple explicités dans la thèse de doctorat de S. Chelles [32].

La procédure classique pour calculer le coefficient d'absorption est la suivante : la probabilité de transition par unité de temps entre deux états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ est déduite de la règle d'or de Fermi, puis reliée au coefficient d'absorption α dans l'approximation semi-classique [8]. La formule obtenue est la suivante :

$$\alpha(\omega) = A \sum_{i,f} \frac{1}{m_0} \left| \langle f | \epsilon \mathbf{p} | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) [f(E_i) - f(E_f)], \quad (1.54)$$

avec

$$A = \frac{\pi e^2}{n \epsilon_0 c m_0 \omega V}.$$

n est l'indice de refraction du milieu, ϵ_0 la permittivité du vide et V le volume dans lequel les états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont normalisés. $f(E)$ est la distribution de Fermi. Dans la suite, on prendra $f(E_i) = 1$ et $f(E_f) = 0$. Il nous faut calculer l'élément de matrice $\langle f | \epsilon \mathbf{p} | i \rangle$. Dans le cas d'une hétérostructure à base de puits quantique les états propres $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont écrits dans le formalisme des fonctions enveloppes (Eq. 1.22). On ne considère ici que les transitions bande à bande (ou interbandes) d'un électron d'une sous bande de valence vers une sous-bande de conduction. En considérant la lente variation de la fonction enveloppe par rapport aux fonctions atomiques, l'élément de matrice $\langle f | \epsilon \mathbf{p} | i \rangle$ s'écrit [8] :

$$\langle f | \epsilon \mathbf{p} | i \rangle \approx \langle u_i | \epsilon \mathbf{p} | u_f \rangle \langle \chi_f | \chi_i \rangle$$

qui définit les deux règles de sélection.

1.6.1 Règles de sélection

La première règle de sélection $\langle u_i | \epsilon \mathbf{p} | u_f \rangle$ concerne les parties périodiques des fonctions de Bloch (*cf.* Tab. 1.1) et définit des règles sur la polarisation de l'onde électromagnétique. Pour une propagation selon l'axe du guide d'onde (x dans notre cas) les règles de sélection sur les fonctions atomiques sont les suivantes [8] : en polarisation TE (i.e. $\epsilon = \epsilon_y$), la

transition $HH_n - E_m$ a une intensité trois fois plus grande que la transition $LH_n - E_m$; en polarisation TM (i.e. $\epsilon = \epsilon_z$), la transition $HH_n - E_m$ est interdite et la transition $LH_n - E_m$ a une intensité quatre fois plus grande que la transition $HH_n - E_m$ en TE. La deuxième règle de sélection concerne la fonction enveloppe. L'élément de matrice à calculer est $\langle \chi_f | \chi_i \rangle$ et peut s'écrire

$$\langle \chi_f | \chi_i \rangle = \delta_{k_{i\perp}, k_{f\perp}} \langle f_f | f_i \rangle.$$

Le delta de Kronecker $\delta_{k_{i\perp}, k_{f\perp}}$ impose que la transition se fasse avec un vecteur d'onde dans le plan k_\perp constant. L'intégrale de recouvrement $\langle f_f | f_i \rangle$ induit des règles de sélection sur la parité des fonctions d'onde. A champ électrique nul, dans une configuration de bande de type I, cette intégrale vaut approximativement 1 si les fonctions d'onde d'électrons et trous ont la même parité, $\Delta n = 0$, et vaut 0 sinon, $\Delta n \neq 0$. A champ électrique non nul ou dans une configuration de type II, les forces d'oscillateurs des transitions entre états de parité différente deviennent non nulles.

1.6.2 Coefficient d'absorption dans l'approximation diagonale

Dans l'approximation diagonale, le coefficient d'absorption a une forme analytique. Pour la transition $E - H(L)$ d'énergie $\epsilon_{H(L)}$, on trouve [31, 33] :

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{K}{L_w} P_{H(L)} M_{H(L)} \mu_{H(L)} Y(\epsilon_{H(L)} - \hbar\omega), \quad (1.55)$$

avec $P_{H(L)}$ la partie variable de l'élément de matrice dipolaire, $\mu_{H(L)}$ la masse réduite dans le plan des couches (en unité de masse effective de conduction), $Y(x)$ la fonction d'Heaviside et $M_{H(L)}$ la force d'oscillateur de la transition donnée par le carré du recouvrement des fonctions enveloppes $M_{H(L)} = \left| \langle f^E | f^{H(L)} \rangle \right|^2$. K est une constante sans dimensions et vaut $K = \frac{\epsilon^2 E_p m_c}{4\epsilon_0 n c m_0 \omega \hbar^2} \approx 0.006$ [33]. La partie variable de l'élément de matrice dipolaire $P_{H(L)}$ dépend de la polarisation de la lumière incidente. Elle est directement déduite de la première règle de sélection et est donnée dans le tableau suivant :

	$P_H (E - HH)$	$P_L (E - LH)$
TE (ϵ_y)	1	1/3
TM (ϵ_z)	0	4/3

Tab. 1.2 – Partie variable de l'élément de matrice dipolaire $P_{H(L)}$ pour les polarisations TE et TM.

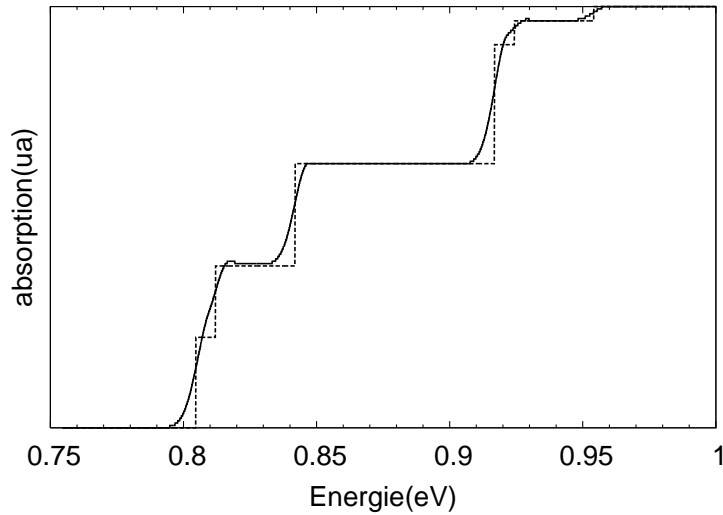


Fig. 1.13 – Calcul du spectre d’absorption d’une structure à puits quantique avec (solide) et sans (pointillés) élargissement gaussien des transitions.

1.6.3 Coefficient d’absorption en onde guidée

Dans le cas, d’un guide d’onde dont le coeur est formé d’un multi-puits quantiques, il nous faut considérer le facteur de confinement du mode guidé. Pour une onde électromagnétique guidée se propageant dans la direction x avec un vecteur polarisation ϵ et caractérisée par son champ électrique $\mathbf{E} = \epsilon E(y, z) \exp(i(\omega t - \beta x))$, le coefficient d’absorption modal est défini comme suit :

$$\alpha_{\text{mod}}(\omega) = \Gamma \alpha(\omega), \quad (1.56)$$

avec Γ le facteur de confinement optique défini précédemment.

1.6.4 Allure du spectre d’absorption

Le spectre d’absorption d’une hétérostructure à puits quantiques a un profil en marche d’escaliers donné par la fonction d’Heaviside. En réalité, ce profil est lissé par l’élargissement des transitions optiques. Dans le calcul du coefficient d’absorption nous paramétrons cet élargissement par une gaussienne de largeur à mi-hauteur $\gamma = 7$ meV [32]. La figure 1.13 montre un calcul du coefficient d’absorption pour une structure à puits quantiques avec et sans prise en compte de l’élargissement gaussien. Les énergies et les forces d’oscillateurs des transitions optiques sont calculées par la méthode des matrices de transfert.

1.7 Synthèse

Dans ce premier chapitre, nous avons abordé un certain nombre de concepts physiques relatifs aux structures à puits quantiques. L'objectif était de mettre en valeur les formules importantes et utiles pour la suite du mémoire. En particulier, les calculs de niveaux d'énergie dans les structures à puits quantiques avec ou sans champ électrique et le calcul de mode propre des guides d'ondes nous semblaient essentiels afin de comprendre correctement les différents enjeux liés à la conception du modulateur électroabsorbant. Dans le chapitre suivant, nous présentons le principe de fonctionnement et les applications du composant faisant l'objet de ce travail : **le modulateur amplifié**.

Chapitre 2

Analyse des paramètres de conception d'un modulateur amplifié en réflexion

Dans ce chapitre, nous présentons le modulateur amplifié en réflexion. Le composant comprend une fonction de modulation assurée par un modulateur électro-absorbant et une fonction d'amplification assurée par un amplificateur optique à semiconducteurs. Les deux premières parties détaillent ces deux fonctions. La troisième partie concerne l'intégration du modulateur et de l'amplificateur. L'état de l'art nous permet d'introduire les nouvelles spécifications propres à cette intégration. La quatrième partie montre tout d'abord l'utilisation originale du dispositif dans un schéma réflectif. Cette utilisation en réflexion s'adresse aux futurs réseaux d'accès multi-longueurs d'onde (WDM, *wavelength division multiplexing*). Les exigences de cette application potentielle nous permettent de définir une feuille de spécifications précises concernant le dispositif envisagé dans cette étude. Enfin, les choix technologiques concernant l'intégration sont discutés.

2.1 Modulateur électroabsorbant

Dans les systèmes de télécommunication, l'information est transmise numériquement dans des formats NRZ (*non return to zero*) ou RZ (*return to zero*). Différentes variables physiques peuvent être modulées pour coder les données numériques sur la porteuse optique [34]. On peut ainsi moduler l'amplitude (ASK *amplitude-shift keying*), la fréquence (FSK *frequency-shift keying*) ou encore la phase (PSK *phase-shift keying*) du signal optique. La technique de modulation ASK est la plus simple. Elle consiste à changer l'intensité du signal entre deux niveaux et est souvent appelée OOK (*on-off keying*) pour illustrer la nature "on-off" du signal optique résultant. Dans cette technique, le bit "0" correspond à un minimum d'intensité et le bit "1" à un maximum d'intensité (logique "positive").

La modulation du signal optique peut se faire en modulant directement la densité de photons du laser par l'injection de courant. Cependant, cette méthode ne peut s'appliquer que pour des courtes longueurs de transmission à des débits limités. En effet, la modulation de la densité de porteurs dans la cavité induit une variation du gain matériau et donc une variation de l'indice de réfraction. Cette variation décale la longueur d'onde d'émission et entraîne un élargissement dynamique de la raie laser (*chirp* en anglais) qui s'associe à la dispersion chromatique des fibres optiques et pénalise largement le système pour les transmissions longues distances.

La modulation externe présente de nombreux avantages par rapport à la modulation directe du laser. Ces avantages sont un faible facteur de chirp [35] (ou alors un facteur de chirp négatif), un grand taux d'extinction et une grande bande passante. On distingue deux types de modulateurs externes. Le premier type utilise les effets électro-optiques pour faire varier l'indice effectif d'un guide d'onde et ainsi moduler la phase du signal optique. En général, le dispositif est un interféromètre Mach-Zender qui permet de convertir la modulation de phase en modulation d'intensité. La deuxième catégorie de modulateurs utilise les effets électroabsorbants des semiconducteurs. Dans ce deuxième cas, c'est l'intensité lumineuse qui est directement modulée. Différents effets d'électroabsorption sont observables suivant les hétérostructures considérées : effet Franz Keldysh dans les matériaux massifs, effet Stark confiné dans les puits quantiques ou encore effet Wannier Stark dans les super-réseaux. Dans ce travail, nous considérons uniquement l'effet Stark confiné quantiquement dont le principe physique a été développé dans le chapitre précédent.

Nous décrivons ici le principe de base du modulateur électroabsorbant (EAM, electroabsorption modulator) ainsi que différents paramètres liés à sa conception. Pour plus de amples détails sur le modulateur électroabsorbant, on pourra se référer aux thèses de E. Bigan [21] et F. Devaux [36] ou encore à l'article de revue de B. Mason [37].

2.1.1 Principe de fonctionnement

Le rôle du EAM est d'absorber ou de laisser passer la lumière incidente émise par un laser ou n'importe quel composant d'extrémité. La fonction absorption est obtenue par l'application d'un champ électrique qui permet de déplacer vers les grandes longueurs d'onde le spectre d'absorption du matériau par effet Stark. La figure 2.1 décrit le principe de fonctionnement. A champ électrique nul ($F = 0$), la longueur d'onde λ_{laser} n'est pas absorbée, le modulateur est à l'état ouvert. A champ électrique non nul ($F \neq 0$), la longueur d'onde λ_{laser} est absorbée, le modulateur est à l'état fermé. Le dispositif fonctionne donc sur une simple modulation de l'amplitude de l'onde lumineuse incidente. Ceci facilite grandement la réception du signal lumineux à l'autre bout de la chaîne de transmission car la photodiode peut travailler en détection directe.

Afin d'obtenir un bon contraste entre l'état ouvert et l'état fermé, il est nécessaire d'avoir

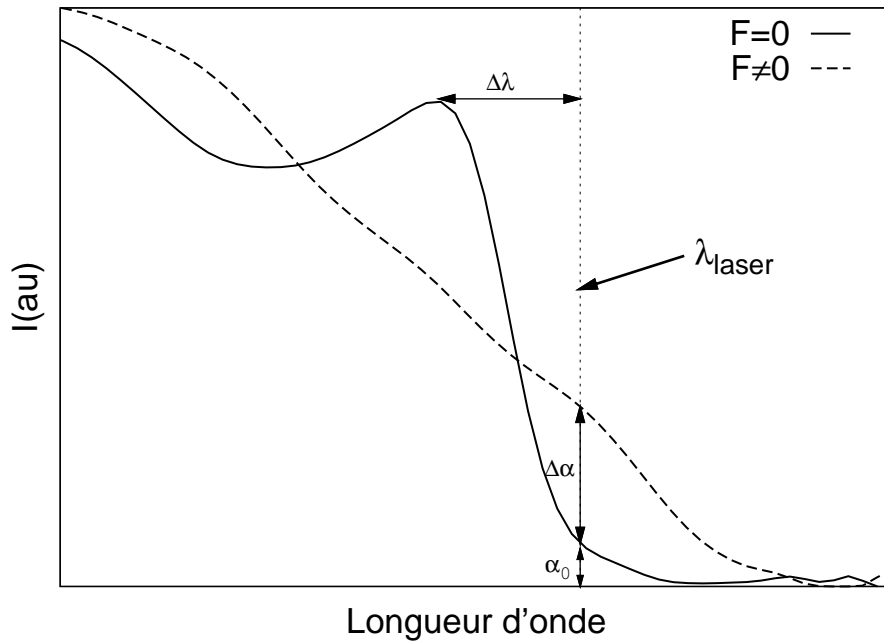


Fig. 2.1 – Principe du modulateur électroabsorbant. A champ électrique nul ($F = 0$), le EAM est à l'état ouvert et à champ non nul ($F \neq 0$), il est à l'état fermé.

un décalage entre la longueur d'onde incidente et le pic d'absorption du matériau à champ électrique nul. Pour cela, on définit, pour une longueur d'onde donnée, deux paramètres donnant la variation d'absorption $\Delta\alpha$ et l'absorption en mode passant α_0 . $\Delta\alpha$ doit être le plus grand possible afin d'éviter les erreurs de détection à la réception du signal optique modulé. α_0 doit au contraire être le plus faible possible afin de limiter les pertes du composant. Le contraste de fonctionnement (ou profondeur de modulation) est défini par le ratio entre ces deux paramètres :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}, \quad (2.1)$$

et doit être le plus grand possible. Les deux paramètres $\Delta\alpha$ et α_0 sont illustrés sur la figure 2.1 pour la longueur d'onde λ_{laser} . Clairement, le décalage $\Delta\lambda$ (Fig. 2.1) entre le pic d'absorption à champ nul et la longueur d'onde incidente aura une très forte influence sur le contraste de fonctionnement. Lorsque ce décalage est trop faible, $\Delta\alpha$ augmente mais l'atténuation en mode passant est trop grande. Au contraire, lorsque le décalage est trop grand, α_0 est nul mais le taux d'extinction devient très faible. Ces différents points seront explicités plus loin quantitativement lors de l'examen de la fonction de transfert du EAM. Le taux d'extinction du modulateur ER et l'atténuation en mode passant att dépendent de la longueur du modulateur L et du facteur de confinement Γ . Ils sont donnés en dB par les formules exponentielles suivantes :

$$ER(\text{dB}) = 10 \log(\exp(-\Gamma\Delta\alpha L)) \quad (2.2)$$

$$att(\text{dB}) = 10 \log(\exp(-\Gamma\alpha_0 L)) \quad (2.3)$$

2.1.2 Description du composant

La structure électrique d'un EAM est celle d'une diode PIN. Le matériau électroabsorbant est la zone I, non intentionnellement dopée, qui est prise en sandwich entre deux matériaux dopés p et n. Le champ électrique responsable de l'effet électroabsorbant est appliqué en polarisant la diode PIN en inverse.

D'un point de vue optique, le EAM est un guide d'onde. Le confinement vertical du mode optique est assuré par les matériaux P et N qui ont un indice de réfraction plus faible (plus grande énergie de gap) que le matériau électroabsorbant. Le matériau InP dopé p (respectivement n) joue le rôle de la zone P (respectivement N) et le coeur du guide est le matériau électroabsorbant (dans notre cas un empilement de puits quantiques). Afin d'augmenter le confinement du mode dans le coeur du guide, l'empilement de puits est en général lui-même pris en sandwich par deux matériaux de plus grand gap (*separate confinement heterostructure* SCH en anglais). La structure en onde guidée permet de réduire très fortement la tension de polarisation appliquée à la diode PIN afin d'obtenir l'effet électroabsorbant.

2.1.3 Réponse fréquentielle

Le EAM est un dispositif permettant de moduler un signal optique à hautes fréquences. La vitesse de modulation dépend principalement de la capacité de la jonction qui définit la bande passante à - 3 dB du composant. La réponse en fréquence de la diode PIN peut être prédite par un simple circuit équivalent prenant en compte une résistance série R_s , la capacité C_j de la jonction PIN en parallèle avec une résistance dynamique R_a représentant la variation de photocourant générée par l'absorption en fonction de la tension (*cf.* Fig. 2.2). La résistance R_a est généralement assez grande ($\approx 0.5 - 1$ k Ω) et peut être remplacée par un circuit ouvert. On peut parfois également ajouter en parallèle à R_a une résistance de fuite R_l . Cette résistance est normalement très grande et est également assimilée à un circuit ouvert. En assumant que le EAM est commandé par un générateur de tension d'impédance R_i et est connecté à une résistance de charge R_t (*cf.* Fig. 2.2), la bande passante du circuit à - 3 dB est donnée par :

$$\nu_{3dB} = \frac{1}{2\pi(R_s + (\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_t})^{-1})C_j}. \quad (2.4)$$

L'adaptation d'impédance entre la charge et la résistance interne du générateur permet de minimiser la réflexion de puissance RF sur le composant [37]. En général, on prend $R_i = R_t = 50 \Omega$. La bande passante est donc principalement limitée par le produit $R_t C_j$ et la rapidité du EAM est uniquement donnée par le temps de charge $(R_t C_j)^{-1}$ de la capacité constituée par la région intrinsèque de la diode PIN. Pour augmenter la bande

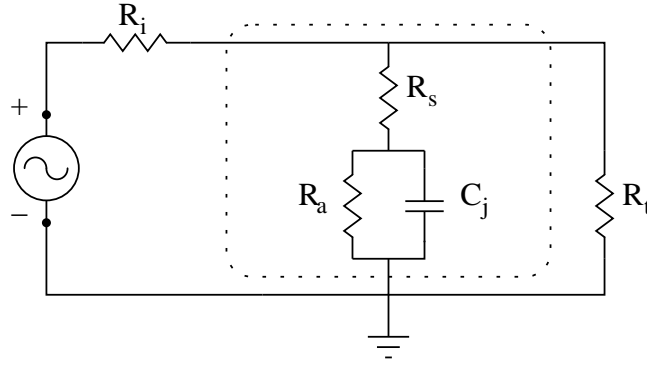


Fig. 2.2 – Circuit équivalent simplifié du EAM.

passante, on peut diminuer la résistance de charge R_t mais pour cela, il faut avoir une résistance série R_s faible.

La résistance série R_s tient compte des couches et contacts p/n de la diode. Pour simplifier le calcul de cette résistance, on peut raisonnablement ignorer la contribution de la partie n qui est très faible par rapport à la partie p. En effet, bien souvent le contact n est déposé sur toute la face arrière, or la résistance est inversement proportionnelle à cette surface. De plus, la mobilité des électrons coté n est bien plus grande que celle des trous coté p et la résistance est inversement proportionnelle à la mobilité. R_s est idéalement de l'ordre de quelques Ohms. La capacité de la jonction C_j dépend de la valeur de la constante diélectrique du matériau électroabsorbant et des dimensions du composant. Elle peut être approximée par la capacité d'un condensateur plan :

$$C_j = \frac{\epsilon A}{t_i}, \quad (2.5)$$

avec ϵ la constante diélectrique de la zone intrinsèque, $A = wL$ la surface de la jonction et t_i l'épaisseur de la zone déplétée. Pour des profils de dopage bien définis, t_i peut être pris égal à l'épaisseur de la zone intrinsèque [37].

2.1.4 Structure du composant

Afin de diminuer la constante de temps $(R_t C_j)^{-1}$ et la résistance série R_s , différentes solutions technologiques sont envisageables. Le point commun entre ces technologies concerne le confinement latéral du mode optique dans le guide d'onde. Nous confrontons ici trois technologies : “shallow-ridge”, “deep-ridge” et “buried-ridge”. Les dénominations de ces technologies viennent de l'anglais et ont volontairement été laissées car elles sont largement répandues. Les trois technologies sont présentées sur la figure 2.3. Pour chaque configuration, le mode propre du guide est tracé. Nous donnons ici une description très brève de ces technologies. Le lecteur intéressé par plus d'informations sur les procédés technologiques de ces trois méthodes pourra se référer par exemple à la référence [38]. En shallow-ridge, le guide d'onde est défini par une gravure de l'InP p supérieur permettant

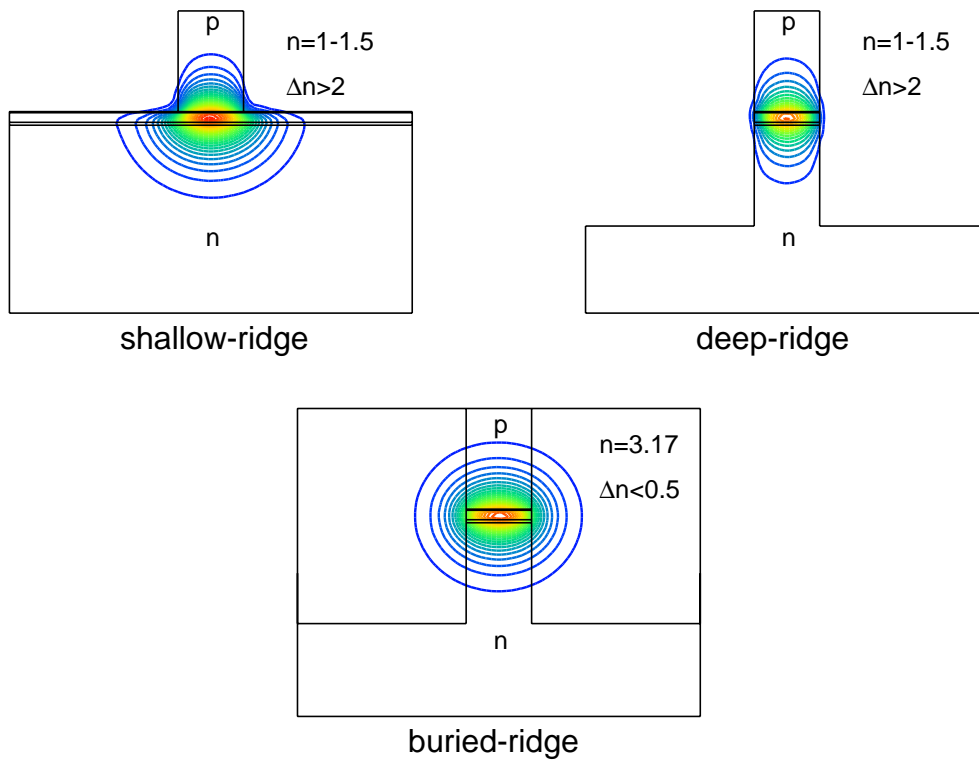


Fig. 2.3 – Différents types de structures guidantes permettant le confinement latéral et vertical du mode optique. Le mode fondamental de chaque guide est calculé par la méthode des éléments finis avec **FreeFem++** .

la définition d'un ruban avec une largeur de l'ordre de 3 à 4 μm . Le mode propre guidé prend la forme d'une poire et peut être délicat à coupler dans une fibre optique. En deep-ridge, le guide d'onde est défini par la gravure profonde d'un ruban jusqu'au substrat n . Dans cette configuration, le confinement du mode optique est très fort. Il est à noter que la tolérance géométrique de ces deux types de structure est assez mauvaise. Ceci est dû en particulier au très fort saut d'indice entre le ruban et le matériau latéral qui confine (en général un diélectrique de passivation d'indice ≈ 1.5 puis de l'air d'où un saut d'indice $\Delta n > 2$). Cette faible tolérance entraîne un comportement modal peu stable et la mono-modalité du guide est plus délicate à obtenir. Par conséquent, la précision technologique des gravures définissant ces structures est particulièrement importante. En buried ridge, le guide d'onde est défini de la même manière qu'en deep-ridge. Cependant, dans cette technologie, le guide est ensuite enterré dans de l'InP, ce qui permet d'avoir des composants plus robustes et des modes bien ronds. Les tolérances géométriques de la structure enterrée sont bien meilleures qu'en deep et shallow-ridge car le saut d'indice entre le guide et le matériau latéral confinant (InP) est très faible ($\Delta n < 0.5$). Dans les technologies shallow et deep, la limitation en bande passante est principalement liée à la résistance série car la métallisation p se fait sur une zone très étroite (2 – 4 μm). Au contraire, dans la technologie buried, la métallisation peut s'étendre sur une surface bien plus large ce qui est favorable à une très faible résistance série. La limitation de la

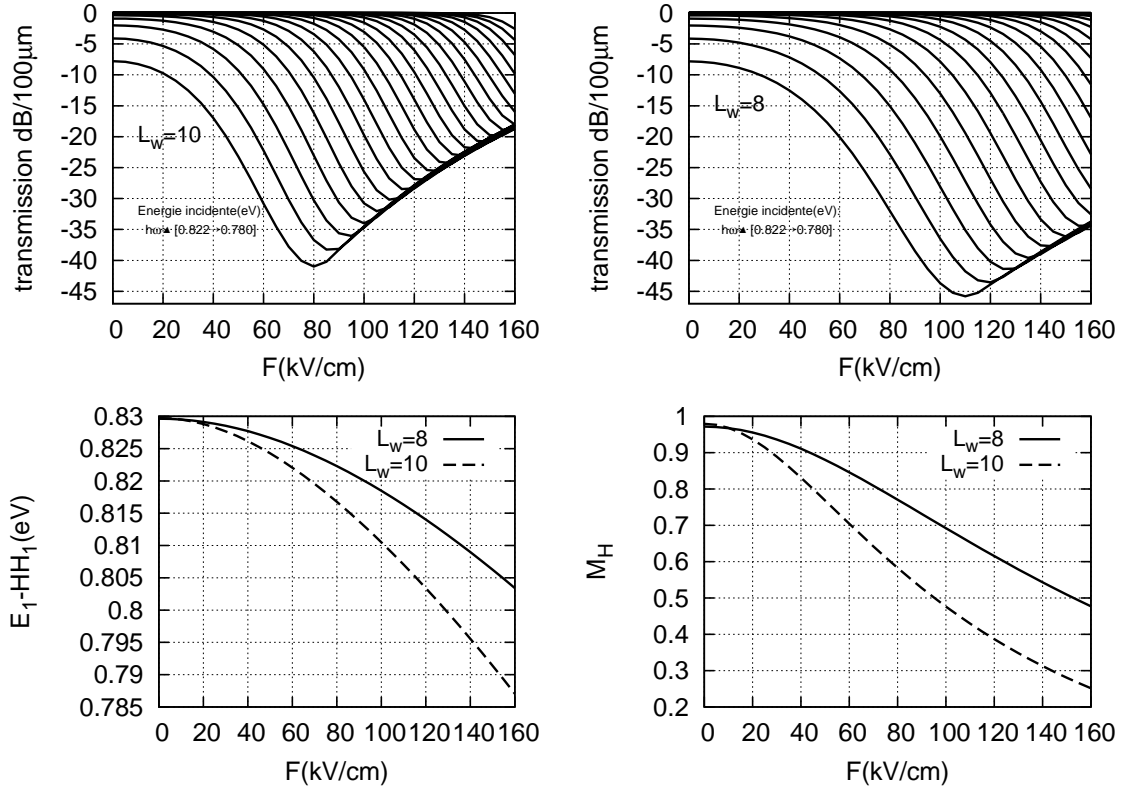


Fig. 2.4 – Calcul de l'effet Stark et des courbes d'électro-absorption du EAM par la méthode des matrices de transfert. —Haut, fonction de transfert pour un EAM de 100 μm , pour différentes énergies incidentes ($\hbar\omega$: 0.822 \rightarrow 0.780 eV). Deux structures à multipuits quantiques AlGaInAs/AlGaInAs avec $L_w = 10$ et 8 nm sont comparées. —Bas, décalage énergétique et variation de la force d'oscillateur (M_H) de la transition $E_1 - HH_1$ en fonction du champ électrique appliqué.

technologie enterrée concerne la capacité. En effet, à la capacité C_j vient s'ajouter une capacité en parallèle qui correspond à une jonction pn dans le matériau InP enterrant le ruban. Afin de limiter cette capacité, l'InP peut être rendu semi-isolant en le dopant avec du fer [39] ou du ruthénium [40]. La technologie buried a été choisie pour la fabrication du composant faisant l'objet de ce mémoire. Elle sera donc plus largement développée dans le chapitre concernant la fabrication du dispositif. Pour finir, ajoutons également que la structure enterrée possède également un très bon comportement en température lié à une faible résistance thermique.

2.1.5 Courbes d'électro-absorption

2.1.5.1 Simulation de l'effet Stark

Connaissant la variation de l'absorption du matériau électroabsorbant avec le champ électrique, on peut calculer la fonction de transfert du EAM (ou courbe d'électro-absorption). Cette fonction de transfert représente l'atténuation du modulateur en transmission et est donnée pour une longueur précise de composant [21, 32]. Le coefficient

d'absorption est ici calculé dans l'approximation diagonale. Les forces d'oscillateur des transitions ainsi que le décalage en énergie lié à l'effet Stark sont calculés par la méthode des matrices de transfert (*cf.* ch 1). La figure 2.4 (haut) présente les résultats d'un calcul des courbes d'électroabsorption d'un EAM de 100 μm pour différentes énergies incidentes. La structure simulée est un multipuits quantique AlGaInAs en compression avec des barrières AlGaInAs en tension. Deux largeurs de puits, $L_w = 8$ nm et $L_w = 10$ nm sont comparées. Afin d'avoir une énergie de transition fondamentale identique dans les deux cas, $E_1 - HH_1 = 0.830$ eV, on ajuste les ratios Al et Ga dans les puits quantiques. Les largeurs de barrières sont également ajustées afin d'obtenir à champ nul une absorption modale équivalente pour les deux structures. Le profil de la fonction de transfert est fortement non-linéaire et dépend de la valeur de l'énergie incidente. On observe tout d'abord une diminution de la puissance transmise avec le champ électrique qui est liée au déplacement du spectre d'absorption par effet Stark. Pour les plus fortes valeurs de champ électrique, la puissance transmise résiduelle réaugmente à cause de la diminution des forces d'oscillateurs des transitions (M_H).¹ Lorsqu'on s'éloigne trop du gap du matériau à champ nul, l'extinction diminue et au contraire lorsqu'on s'en rapproche l'extinction augmente mais l'atténuation en mode passant augmente également. Notons que lorsque le champ est non nul, toutes les transitions sont possibles et participent au spectre d'absorption car la symétrie du puits quantique en z n'existe plus (*cf.* ch 1). La comparaison entre les deux graphiques supérieurs montre une grande influence de la largeur du puits quantique. La bande spectrale est beaucoup plus large pour le puits de 10 nm. En se fixant comme conditions d'avoir un taux d'extinction > 15 dB et une atténuation en mode passant < 2 dB, on trouve ≈ 50 nm ($0.802 \rightarrow 0.818$ eV) pour $L_w = 10$ et ≈ 30 nm ($0.790 \rightarrow 0.818$ eV) pour $L_w = 8$. Cette différence est liée à un décalage énergétique de la transition fondamentale $E_1 - HH_1$ plus grand pour $L_w = 10$ que pour $L_w = 8$ (Fig. 2.4 en bas à gauche). L'équation 1.48 du chapitre 1 montrait également cet effet. Pour un régime de faible champ, on avait un décalage énergétique variant avec la puissance 4 de la largeur du puits quantique. Le puits plus mince a cependant l'avantage de permettre des taux d'extinction plus forts. Ceci est dû à la variation du recouvrement des fonctions enveloppes d'électrons et de trous (force d'oscillateur) qui est plus faible (Fig. 2.4 en bas à droite). Les calculs présentés ici ne prennent cependant pas en compte les effets excitoniques qui peuvent élargir la bande spectrale.

2.1.5.2 Courbes expérimentales

La figure 2.5 montre un spectre d'absorption expérimental mesuré pour une structure à multi-puits quantiques AlGaInAs. Les propriétés du matériau AlGaInAs seront plus amplement discutées dans le prochain chapitre. Pour l'instant, on se contentera de rappeler

¹Pour les énergies proches du gap, cette faible augmentation est en réalité peu significative car elle se passe dans un régime où la puissance transmise a diminué d'à peu près 30 dB.

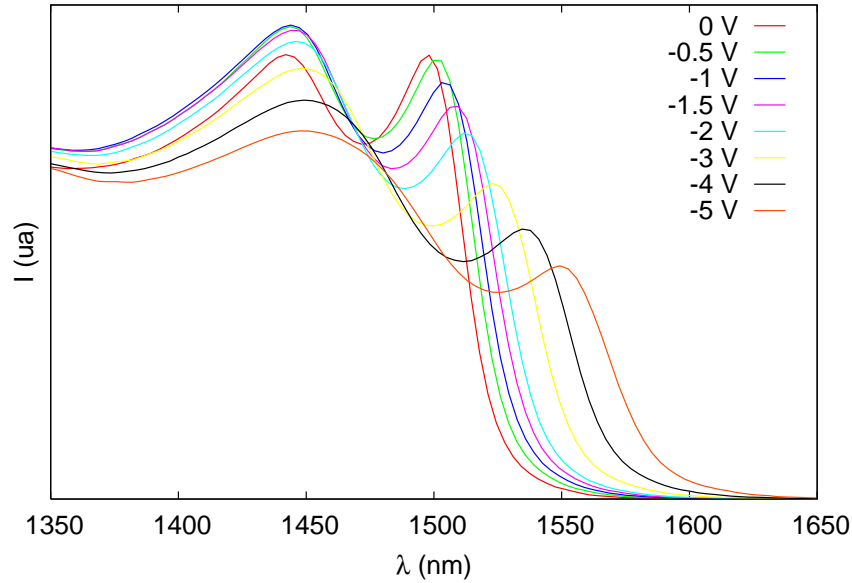


Fig. 2.5 – Spectres d’absorption expérimentaux mesurés en photocourant pour un empilement de 10 puits quantiques AlGaInAs en fonction de la tension appliquée. La largeur du puits est de 8 nm. Résultats non publiés.

que ce matériau est particulièrement adapté pour les composants optoélectroniques à base de puits quantiques. Ceci est dû en particulier à une répartition de bandes favorable à un bon confinement des électrons et une bonne évacuation des trous. Cette répartition d’offset est également favorable à une forte absorption excitonique. La largeur du puits de la structure présentée figure 2.5 est de 8 nm. On remarque qu’avec cette structure, même pour une tension de polarisation de -5 V, qui correspond ici à un champ électrique dans la zone intrinsèque de l’ordre de 160 kV/cm, l’exciton est toujours observable. Cette structure est donc particulièrement adaptée pour la fabrication de modulateur électroabsorbant puisqu’elle permet de renforcer l’absorption en particulier pour les grandes longueurs d’onde. La figure 2.6 présente une mesure de la fonction de transfert d’un EAM à puits quantiques AlGaInAs de 100 μm en transmission pour différentes valeurs de longueurs d’onde incidentes en polarisation TE. Les valeurs d’atténuation mesurées à champ nul pour les grandes longueurs d’onde donnent les pertes de couplage du dispositif qui sont ici égales à 10 dB. On remarque que la bande spectrale de modulation est améliorée par rapport à notre calcul qui négligeait les transitions excitoniques. On observe ici une bande de l’ordre de 45 nm. L’atténuation en mode passant devient par contre pénalisante pour les longueurs d’onde trop proches du gap (non présentées sur le graphe). Nous verrons par la suite que le composant étudié dans ce mémoire permet d’élargir encore un peu la bande spectrale de modulation vers les courtes longueurs d’onde grâce à la présence d’un amplificateur optique à semiconducteurs.

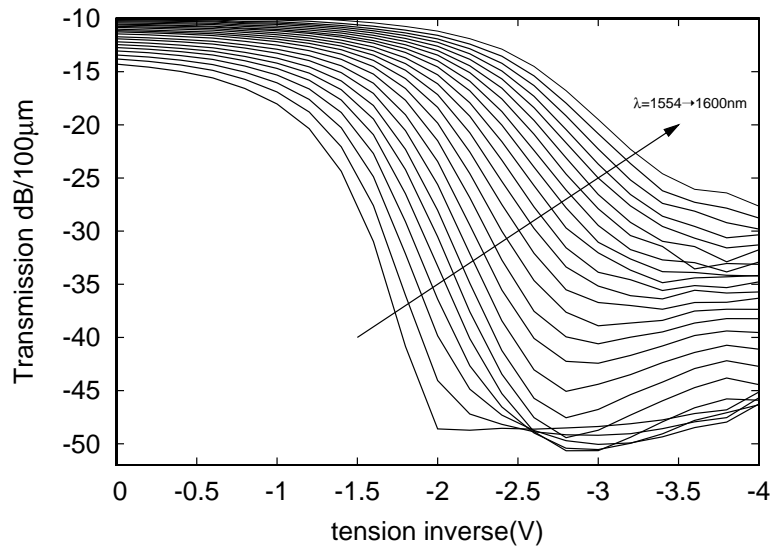


Fig. 2.6 – Courbes d'électroabsorption d'un EAM à puits quantiques AlGaInAs avec une forte absorption excitonique. Les courbes montrent que les effets excitoniques élargissent la bande spectrale de modulation et renforcent le taux d'extinction. D'après la référence [41].

2.1.6 Insensibilité à la polarisation

L'émission de lumière dans la fibre optique est généralement assurée par des diodes lasers qui sont des sources polarisées en TE ou TM. La propagation dans la fibre peut entraîner un retournement aléatoire de cette polarisation qu'il est nécessaire d'anticiper dans la conception de composants en ligne assurant des fonctions de réception, modulation ou amplification. Une solution alternative est d'utiliser des fibres à maintien de polarisation pour éviter le retournement TE/TM. Cette solution n'est cependant envisageable que pour des expérimentations de laboratoire et est incompatible pour une utilisation réelle dans un réseau d'accès par exemple. Ainsi, dans de nombreuses applications utilisant le EAM en tant que composant discret, il est nécessaire d'obtenir des performances de modulation insensibles à la polarisation. Plus précisément, cela nécessite que les courbes d'électroabsorption des modes TE et TM soient superposées. La sensibilité à la polarisation des EAM est un sujet largement traité dans la littérature tant sur un point expérimental [4, 42–45] que théorique [31, 33]. Diverses solutions ont ainsi été proposées afin d'obtenir l'insensibilité à la polarisation. Toutes ces solutions reposent sur une adaptation du milieu actif (dimensions géométriques, indices, gap, ...) afin d'obtenir des coefficients d'absorption équivalents en TE et TM. Dans le cas des EAM fonctionnant avec l'effet Stark confiné, différents points sont à prendre en compte [31, 33]. Tout d'abord, la différence de confinement entre les trous lourds et les trous légers qui favorise l'absorption en polarisation TE. Ce premier point peut être levé en appliquant une contrainte en tension au puits quantique afin d'aligner les sous-bandes de valence. Ensuite, les facteurs de confinement dans les deux polarisations peuvent être très différents. Le

facteur de confinement TE est en général $\approx 20\%$ supérieur au facteur de confinement en TM. Le déplacement du spectre d'absorption en TE et TM en fonction du champ électrique est aussi différent à cause des différences de masses effectives entre trous lourds et trous légers. Il est également nécessaire de considérer les forces d'oscillateur des transitions et en particulier leur évolution en fonction du champ électrique. Ces différents points nécessitent un calcul du coefficient d'absorption en TE et en TM en prenant en compte le champ électrique. Ce calcul dépend bien évidemment de la structure à puits quantiques considérée et en particulier de la famille de matériau, de la largeur des puits/barrières mais aussi de la forme géométrique du guide d'onde qui influe directement sur les facteurs de confinement. Ce calcul sera présenté au chapitre 4 qui traitera la conception du EAM amplifié. Nous verrons notamment que les différents points évoqués ci-dessus se compensent presque parfaitement.

2.2 Amplificateur à semiconducteur

Les amplificateurs optiques ont de nombreuses applications notamment pour compenser les pertes de propagation dans les systèmes de transmission. Dans les amplificateurs à fibre dopés Erbium (EDFA, *erbium-doped fiber amplification*), le milieu amplificateur est le coeur d'une fibre monomode dopée avec des ions Erbium et le pompage est optique. L'intérêt de ces amplificateurs est d'être parfaitement intégrable en ligne avec la fibre optique puisque le milieu amplificateur est précisément une fibre optique. Ces amplificateurs sont largement répandus dans les lignes de transmission. Cependant, il est évidemment impossible de les intégrer monolithiquement. Les amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA *semiconductor optical amplifier*) ont la structure d'une diode laser, ce qui permet de les intégrer avec d'autres fonctions optiques. Par ailleurs, ils permettent d'atteindre des bandes spectrales plus larges que les EDFA. Outre leur fonction d'amplification en ligne, ils permettent également de réaliser de nombreuses fonctions optiques telles que la modulation de données, la conversion de longueur d'onde, la fonction de porte optique, la régénération de signaux optiques ou encore le mélange à quatre ondes. Dans cette partie, ces différentes applications ne sont pas traitées et nous nous concentrons sur les paramètres de fonctionnement des SOA.

2.2.1 Gain d'un SOA

Un SOA a une structure similaire à celle d'une diode laser à semiconducteur. Il est constitué d'un milieu amplificateur qui peut être un matériau massif, un empilement de puits quantiques ou encore des boîtes quantiques. Ce milieu est entouré par des matériaux de plus grands gaps permettant le guidage de l'onde électromagnétique. La structure électrique est celle d'une diode PIN et l'amplification du signal entrant est

obtenue par l'injection d'électrons et de trous aux bornes N et P de la diode. A une certaine densité de courant injectée, la différence entre les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous est plus grande que le gap du matériau et l'émission stimulée peut amplifier le signal optique incident. Le fonctionnement est donc similaire à un laser à semiconducteurs. La différence majeure avec un laser est l'absence de phénomène de rétro-action permettant de sélectionner un mode de la cavité. En particulier, l'effet Fabry-Pérot est supprimé en appliquant aux faces d'entrée et de sortie de l'amplificateur un traitement anti-réfléchissant. Le gain G d'un SOA (hors pertes d'insertion avec la fibre) est donné par la fonction de transmittance de la cavité Fabry-Pérot [46] :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_{lin}}{(1 - G_{lin}\sqrt{R_1R_2}) + 4G_{lin}\sqrt{R_1R_2}\sin^2\left(\frac{2\pi n_{eff}L}{\lambda}\right)}, \quad (2.6)$$

avec R_1 et R_2 les réflectivités des faces d'entrée et sortie, L la longueur de la cavité, n_{eff} l'indice effectif du mode guidé. G_{lin} est le gain interne linéaire de l'amplificateur donné par :

$$G_{lin} = \exp((\Gamma g - \alpha_i)L), \quad (2.7)$$

où Γ est le facteur de confinement du mode guidé dans le milieu actif, g est le facteur de gain matériau et α_i représente les différentes pertes internes (absorption intra-bandes, absorption par porteurs libres ou encore pertes par diffusion liées à l'irrégularité du guide). Pour calculer g , il est nécessaire de connaître la dimensionalité du milieu actif (3D, 2D ou 0D) afin de déterminer les relations de dispersion des bandes et en déduire la densité d'état. Cette densité d'état doit ensuite être multipliée à une fonction de population prenant en compte les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous. Le calcul doit également prendre en compte différents effets liés à l'injection de porteurs qui donnent lieu à une renormalisation du gap, au remplissage des bandes ou encore à l'effet plasma. Le calcul de gain est assez compliqué, en particulier pour les structures à puits quantiques où la dispersion des sous-bandes de valence est fortement non parabolique (*cf.* ch.1). Aucun calcul de gain n'est présenté dans ce travail. Asada *et al.* [47] montrent avec un formalisme reposant sur la théorie des matrices densités que le gain peut s'exprimer au voisinage de son pic par une relation parabolique. Par ailleurs, ils montrent que ce maximum de gain dépend linéairement de la densité de porteurs. Avec ces approximations, on peut donc écrire :

$$g \approx A_0(N - N_g) - a[\lambda - \lambda_0(N)]^2, \quad (2.8)$$

où A_0 détermine la variation du gain en fonction de la densité de porteur N et de la densité de porteurs N_g à partir de laquelle le matériau amplifie (émission stimulée=absorption stimulée). a est un paramètre relié à la courbure parabolique du spectre de gain au voisinage du maximum λ_0 . Cette formule peut être utile, notamment pour extraire des

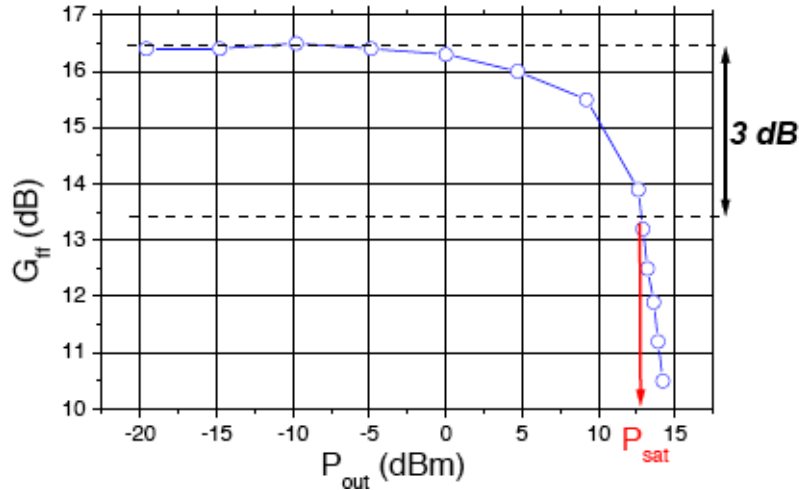


Fig. 2.7 – Puissance de saturation d'un SOA.

valeurs empiriques des facteurs d'amplification pour comparer par exemple différents milieux actifs [48].

2.2.2 Saturation du gain

Comme tout amplificateur, le gain du SOA sature à partir d'une certaine valeur limite de la puissance d'entrée. L'augmentation de la puissance d'entrée entraîne l'augmentation de l'émission stimulée dans la cavité et conduit à une diminution de l'inversion de population responsable du phénomène de saturation du gain. La puissance de saturation pour une longueur d'onde incidente et un courant d'injection fixés est en général définie comme la puissance de sortie de l'amplificateur à partir de laquelle le gain est réduit de moitié (diminution de 3 dB). Les caractéristiques de saturation d'un SOA sont généralement représentées par une courbe donnant la variation du gain en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur (Fig. 2.7).

2.2.3 Suppression de la cavité Fabry-Pérot

La suppression de la cavité Fabry-Pérot est certainement le point le plus critique et le plus important dans le fonctionnement des SOA. Pour cela, un traitement anti-réfléchissant (AR) des facettes d'entrée et sortie du composant est indispensable. Les traitements généralement employés consistent à empiler des matériaux diélectriques dont l'indice et les épaisseurs sont ajustés afin de minimiser la réflectivité modale. Un mauvais traitement AR se retrouvera en général dans le spectre de gain qui présentera des ondulations liées au battement entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. Ce battement est appelé ondulation du gain et est défini comme le ratio entre le gain à la résonance et

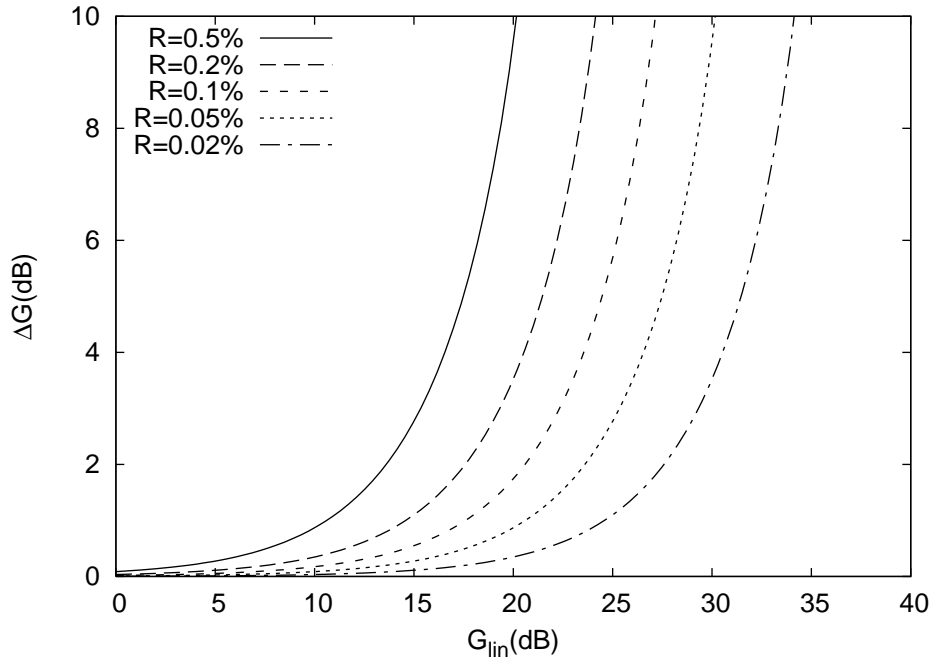


Fig. 2.8 – Ondulation du gain (*ripple*) en fonction du gain linéaire de l'amplificateur et de la réflexion des miroirs ($R = R_1 = R_2$).

le gain à l'anti-résonance. En utilisant l'équation 2.6, on trouve facilement [49] :

$$\Delta G = \frac{G_{max}}{G_{min}} = \left(\frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} G_{lin}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_{lin}} \right)^2. \quad (2.9)$$

La figure 2.8 donne les ordres de grandeur des très faibles valeurs de réflectivité à atteindre afin de minimiser l'ondulation du gain. Dans la pratique, les traitements antiréfléchissants permettent d'atteindre au mieux des réflexions de l'ordre de 0.01 %. Une sortie de composant tiltée par rapport à l'axe de propagation de l'onde guidée peut également être employée pour la suppression des effets Fabry-Pérot. L'idée est d'empêcher la lumière réfléchie de se recoupler dans le guide d'onde, et pour cela une inclinaison ("tilt") de 7 à 10° est généralement suffisante. Plusieurs solutions technologiques sont rapportées dans la littérature (Fig. 2.9). Les solutions les plus courantes consistent à fabriquer un guide incliné [50, 51] ou un guide courbé. Le miroir de sortie est quant à lui défini par un clivage qui suit un axe cristallin et est donc propre et précis. Dans la troisième méthode, le ruban est droit et le miroir tilté est obtenu par une gravure profonde en général par ICP (*inductively coupled plasma*). Il est cependant en général très difficile d'obtenir un miroir aussi précis qu'avec un clivage. Sur un plan pratique, cette dernière méthode est intéressante puisque les traitements anti-réfléchissants des faces d'entrée et sortie peuvent être faits directement sur plaque sans devoir cliver.

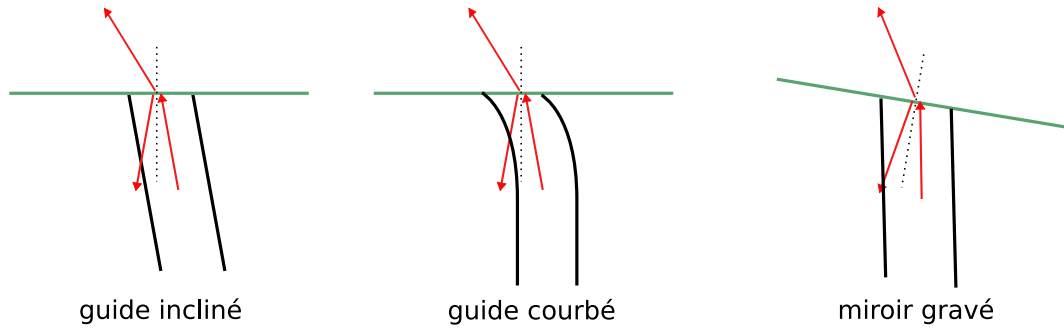


Fig. 2.9 – Solutions technologiques pour éliminer la cavité Fabry-Pérot. Les flèches symbolisent les rayons incidents, réfléchis et transmis dans un schéma simpliste d'optique géométrique.

2.2.4 Facteur de bruit

Le facteur de bruit NF est défini comme le ratio entre les rapports signal à bruit (SNR) électrique à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur. Dans le cas d'un SOA, la dégradation de ce ratio est principalement liée au bruit de battement signal-émission spontanée. On montre que ce ratio est directement relié au facteur d'inversion de population n_{sp} et à l'efficacité du couplage η en entrée avec la fibre optique [52] :

$$NF = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}} \approx \frac{2n_{sp}}{\eta}. \quad (2.10)$$

En général, pour les bons SOA, ce ratio est compris entre 6 et 7 dB, c'est à dire ≈ 3 dB au dessus de la limite théorique ($n_{sp} = \eta = 1$).

2.2.5 Bande spectrale d'amplification

La bande spectrale d'amplification $\Delta\lambda_{ampl}$ est définie comme la largeur à mi-hauteur du spectre de gain G . Pour simplifier, nous assumons ici que la réflectivité des facettes d'entrée et sortie est nulle et donc $G = G_{lin}$. Nous calculons $\Delta\lambda_{ampl}$ dans l'approximation présentée dans la partie 2.2.1, c'est à dire en assumant qu'au voisinage de son maximum, la courbe de gain matériau est parabolique. On peut donc utiliser l'équation 2.8 que nous écrivons ici pour une densité de porteur N fixée :

$$g \approx g_0 - a(\lambda - \lambda_0)^2, \quad (2.11)$$

avec $g_0 = A_0(N - N_g)$ le gain matériau à la longueur d'onde λ_0 . Nous cherchons maintenant la valeur de g pour laquelle le gain linéaire est réduit de moitié. En utilisant 2.7 on a :

$$\exp(\Gamma g L) = \frac{1}{2} \exp(\Gamma g_0 L),$$

et donc

$$\ln 2 = \Gamma L(g_0 - g). \quad (2.12)$$

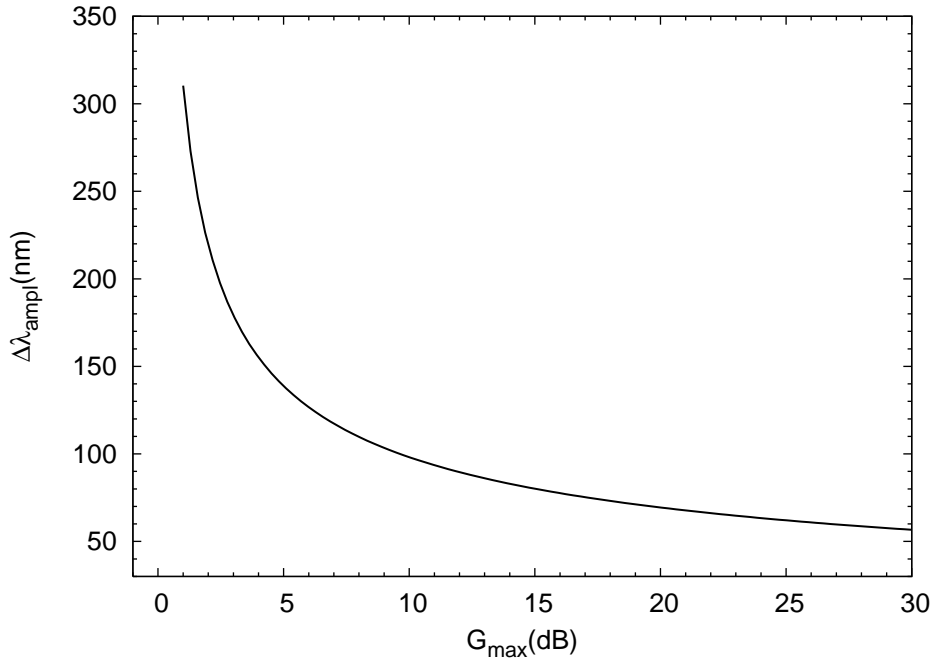


Fig. 2.10 – Bande spectrale d'amplification en fonction du gain maximum du SOA. Les paramètres a et g_0 ont été obtenus en ajustant les paramètres de l'équation parabolique 2.8 avec la courbe de gain d'un SOA à puits quantiques GaInAsP. On a pour cet exemple $a = 30 \text{ cm}^{-1}\text{nm}^{-2}$ et $g_0 = 2400 \text{ cm}^{-1}$.

En réinjectant 2.12 dans 2.11 on trouve :

$$\Delta\lambda_{ampl} = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{a\Gamma L}}. \quad (2.13)$$

Cette dernière expression peut s'écrire en fonction de $G_{max,dB}$, c'est à dire le gain linéaire maximum exprimé en dB, en remarquant que $\Gamma L = G_{max,dB} \ln 10/10$. La bande spectrale d'amplification $\Delta\lambda_{ampl}$ s'écrit donc en négligeant les pertes (α dans 2.7) :

$$\Delta\lambda_{ampl} = 2\sqrt{\frac{10 \ln 2}{\ln 10} \frac{g_0}{aG_{max,dB}}}. \quad (2.14)$$

Ce dernier résultat est intéressant car il montre que la bande spectrale d'amplification est inversement proportionnelle à la racine carrée du maximum de gain (Fig. 2.10).

2.2.6 Insensibilité à la polarisation

Comme pour les modulateurs, de nombreuses applications exigent des amplificateurs indépendants à la polarisation de la lumière. De nombreuses études ont été menées sur ce sujet pour les structures à base de puits quantiques [53] et de matériaux massifs [50, 54]. Le problème théorique est *a priori* plus simple à régler pour un SOA que pour un EAM étant donné qu'il n'y a pas de champ électrique qui décale les énergies de transition et change les forces d'oscillateur. La simple condition $(\Gamma g)_{TE} = (\Gamma g)_{TM}$ est donc suffisante

pour obtenir l'insensibilité à la polarisation. Cette condition dépend encore une fois de la structure envisagée et nous donnerons plus de détails sur ce point dans le chapitre 4.

2.3 Intégration EAM-SOA

L'acronyme EAM-SOA désigne logiquement l'intégration d'un EAM avec un SOA. Dans la suite, nous utiliserons largement cet acronyme que nous traduirons quelques fois par modulateur amplifié. Les références présentées ci-dessous sont limitées aux cas où les fonctions EAM et SOA sont intégrées monolithiquement. Par monolithique, nous entendons que les deux sections sont réalisées sur le même substrat. Nous l'opposons à l'intégration hybride où le EAM et le SOA sont fabriqués séparément. De plus amples détails sur les technologies d'intégrations monolithiques seront précisés dans le chapitre suivant.

Le qualificatif de pseudo-passif est quelque fois employé pour décrire le fonctionnement du EAM-SOA. Ceci est dû au fait que ce n'est pas une source à proprement parlé. Le EAM-SOA peut être utilisé comme composant discret [5, 55–58] ou directement intégré à un émetteur [59, 60]. Dans les deux cas, le EAM est utilisé pour moduler un signal optique et le SOA permet de compenser les pertes d'insertion du composant [55]. Le gain d'insertion est donc une première caractéristique recherchée pour le composant intégré. Un autre point décisif concerne la bande spectrale de fonctionnement qui dépendra en général de l'application visée. Hou *et al.* montre un EAM-SOA fabriqué en couplant les technologies de croissance sélective et d'intermixing. La croissance sélective leur permet de décaler le gap du SOA dans la fenêtre de fonctionnement du EAM et d'atteindre un fonctionnement sans pertes sur une bande de 45 nm. Notons que cette approche de décalage de gaps EAM et SOA est également rapportée dans les références [56, 57, 59, 60]. Le gain d'insertion peut être largement amélioré en intégrant au EAM-SOA des guides passifs jouant le rôle d'adaptateurs de modes optiques. Ils permettent de réduire très fortement les pertes de couplage avec la fibre optique mais peuvent également induire des pertes par absorption supplémentaire. Pour s'affranchir de ce problème, le guide passif peut être rendu peu absorbant en utilisant les techniques d'intégration telles que le Butt-Joint [56], l'interdiffusion des puits quantiques [58], le couplage évanescent [59] ou encore l'épitaxie sélective [5]. Le fonctionnement du composant sur une large gamme de température peut aussi s'avérer un besoin pour l'application visée. Frateschi *et al.* [60] rapportent la fabrication d'un module intégrant un laser DFB et un EAM-SOA. Ils montrent de très bons résultats en température grâce notamment à l'utilisation du matériau AlGaInAs. Leur modulateur amplifié montre un gain d'insertion de 10 dB sur une gamme de températures de 80°C (-25–65°C). Une faible dépendance à la polarisation de la lumière incidente peut aussi être un besoin dans le cas des EAM-SOA discrets. Koren *et al.* [56] montre un EAM-SOA indépendant à la polarisation. La zone active de leur EAM

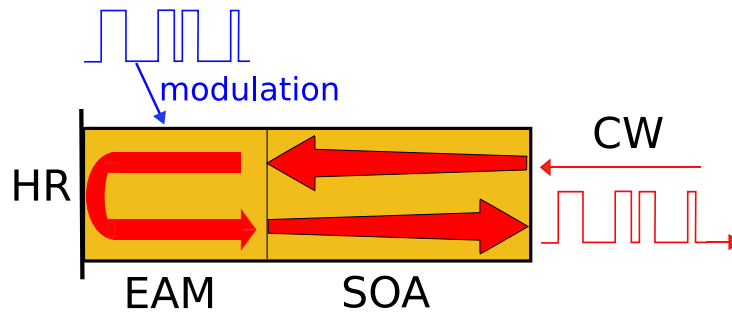


Fig. 2.11 – Schéma de principe du REAM-SOA.

est un matériau massif GaInAsP et leur SOA est constitué d'un empilement de puits quantiques. La différence entre ces deux zones actives permet une optimisation séparée des deux sections mais ajoute des étapes technologiques assez lourdes. Leur composant montre une dépendance à la polarisation inférieure à 1 dB avec un gain d'insertion de 9 dB sur une bande de 30 nm.

2.4 EAM-SOA en réflexion pour utilisation dans les réseaux d'accès

Le EAM-SOA a des applications potentielles dans les réseaux d'accès. Pour ces applications, il peut être utilisé dans un mode de fonctionnement en réflexion. Dans cette partie, nous expliquons tout d'abord le principe de fonctionnement du modulateur amplifié en réflexion. Ensuite, nous détaillons les performances attendues pour ce type de composant en nous appuyant sur des exigences relatives aux réseaux d'accès. Cette feuille de spécifications nous amène à détailler nos motivations et nos choix concernant la technologie d'intégration et les matériaux utilisés pour la fabrication de notre dispositif.

2.4.1 Principe du fonctionnement en réflexion

En premier lieu, le fonctionnement en réflexion du EAM-SOA ajoute une lettre à notre acronyme qui devient maintenant REAM-SOA. Le R veut dire réflexion mais peut également se traduire par "Remote" dans l'appellation anglo-saxonne. "Remote" signifie "à distance" et précise un autre aspect de ce composant. En effet, comme nous l'avons précisé ci-avant, le REAM-SOA est un dispositif pseudo-passif (ou pseudo-actif) puisqu'il nécessite une puissance lumineuse incidente pour fonctionner. Dans les réseaux d'accès, cette commande à distance est actionnée par un central appelé l'OLT (*optical line termination*). Le principe est le suivant : une longueur d'onde optique continue (CW *continuous wavelength*) λ vient d'un central ; cette longueur d'onde est amplifiée par le SOA, modulée par le EAM, réfléchi sur le miroir (HR *haute réflexion*) à l'extrémité du composant, remodulée par le EAM et enfin réamplifiée par le SOA. La longueur

d'onde peut ensuite repartir modulée dans le réseau. La double modulation n'est pas un problème étant donné le très court délai optique qui existe entre les deux passages (≈ 2 ps). Ce délai est tout à fait compatible avec une modulation 10 Gb/s, c'est à dire le débit que nous visons pour cette application. Le composant REAM-SOA doit être intégré dans le terminal internet de l'abonné. Il pourrait assurer à la fois les deux fonctions d'émission et réception. La fonction d'émission correspond au fonctionnement décrit ci-dessus. Les informations du client sont envoyées en polarisant le EAM par un signal électrique correspondant à un train de bits constitué de 0 et de 1 (*cf.* Fig. 2.11). Pour la fonction réception, le REAM-SOA peut faire office de photodiode (amplifiée) en polarisant le EAM en direct. La solution idéale pour le réseau et pour l'abonné est bien sûr de pouvoir réaliser les deux fonctions, émission et réception, en même temps.² Pour cela, différentes architectures sont possibles. Une solution simple est d'utiliser deux composants réfléchissants en parallèle, un fonctionnant en émission et l'autre en réception.

Le REAM-SOA fonctionne de façon très similaire au EAM-SOA en transmission. Toutes les caractéristiques développées dans les parties ci-dessus concernant aussi bien les EAM et SOA discrets que le EAM-SOA intégré sont donc également applicables. La différence majeure est que ce composant ne nécessite qu'une seule fibre optique. Par ailleurs, étant donné le comportement réfléchissant, il est évident que la longueur effective du composant doit être multipliée par deux. Cette remarque est à prendre en compte notamment lorsqu'on considère la capacité de la jonction du EAM ou la longueur du milieu à gain du SOA. Un inconvénient du fonctionnement réfléchissant est qu'il n'y a qu'un seul miroir de sortie. Le traitement anti-réfléchissant de ce miroir doit donc être particulièrement efficace afin de supprimer la cavité Fabry-Pérot. Par ailleurs, l'utilisation des solutions technologiques permettant d'incliner le miroir de sortie (*cf.* 2.2.3) est dans ce cas indispensable.

2.4.2 Définition des performances attendues pour le composant

La définition des performances attendues par le dispositif REAM-SOA est entièrement soumise aux exigences liées aux réseaux d'accès. Le contexte de cette étude présenté en introduction nous a amené à détailler les points importants à prendre en considération. En particulier, le coût de revient du dispositif qui doit être le plus bas possible. Pour cela deux caractéristiques essentielles doivent être envisagées : le comportement achromatique et le comportement athermal de la source. Le premier point signifie que le composant doit fonctionner pour n'importe quelle longueur d'onde. Dans la pratique, il est évident qu'au mieux nous pourrions définir une bande spectrale de fonctionnement. L'objectif sera donc d'augmenter cette bande et de la faire coïncider avec les bandes optiques

²En anglais cette double option s'appelle "full duplex" et est opposée au "half duplex"

Paramètres	Min	Typ	Max	Unité
Gain d'insertion		5	10	dB
Dépendance à la polarisation			2	dB
Gamme spectrale (bande C ou L) sans pertes		30	50	nm
Puissance optique d'entrée	-3	0	+3	dBm
Vitesse de modulation		10	20	Gb/s
Tension de modulation (EAM)	2	2.5	4	Vpp
Taux d'extinction dynamique	8.2			dB
Gamme de température	0	25	70	°C

Tab. 2.1 – Tableau des spécifications composants pour le fonctionnement dans les réseaux d'accès. D'après la référence [61].

utilisées dans les réseaux d'accès.³ Le deuxième point signifie que le composant doit fonctionner sur une large gamme de température. En effet, ce composant doit *in fine* être intégré chez l'abonné dans un boîtier terminal qui peut être amené à fluctuer en température pour des raisons climatiques par exemple. Il nous reste à détailler ce que nous entendons par "fonctionnement". Le dispositif doit être modulé à 10 Gb/s ce qui implique une bande passante à -3 dB du EAM d'au moins 10 GHz. Cela implique aussi d'avoir un taux d'extinction dynamique suffisant afin d'éviter les erreurs à la détection du signal. Le gain d'insertion du composant est également très important dans une logique d'adaptation dans les architectures de réseaux PON. Ces architectures sont passives et ne tolèrent pas l'amplification en ligne du signal optique (en utilisant par exemple des EDFA) pour des raisons évidentes de coûts. Une propriété additionnelle recherchée est une faible dépendance à la polarisation de l'émission incidente car ce composant réfléchit s'apparente à un modulateur en ligne dont la sortie optique doit rester stable par rapport à l'état de polarisation aléatoire et variable à son entrée. Le gain d'insertion et l'absorption du dispositif doivent donc tous deux présenter cette caractéristique de faible dépendance à la polarisation. Le tableau 2.1 présente des données chiffrées concernant les exigences imposées par le fonctionnement accès. Il est extrait d'une feuille de spécification élaborée d'après des standards en cours [61].

2.4.3 Choix technologiques et plate-forme d'intégration

Le modulateur amplifié développé dans ce travail doit répondre à des exigences précises inhérentes au fonctionnement dans les réseaux d'accès. Pour répondre à ces exigences, le choix des matériaux et de la plate-forme technologique d'intégration est particulièrement important.

L'utilisation d'une structure à puits quantique est favorable à l'obtention d'une grande bande spectrale d'amplification et un large taux d'extinction pour le modulateur. Afin

³Bande conventionnelle (C-Band) : 1525–1565 nm et bande longue (L-Band) : 1570–1610 nm.

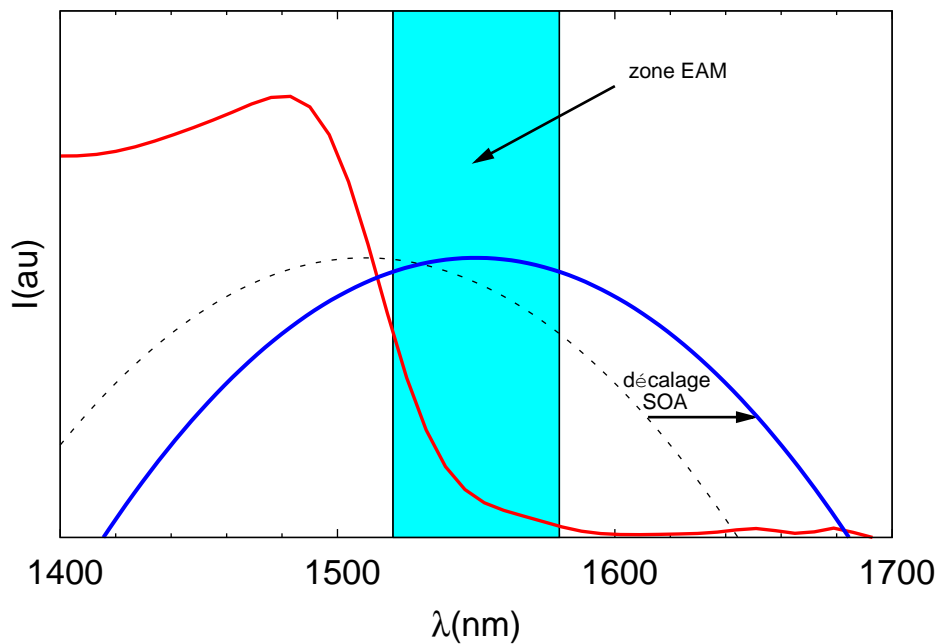


Fig. 2.12 – Décalage du spectre de gain du SOA dans la fenêtre de fonctionnement du EAM.

d'atteindre des longueurs d'onde dans les bandes optiques d'intérêt, deux familles d'alliages sont particulièrement adaptées : la famille GaInAsP et la famille AlGaInAs. Ces deux familles d'alliages présentent toutes deux une large gamme de compositions réalisables sur substrat InP. Cette gamme de compositions permet de couvrir une bande spectrale très large et compatible avec les longueurs d'onde utilisées dans les télécommunications optiques (1.3 à 1.6 μm). Le système GaInAsP est de loin le plus connu et le plus utilisé dans les composants opto-électroniques. Le système AlGaInAs est également aujourd'hui largement utilisé et reconnu pour ses propriétés supérieures en terme de confinement électronique et optique. Ces deux propriétés sont favorables à des valeurs de gain matériaux importantes et à un bon comportement en température.

Afin d'assurer un guide monomode et une faible capacité de jonction, nous avons vu différentes structures à confinement latéral (*cf.* 2.1.4). Nous retenons pour le REAM-SOA la structure ruban enterrée dans un matériau semi-isolant. Cette structure garantit un composant robuste et assure un très bon comportement en température du fait d'une faible résistance thermique. De plus, nous profitons d'un savoir-faire développé par le laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab [38] qui a montré de très bons résultats en terme de bande passante notamment sur des EAM seuls [62] et sur des structures laser-EAM intégrées [63]. Le gain d'insertion du composant est un point essentiel. Nous avons présenté dans l'état de l'art des EAM-SOA deux solutions répondant à ce besoin. La première consiste à adapter le mode optique de sortie de la puce à celui de la fibre optique afin de maximiser le recouvrement modal. Le deuxième point concerne le décalage de gap entre le EAM et le SOA afin d'amplifier dans une fenêtre spectrale "utile" c'est-à-dire la zone de fonctionnement du modulateur. La figure 2.12 illustre ce deuxième point. La technologie

de la croissance sélective offre une solution élégante et performante pour répondre à ces deux points simultanément. En effet, les propriétés intrinsèques de cette méthode de croissance permettent de définir des “zones” de gaps. Il suffit ainsi de définir trois zones : une zone EAM, une zone SOA légèrement décalée vers les grandes longueurs d’onde (*cf.* Fig. 2.12) et une zone passive fortement décalée vers les courtes longueurs d’onde. Ces trois zones de gaps sont en fait obtenues en jouant sur des variations d’épaisseurs des puits quantiques qui modifient les énergies quantiques de confinement. La SAG permet un contrôle spatial de ces variations. Pour la zone passive, afin d’augmenter au maximum le gap, les épaisseurs des puits doivent donc être très faibles. Cette diminution d’épaisseur couplée à l’augmentation du gap permet l’adaptation modale car elles vont toutes deux dans le sens d’une réduction de l’indice effectif du mode guidé qui induit une réduction du facteur de confinement du mode optique.

Cette technique de croissance sélective est très attrayante mais nécessite un effort particulier tant sur le matériau que sur le développement d’outils de modélisation permettant d’être prédictif et de concevoir le dispositif. La littérature est cependant plutôt pauvre concernant la croissance sélective dans le système de matériau AlGaInAs. Ces différents arguments justifient le besoin d’une étude approfondie sur le sujet.

2.5 Synthèse

Nous avons présenté dans ce chapitre le modulateur amplifié en réflexion. Les fonctions modulation et amplification sont assurées respectivement par un EAM et un SOA dont nous avons décrit les principales caractéristiques de fonctionnement. Dans ce travail, le EAM-SOA envisagé est étudié dans un schéma réflectif pour application dans les réseaux d’accès. Les exigences en terme de gain d’insertion, vitesse de modulation, taux d’extinction et dépendance à la polarisation ont été détaillées en s’appuyant sur cette application potentielle. Enfin, ces différentes exigences nous ont amené à discuter et justifier les choix technologiques entrepris dans cette étude. Notamment, la croissance sélective nous semble un passage obligatoire permettant d’augmenter très fortement le gain d’insertion du composant. Cette technique de croissance est certes très attrayante du fait de son fort potentiel d’intégration mais nécessite avant tout un travail matériaux, en particulier pour les structures qui nous intéressent dans cette étude, les puits quantiques AlGaInAs. Ce travail est un des axes majeurs de développement entrepris dans cette thèse. Le chapitre suivant sera donc entièrement consacré à l’étude de l’épitaxie sélective dans le système de matériau AlGaInAs.

Chapitre 3

Intégration par épitaxie sélective dans le système AlGaInAs

Dans ce chapitre, nous détaillons la technique de croissance sélective dans le système de matériau AlGaInAs. Tout d'abord, cette approche est comparée à trois autres méthodes d'intégration : le couplage bout à bout, le couplage évanescent et l'interdiffusion des puits quantiques. Le principe et les différentes applications pratiques de la croissance sélective aux organo-métalliques sont ensuite abordés. La croissance sélective nécessite des moyens de caractérisation à l'échelle micro-métrique qui sont présentés dans une troisième partie. La quatrième partie est entièrement consacrée à l'étude expérimentale et à la simulation de la croissance sélective dans le système AlGaInAs. En particulier, une modélisation par diffusion en phase vapeur est utilisée afin de déterminer des longueurs de diffusion effectives pour les précurseurs de croissance. Ces calculs mènent à la simulation de la croissance sélective pour des alliages ternaires et quaternaires mais aussi pour des empilements d'hétérostructures à base de puits quantiques. L'implémentation dans le modèle phase vapeur de diffusion de surface est également brièvement considérée. Finalement, dans la dernière partie, nous expliquons le fonctionnement pratique du simulateur et son utilisation dans l'intégration photonique. Pour cela, divers exemples d'intégration sont traités.

3.1 Techniques d'intégration

Une étape essentielle dans l'évolution des systèmes de communication concerne l'intégration monolithique des composants optoélectroniques. Dans ce schéma d'intégration, différentes fonctions actives et passives sont fabriquées sur un même substrat. Un des intérêts majeur concerne le coût des dispositifs qui est largement réduit par rapport à une approche toute hybride dans laquelle chaque composant doit être mis en module séparément. D'autre part, l'intégration monolithique supprime les problèmes de couplages souvent délicats à réaliser entre composants discrets. Plusieurs solutions

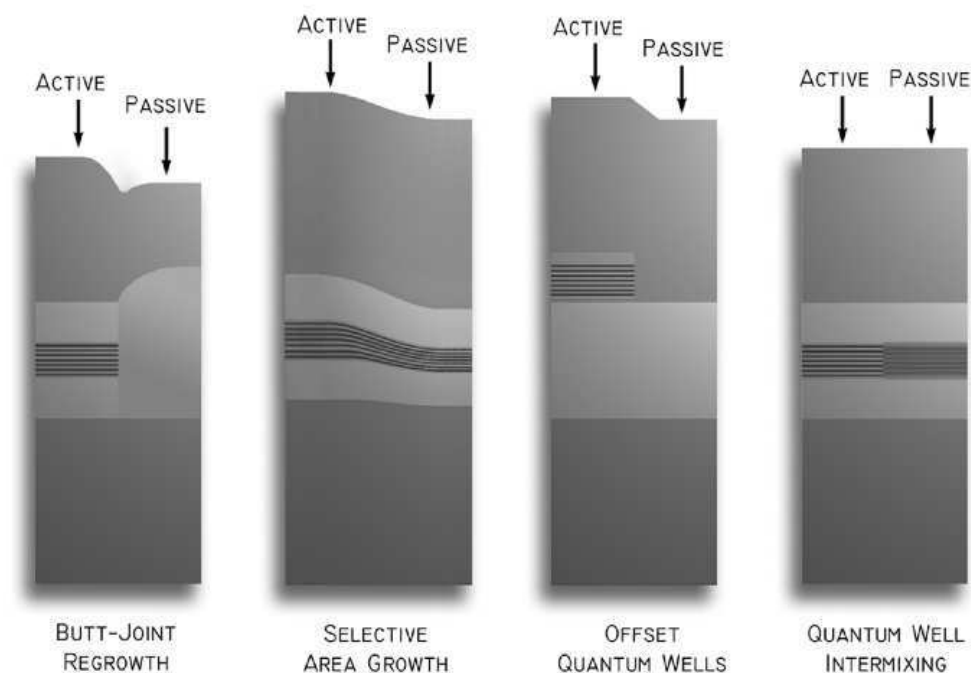


Fig. 3.1 – Différents schémas d'intégration actif-passif, d'après la référence [64].

technologiques ont été élaborées au cours de ces vingt dernières années. La figure 3.1 reprend schématiquement quatre des approches les plus courantes pour l'exemple le plus simple d'une intégration actif-passif. La section active est généralement un milieu à gain type laser, amplificateur ou modulateur et la section passive, un milieu de propagation pour le couplage optique ou l'adaptation modale.

Dans la technologie du couplage bout à bout (*butt-joint regrowth* en anglais), plusieurs étapes d'épitaxies et gravures sélectives sont nécessaires afin de fabriquer l'objet intégré. L'épitaxie définit une première zone active ajustée à une longueur d'onde donnée. Une gravure sélective vient ensuite localement graver le matériau actif dans certaines zones de la plaque. La deuxième zone (active ou passive) est alors définie par une reprise d'épitaxie. Le principal intérêt de la technique réside dans la possibilité d'optimiser indépendamment les différentes sections. Par ailleurs, elle permet d'obtenir des transitions très abruptes entre les deux matériaux à condition d'avoir une interface propre et bien définie. Les principales difficultés sont liées à la précision de la gravure sélective et à l'alignement des deux sections lors de la reprise d'épitaxie. La lourdeur de ces deux étapes technologiques limite en général le nombre de sections intégrables à deux. Malgré ces difficultés, le butt-joint est une technique largement utilisée dans l'intégration. Les principales réalisations sont des lasers à rétro-action répartie (DFB, *distributed feed back*) intégrés avec un modulateur [65, 66] ou encore un laser avec un réseau de Bragg (DBR, *distributed Bragg reflector*) intégré avec un guide passif [67].

Le décalage des puits quantiques (*offset quantum well* en anglais) est une autre méthode permettant l'intégration de différentes zones actives et/ou passives. La structure épitaxiée est un empilement de deux milieux actifs émettant à des longueurs d'onde différentes et séparés par une couche d'InP. En général, le premier milieu est un matériau massif et le deuxième milieu est un empilement de puits quantiques. Le principe de la technique repose sur la gravure des puits quantiques en certains endroits prédéfinis de la plaque. La gravure est sélective et est stoppée par la couche d'InP. On définit ainsi grâce à cette méthode des "zones" de gaps. Comme pour le butt-joint, cette technique présente l'intérêt de pouvoir optimiser les deux zones actives séparément. Le désavantage de la technique concerne la limitation du nombre de sections intégrables qui est incompatible avec la conception d'objets complexes tels que les circuits photoniques intégrés (PIC, *photonic integrated circuits* en anglais). Le décalage des puits quantiques a fait l'objet de différents dispositifs avec par exemple des lasers DBR à réseaux échantillonnés intégrés avec un modulateur électroabsorbant [68], des lasers DBR échantillonnés intégrés avec un SOA [69] ou encore des lasers DBR échantillonnés intégrés avec un modulateur Mach-Zehnder [70]. Le décalage des puits quantiques permet également la définition d'adaptateur de mode par couplage évanescent [71]. Dans une telle structure, le mode est tout d'abord confiné et guidé dans les puits quantiques puis, en limite de gravure, il se couple dans le guide inférieur et se trouve ainsi dans une zone de plus faible absorption et de plus faible indice. Le confinement du mode optique peut ainsi être considérablement diminué. En sortie de puce, la divergence en champ lointain est réduite, ce qui relâche très fortement les tolérances de couplage avec la fibre optique [72].

L'interdiffusion (*intermixing* en anglais) est une autre méthode d'intégration applicable aux structures à puits quantique et permettant la définition de plusieurs gaps dans des zones pré-définies. La technique repose sur l'interdiffusion des atomes des puits/barrières qui modifie la forme et la hauteur des barrières de potentiel et donc les énergies de transition de l'hétérostructure. En général, cette déformation du puits de potentiel décale le gap du puits quantique vers les grandes énergies. Le procédé physique est lié à la nature métastable des interfaces puits/barrières. Un apport d'énergie thermique permet l'interdiffusion des atomes et peut ainsi modifier très fortement le profil de potentiel du puits. Pour l'intégration en optoélectronique, la méthode doit obligatoirement être sélective. Pour cela, plusieurs techniques ont été élaborées. L'interdiffusion induite par photoabsorption utilise une irradiation laser absorbée par les puits quantiques et venant échauffer certaines zones pré-définies [73]. Cette méthode est facile à mettre en oeuvre mais ne possède pas une résolution spatiale suffisante [64]. Une autre méthode repose sur l'introduction de lacunes à la surface du matériau qui peuvent ensuite diffuser lors d'un recuit. Les lacunes sont généralement générées par une encapsulation diélectrique [74]. Le désavantage de cette méthode est qu'elle demande

généralement des températures de recuit très élevées. La technique d'interdiffusion par implantation ionique est une autre alternative. Dans cette méthode, des lacunes sont générées par implantation ionique (des ions P^+ par exemple). Après implantation, un recuit à haute température (600-700°C) entraîne la diffusion des lacunes jusqu'au puits quantiques et l'interdiffusion des atomes puits/barrières. Les avantages de cette méthode sont sa grande résolution spatiale et la possibilité de modifier le décalage de gap en jouant sur différents paramètres lors de l'implantation (durée, température, densité d'énergie des ions) et lors du recuit (temps, température). Skogen *et al.* ont démontré que cette méthode pouvait être sélective [64]. Dans leur approche, une seule implantation est nécessaire et les lacunes sont générées dans une couche sacrificielle. Des étapes successives de gravure sélective de la couche sacrificielle et recuit de la structure permettent de définir les différentes zones de gaps. L'amplitude du décalage de gap des puits quantiques est contrôlé par le temps et la température de chaque recuit. La simulation et la prédiction des décalages de gaps [16] est possible en mesurant expérimentalement la longueur de diffusion $L_d = \sqrt{Dt}$ des atomes interdiffusés [75, 76]. L'intermixing est ainsi une méthode prédictible, reproductible et relativement simple de mise en oeuvre. Un désavantage intrinsèque à la technique concerne l'impossibilité de modifier les compositions et les épaisseurs des puits quantiques. Divers dispositifs intégrés ont été fabriqués par la méthode d'interdiffusion. Les principales réalisations sont dues à l'université de Santa-Barbara (UCSB) et utilisent la technique d'implantation ionique. On trouve par exemple un laser accordable intégré avec un EAM [77], un laser DBR intégré avec un SOA et un EAM [64] ou encore des convertisseurs de longueurs d'onde comprenant une partie transmetteur et une partie récepteur avec différentes sections DBR, SOA et EAM [78].

L'épitaxie sélective (*selective area growth* en anglais) est l'approche choisie dans ce travail et sera largement développée tout au long de ce mémoire. Son principal avantage est qu'elle permet de définir en une seule épitaxie différentes sections actives et passives, ce qui facilite le procédé technologique. La difficulté repose dans le développement d'outils de simulation performants et indispensables à la conception des différentes sections. Un des désavantages de la technique est que contrairement à l'interdiffusion, elle ne permet pas une optimisation indépendante du gap et du confinement optique [64]. Ce désavantage peut cependant être transformé en avantage car comme nous le verrons par la suite, cette variation de confinement permet de fabriquer des adaptateurs modaux très efficaces. Un état de l'art incluant les différentes applications et réalisations par SAG sera développé plus loin.

3.2 Croissance sélective aux organo-métalliques : principe et applications

La croissance sélective permet l'obtention de schémas d'intégration très variés. Cette technique de croissance utilise les propriétés intrinsèques de l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (MOVPE, *metal-organic vapor-phase epitaxy*). Dans cette partie, nous rappelons tout d'abord le principe de la MOVPE pour ensuite élaborer une première approche qualitative de la croissance sélective. Finalement, un état de l'art concernant les différents types d'applications de la méthode est présenté.

3.2.1 Généralités sur l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques

La MOVPE est une technique de croissance adaptée aussi bien en recherche qu'en production permettant d'obtenir des couches et des interfaces de grande qualité. Dans le cadre de notre étude, c'est également la seule technique envisageable pour l'intégration photonique par croissance sélective. Ce mode de croissance nécessite une pression de réacteur assez élevée, typique de la MOVPE, où les phénomènes de diffusion en phase vapeur sont possibles. Dans les techniques d'épitaxie sous vide (MBE, GS-MBE, MO-MBE), la diffusion est en pratique inexistante. Les conditions opératoires dans le régime de la croissance sélective seront développées plus loin.

Pour les semiconducteurs III-V, deux types de gaz précurseurs sont généralement employés. Les précurseurs d'éléments III sont des molécules organo-métalliques composés d'un atome métallique lié à un ou plusieurs radicaux organiques alkyls $(C_nH_{2n+1})_x$. Ces métaux-organiques sont liquides ou solides à température ambiante et leur pression de vapeur à l'équilibre et à température ambiante varie entre 0.1 et 100 torr. Les sources triméthyl $(CH_3)_3$ sont plus couramment employées du fait de leur grande pression de vapeur et de leur grande stabilité [79]. L'utilisation des précurseurs triéthyl $(C_2H_5)_3$ comme TEGa ou TEAl résulte en revanche d'une incorporation de carbone plus faible [80]. Ceci est dû au fait qu'ils pyrolysent sans produire de radicaux CH_3 bien connus comme sources principales d'incorporation de carbone dans les couches épitaxiées [79]. Les organométalliques sont stockés dans des bulleurs immergés dans des bains thermostatés $(-10^\circ C < T < 30^\circ C)$. Un gaz vecteur (hydrogène ou azote) passe par ces bulleurs, et vient "pousser" les vapeurs d'organométalliques jusqu'au réacteur. La concentration du précurseur dépendra de la température du bain liquide et de la pression du gaz vecteur. Les sources d'éléments V sont en général des hydrures (AsH_3, PH_3) stockés sous pression hors du bâti d'épitaxie, dans des cylindres moyenne pression. La technique MOVPE repose sur le transport de ces précurseurs dilués dans le gaz vecteur sous forme gazeuse jusqu'au substrat qui est porté à haute température (550 à 1000°C) et au-dessus duquel ils se

Element	Nom	Formule	Symbole
Ga	Triméthylgallium	$(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$	TMGa
Al	Triméthylaluminium	$(\text{CH}_3)_3\text{Al}$	TMAI
In	Triméthylindium	$(\text{CH}_3)_3\text{In}$	TMIIn
Zn	Diéthylzinc	$(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{Zn}$	DEZn
As	Arsine	AsH_3	
P	Phosphine	PH_3	
Si	Disilane	Si_2H_6	

Tab. 3.1 – Précurseurs des éléments II, III, IV et V utilisés pour cette étude.

décomposent par pyrolyse. Les éléments V sont introduits en excès par rapport aux éléments III ($V/III \gg 1$) du fait de leur grande instabilité dans la phase solide aux températures usuelles de croissance. La cinétique chimique est ainsi contrôlée par les éléments III. Le tableau 3.1 présente la liste des différentes sources d'éléments III et V utilisés dans le cadre de cette étude.

La géométrie des réacteurs MOVPE peut être très variée. Les plus répandues sont les géométries verticales et horizontales. Tous les échantillons étudiés dans ce mémoire ont été fabriqués dans un réacteur commercial Aixtron (AIX200/4) horizontal. La figure 3.2 montre schématiquement la géométrie et les éléments principaux du réacteur. Les échantillons sont maintenus sur un suscepteur (porte-substrat) en graphite, conçu pour accueillir trois substrats 2" et chauffé par des lampes IR (Fig. 3.2). Des flux de gaz (H_2) assurent la rotation du suscepteur et des trois coupelles de manière indépendante (rotation planétaire). Ce système de rotation permet d'obtenir de très bonnes homogénéités de croissance.

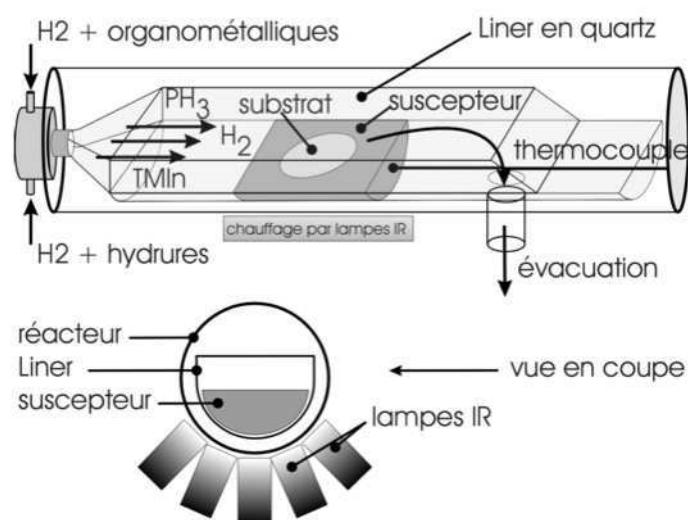


Fig. 3.2 – Schéma du réacteur MOVPE Aixtron (AIX200/4) horizontal. D'après la référence [38].

3.2.2 Principe de la croissance sélective

L'épitaxie sélective (*selective area growth*, SAG en anglais) est une croissance par MOVPE sur un substrat partiellement masqué par des bandes diélectriques. Le masque diélectrique induit une perturbation locale de la croissance car les espèces actives ne peuvent cristalliser dessus. Elles migrent ainsi au proche voisinage de ce dernier et contribuent à renforcer localement les vitesses de croissance. La figure 3.3 schématise très simplement ce processus.

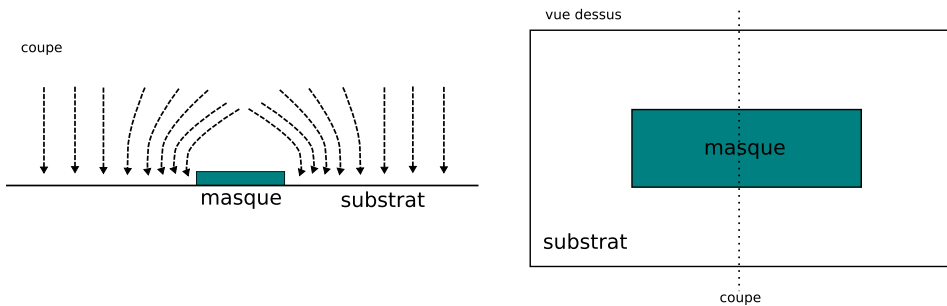


Fig. 3.3 – Schéma du processus SAG : — gauche, vue en coupe ; — droite, vue de dessus. Le substrat est masqué par un matériau diélectrique qui empêche la croissance et contribue à renforcer localement le flux de matière (flèches pointillées) au proche voisinage du masque.

Au final, les épaisseurs déposées près du masque sont plus grandes que loin du masque. Les phénomènes de migration des espèces actives sont donnés par des courants de diffusion qui lissent les gradients de concentration liés à la présence du masque. Les trois processus de diffusion en jeu sont : la diffusion en phase vapeur, la diffusion à la surface du masque et la diffusion à la surface du cristal.¹ En écrivant formellement des lois de conservation de la masse et en considérant un échange entre la surface et la phase vapeur, on peut déterminer le profil de concentration perturbé et déduire par une expérience des longueurs de diffusion effectives des précurseurs actifs dans la phase vapeur et à la surface.² La longueur de diffusion en phase vapeur est un ordre de grandeur plus grande que la longueur de diffusion en surface [81]. En réalité, les deux processus de diffusion interviennent mais à des échelles dimensionnelles différentes. Les longueurs de diffusion dans la phase vapeur s'étendent en général de 10 à 200 μm . Les longueurs de diffusion surfaciques ont une extension beaucoup plus faible et sont inférieures à 5 μm . Autrement dit, au proche voisinage du masque, c'est la vapeur qui domine et au très proche voisinage du masque, les deux processus de diffusion vapeur et surface sont à considérer. Les dimensions géométriques du masque ont alors une influence très importante. Cependant, pour les petits masques, la diffusion en phase vapeur comme apport supplémentaire de matière est très négligeable par rapport à la diffusion de surface. La figure 3.4 présente deux cas de croissance sélective. Le substrat

¹Ces courants de diffusion vapeur et surfaciques sont également présents lors de la croissance MOVPE "standard". La présence du masque induit uniquement une augmentation **locale** de ces phénomènes.

²De plus amples détails seront donnés dans la partie modélisation dans laquelle nous écrirons proprement les lois de conservation et détaillerons précisément les conditions aux limites du problème à résoudre.

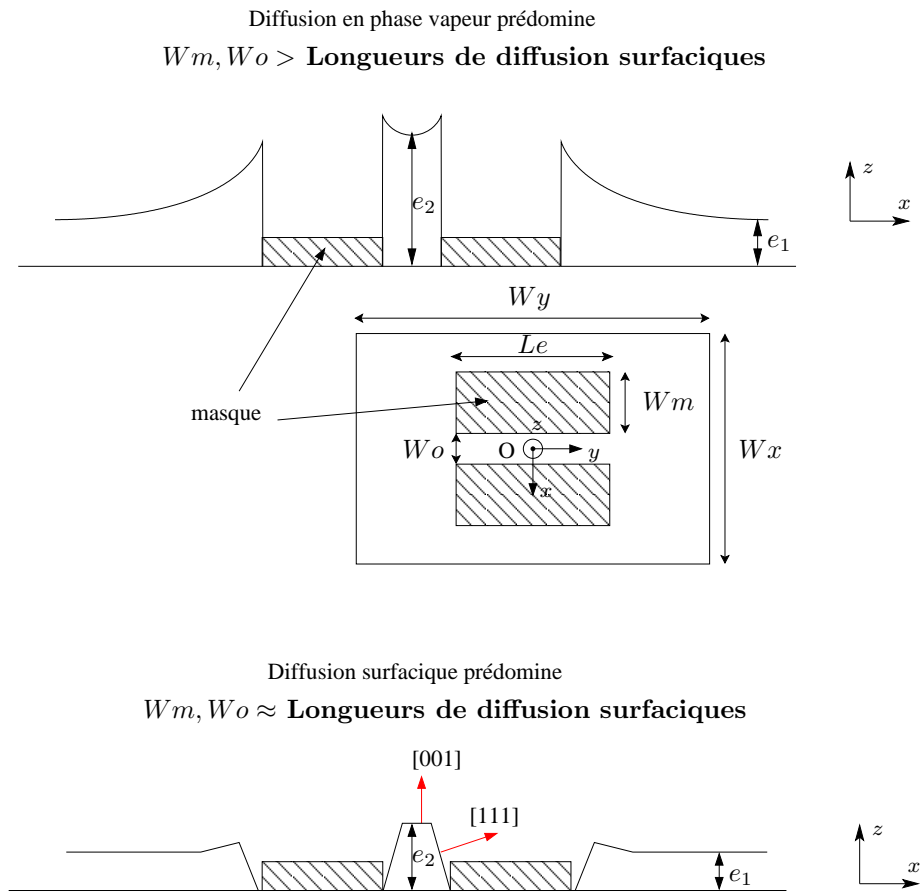


Fig. 3.4 – Processus de diffusion dans l'épitaxie sélective et profils d'épaisseur résultants : — dessus, diffusion phase vapeur dominante ; — milieu, vue de dessus du masque et définition des paramètres géométriques ; — dessous, diffusion surfacique dominante.

est cette fois masqué par deux bandes diélectriques parallèles que l'on peut considérer comme très longues. Cette disposition de masques est la plus courante car comme nous le verrons dans la suite, les composants sont en général fabriqués entre ces deux bandes. Les paramètres géométriques du masque sont les suivants. Les deux bandes diélectriques ont une largeur W_m et l'écart entre ces bandes est W_o . La longueur du masque est Le . Le repère xy est choisi afin de prendre l'axe z comme direction de croissance du matériau. Les deux géométries de masques envisagées dans cet exemple nous permettent de séparer l'influence de la diffusion en phase vapeur et l'influence de la diffusion surfacique.

Dans le premier cas (figure au dessus), W_m et W_o sont grands par rapport aux longueurs de diffusion surfaciques. Au proche voisinage du masque, la phase vapeur est donc dominante. Le profil d'épaisseur obtenu présente des surcroissances près du masque. La forme de ces surcroissances est déterminée par la longueur de diffusion des précurseurs dans la phase vapeur. Pour les grandes longueurs de diffusion, le profil d'épaisseur s'étend sur une large surface et présente des faibles surcroissances. Au contraire, pour les courtes longueurs, le profil est très abrupt et les surcroissances au bord du masque sont très importantes. La figure nous permet également de définir une notion importante pour la suite qui est le taux de surcroissance entre les bandes diélectriques. Ce taux est donné par

un ratio R entre l'épaisseur e_2 mesurée au centre entre les bandes et l'épaisseur e_1 loin de toute influence du masque. e_1 est aussi appelée épaisseur nominale. Elle correspond à l'épaisseur loin de toute influence du masque diélectrique et est localisée à quelques longueurs de diffusion (dans la vapeur) du masque. Cette zone loin du masque est appelée **référence**. Le ratio R (GRE, *growth rate enhancement* en anglais) s'écrit donc simplement :

$$R = \frac{e_2}{e_1}. \quad (3.1)$$

Dans le deuxième cas (figure en dessous), Wm et Wo sont du même ordre de grandeur que les longueurs de diffusion surfaciques (*i.e.* typiquement inférieurs à 5 μm). Le profil d'épaisseur est très différent. La diffusion en surface fait notamment apparaître une croissance anisotrope en bordure de masque ("facettage"). La croissance se fait dans les deux directions cristallographiques [111] et [001]. Comme dans le premier cas, la diffusion surfacique entraîne une augmentation des épaisseurs déposées. Nous pouvons donc également utiliser notre ratio R défini exactement de la même manière que précédemment.

Chacun de trois paramètres Wm , Wo , Le a son importance sur l'amplitude des variations d'épaisseur. Avant de rentrer dans le détail de l'étude expérimentale et des simulations, nous pouvons déjà anticiper l'effet attendu de chacun des paramètres. Entre les bandes, un élargissement du masque aura pour effet de renforcer la quantité de matière disponible et donc d'augmenter la vitesse. De même, diminuer l'ouverture entre les bandes conduira également à un renforcement de la vitesse. Les deux paramètres Wx et Wy représentent la taille de la cellule. Cela signifie implicitement que cette cellule se reproduit de proche en proche périodiquement. Si Wx et Wy sont grands, les deux bandes diélectriques sont considérées seules, hors de l'influence potentielle des bandes voisines. En général, dans la fabrication de dispositifs opto-électroniques, la densité de composants étant un facteur économique non négligeable, on cherchera à intégrer un maximum de dispositifs sur une même plaque et ainsi diminuer Wx et Wy . Cette diminution entraîne le rapprochement des masques voisins, qui à une certaine distance critique, joueront un rôle essentiel. Ainsi, comme précédemment, rapprocher les voisins renforce la quantité de matière disponible et augmente la vitesse entre les deux bandes. A la différence de vitesse vient également s'ajouter une variation de composition dans le cas des alliages ternaires et quaternaires. Cette variation est liée à la différence entre les taux de décomposition et les coefficients de diffusion des précurseurs dans la phase vapeur et à la surface du semiconducteur. Autrement dit, elle est liée à des longueurs de diffusion différentes selon les précurseurs actifs considérés. Elle induit une variation spatiale de contrainte et donc de gap dans le matériau. Dans le cas de structures à base de puits quantiques, les deux effets (épaisseurs et compositions) se cumulent et modifient très fortement les énergies de transition.

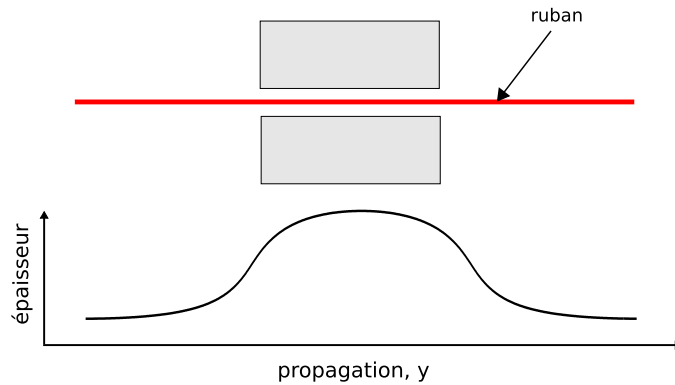


Fig. 3.5 – Ruban laser entre les deux bandes SAG, (—haut); profil d'épaisseur selon l'axe de propagation y du guide, (—bas).

3.2.3 Applications de la croissance sélective

3.2.3.1 Introduction à la fabrication de composants par épitaxie sélective

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les lasers, modulateurs et autres composants fonctionnant en optique guidée sont constitués d'un ruban actif d'une certaine largeur afin d'assurer un confinement latéral du mode. Pour une structure enterrée, le ruban a une largeur de 1 à 2 μm . Nous illustrons ici nos propos en considérant précisément ce type de structure. En SAG, les composants sont généralement fabriqués entre les deux bandes diélectriques et le ruban est parallèle à ces deux bandes. On profite ainsi de la décroissance d'épaisseur intrinsèque à la croissance sélective (Fig. 3.5). Selon les dimensions du masque, deux types de processus peuvent être rencontrés. Dans le premier cas, les bandes diélectriques sont larges par rapport à la largeur du ruban. La fabrication du ruban nécessite alors une gravure. Dans le deuxième cas, l'écart entre les deux bandes (W_0) définit directement le ruban. Cette dernière méthode simplifie grandement le processus de fabrication puisqu'aucune gravure n'est nécessaire. Elle a été mise au point par l'équipe de NEC au Japon. De plus amples détails concernant l'approche NEC seront donnés plus loin. Dans ce travail, nous n'avons pas considéré ce type de géométrie. Cette technique est avantageuse technologiquement car elle permet la définition d'un ruban sans gravure. Cependant, elle est difficilement reproductible car très dépendante de paramètres technologiques, comme la nature du masque diélectrique qui influe très fortement sur les processus de diffusion surfaciques mis en jeu. Par ailleurs, elle manque de souplesse pour la définition de la hauteur du ruban à enterrer. La figure 3.6 montre les deux approches.

3.2.3.2 Intégration actif-passif par SAG : exemple

Un masque similaire à la figure 3.5 peut être dessiné pour l'intégration en une seule étape d'un composant actif à puits quantiques (laser, amplificateur ou modulateur) et d'un guide passif. Le composant actif est fabriqué entre les deux bandes diélectriques où les

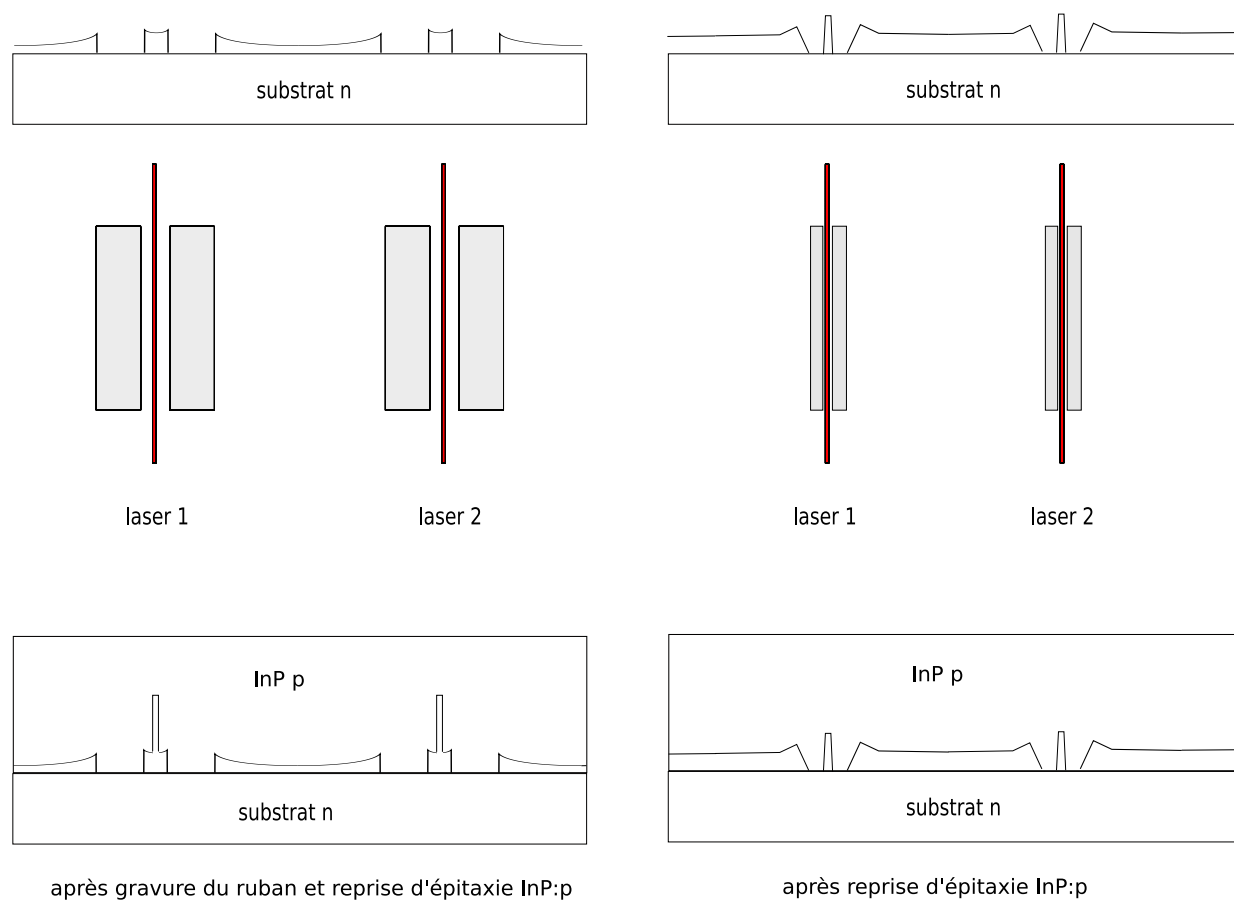


Fig. 3.6 – Fabrication d’un laser à ruban enterré par croissance sélective. — gauche, les dimensions du masque SAG sont grandes ($W_m, W_o > 10 \mu\text{m}$) et le ruban est gravé au centre entre les deux bandes. — droite, l’ouverture entre les deux bandes définit directement le ruban laser et aucune gravure n’est nécessaire.

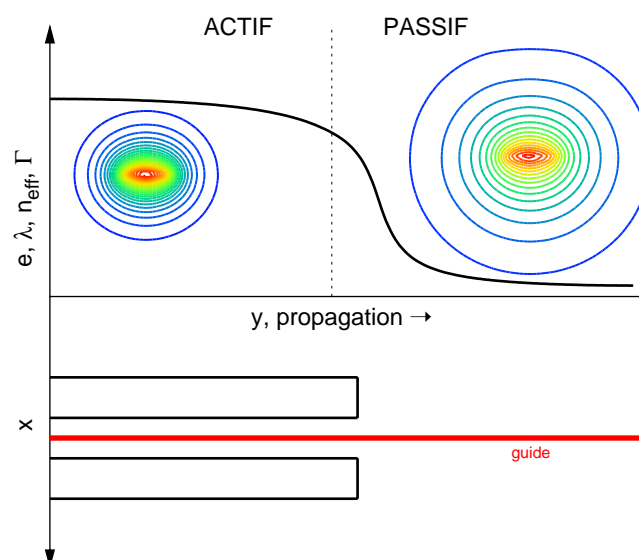


Fig. 3.7 – Principe du taper SAG : la diminution de l'épaisseur e et de la longueur d'onde λ en sortie du masque SAG (zone passive) induit une diminution de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé et de son facteur de confinement Γ .

épaisseurs des puits quantiques sont les plus larges et le guide passif est réalisé en dehors du masque où les épaisseurs sont les plus faibles. La variation longitudinale d'épaisseur (Fig. 3.5), intrinsèque à la croissance sélective, entraîne une variation continue de gap entre les sections actives et passives. Dans le guide passif, le mode se propage dans une zone de faible absorption, ce qui diminue fortement les pertes du composant intégré. La diminution de l'épaisseur couplée à l'augmentation du gap entraîne également une diminution de l'indice effectif du mode optique et, par conséquent, une réduction de son facteur de confinement Γ (Fig. 3.7). La SAG peut donc être utilisée pour adapter le mode propre du guide au mode propre de la fibre optique en le déconfinant continûment. En sortie de puce, la divergence du mode pourra ainsi être très réduite. Cet effet est très recherché dans l'intégration des composants optoélectroniques car il permet de relâcher très fortement les tolérances de couplage entre la fibre et le composant notamment pour la mise en module. Dans la littérature, cet adaptateur de mode est souvent nommé "taper" ce qui signifie biseau et schématise cette décroissance continue de l'indice effectif du mode propre. La première réalisation de ce type de taper par croissance sélective a été publiée en 1992 par Deri *et al.* [82].

3.2.3.3 Etat de l'art : intégrations optoélectroniques par SAG

L'intégration optoélectronique par SAG est un sujet largement détaillé dans la littérature. Le tableau 3.2 présente chronologiquement plusieurs études et avancées de références dans le domaine. Il met en avant le type d'intégration, le matériau utilisé et les

résultats marquants obtenus. R. Azoulay *et al.* [83] du CNET de Bagneux sont les premiers à associer épitaxie sélective et intégration optoélectronique en 1981, pour les matériaux GaAs/GaAlAs. Le travail de Takahashi *et al.* [84] en 1984 est mentionné davantage pour le côté anecdotique. Dans ce travail, les auteurs étudient la sélectivité de l'épitaxie pour le système GaAs/GaAlAs. Dans le cas de GaAlAs, la non sélectivité entraîne un dépôt polycristallin sur le masque SiO₂ mis à profit pour enterrer le ruban laser. Outre le travail de Deri *et al.* [82] cité ci-dessus, nous retiendrons en particulier le nombre de résultats marquants de la NEC au Japon. La croissance directe du ruban laser entre les deux bandes SAG ($W_o = 2 \mu\text{m}$) simplifie grandement la technologie d'intégration [85]. L'utilisation de la SAG pulsée est également un résultat intéressant. Dans cette technique de croissance, les flux d'éléments III sont pulsés et les flux d'éléments V sont constants. NEC³ montre ainsi une amélioration de la qualité cristalline et des interfaces puits-barrières ayant pour conséquence une réduction du courant de seuil laser [87]. D'autres équipes ont également couplé la SAG à d'autres méthodes d'intégration comme le couplage évanescent [59] ou l'intermixing [88]. Il est également à noter la très faible proportion de résultats composants fabriqués par SAG avec des matériaux AlGaInAs (1 papier AlGaInAs pour 11 papiers GaInAsP dans notre sélection). Plusieurs raisons historiques dans le développement technologique de la filière aluminium sont à l'origine de cette faible proportion. La pureté des matériaux AlGaInAs a par exemple été sujet de nombreuses discussions. En effet, pendant longtemps, les matériaux AlGaInAs présentaient des résiduels d'oxygène beaucoup plus importants que les matériaux GaInAsP. Ceci était dû en particulier à la pureté du précurseur TMAI. D'autre part, des questions en terme de fiabilité de composants (durée de vie notamment) se sont également posées. Aujourd'hui, ces différents points sont résolus et le matériau AlGaInAs est revisité pour des applications industrielles. Certains grands laboratoires (Lucent technologies, NEC) ont compris dans les années 2000 le fort potentiel de ce matériau et ont travaillé sur son industrialisation. Concernant l'épitaxie sélective AlGaInAs avec des applications composants, la littérature reste cependant très pauvre. Ce contexte justifie l'importance et l'originalité de l'étude que nous avons menée ces dernières années au laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab [89,90].

3.2.3.4 Autre application : la nano-SAG

La nano-SAG est une technique de croissance sélective à l'échelle nanométrique. Bien que les applications soient très différentes de l'intégration optoélectronique, le principe de croissance est très similaire à la SAG. Un substrat est partiellement masqué par des zones de diélectrique afin de localiser la croissance dans des ouvertures à l'échelle nanométrique (10-100 nm). Dans les nano-ouvertures, la nucléation des couches épitaxiées prend la forme d'îlots dont un des intérêts principaux est le caractère tri-dimensionnel. En effet,

³Pour plus de détails concernant l'approche originale de la NEC, on pourra également se référer à un chapitre concernant la SAG co-écrit par T. Sasaki et K. Kudo dans l'ouvrage WDM technologies [86].

Référence	Laboratoire	Année	Composant	Matériau	Résultats Marquants
Azoulay <i>et al.</i> [83]	CNET, France	1981	laser	Bulk GaAs-GaAlAs	Premier papier associant épitaxie sélective et intégration optoélectronique
Takahashi <i>et al.</i> [84]	NIT, Japon	1984	laser enterré	Bulk GaAs-GaAlAs	Utilisation non sélectivité GaAlAs sur SiO ₂ pour enterrer la structure
Deri <i>et al.</i> [82]	Bellcore, USA	1992	diode laser et adaptateur de mode	Bulk et MQW GaInAsP	Décalage de gap actif-passif; diminution divergence et pertes par propagation
Aoki <i>et al.</i> [91]	Hitachi, Japon	1993	DFB-EAM 10 Gb/s 1.55 μ m	MQW GaInAsP	Décalage de gap EAM et DFB, structure enterrée
Kitamura <i>et al.</i> [85]	NEC, Japon	1994	barette 4 SOA 1.3 μ m	Bulk GaInAsP	Ruban laser directement traité entre les bandes SAG (pas de gravure).
Delprat <i>et al.</i> [92]	CNET, France	1997	laser DBR et EAM 20 Gb/s	MQW GaInAsP	3 zones de gaps : DBR, miroir de Bragg et EAM
Sakata <i>et al.</i> [87]	NEC, Japon	1999	laser enterré FP 1.3 μ m	MQW GaInAsP	SAG pulsée : pulse sur les flux d'élément III pour amélioration qualité cristalline et interfaces puits/barrières
Kim <i>et al.</i> [93]	Samsung, Corée	1999	SOA taper	Bulk GaInAsP	Double taper : vertical (par SAG) et latéral
Johnson <i>et al.</i> [59]	Bell Labs, USA	2000	EAM-SOA 2.5 Gb/s double taper	MQW GaInAsP	Décalage gap EAM et SOA par SAG et taper par couplage évanescent
Van Caenegem <i>et al.</i> [94]	IMEC, Belgique	2001	barette SOA-AWG	MQW GaInAsP	PIC, intégration transversale 8 longueurs d'onde
Mason <i>et al.</i> [5]	Agere System, USA	2002	SOA-EAM 40 Gb/s double taper	MQW AlGaInAs	Décalage de gap actif-passif; Structure enterrée dans InP:Fe
Hatakeyawa <i>et al.</i> [95]	NEC, Japon	2002	barette 8 DFB MMI SOA	MQW GaInAsP	Démonstration PIC DWDM bandes S-C-L
Kawakita <i>et al.</i> [96]	DEEE, Japon	2004	AWG	MQW GaInAsP	Déphasage entre branches AWG par SAG
Hou <i>et al.</i> [88]	NRCOT, Chine	2005	EAM-SOA taper	MQW GaInAsP	Décalage de gap EAM et SOA. Taper par QWI

Tab. 3.2 – Etat de l'art des principaux composants intégrés par SAG. Le tableau met en avant les avancées technologiques de la croissance sélective, le type de matériau utilisé et la complexité des schémas d'intégration.

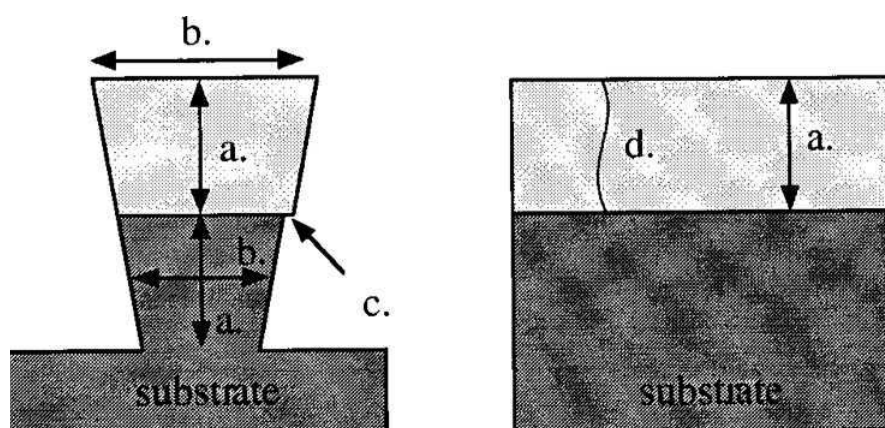


Fig. 3.8 – Comparaison de la croissance 3D nano-SAG (à gauche) avec la croissance conventionnelle 1D (à droite). Dans le cas de la nano SAG, les déformations verticales (a) et latérales (b) sont possibles, contrairement à l'épithaxie sur substrat conventionnel où le cristal ne peut se déformer que verticalement (a). La propagation des dislocation dans le cas de la nano-SAG est également limitée (c) par rapport au cas 1D (d). D'après la référence [97].

dans l'épithaxie "planar", les matériaux contraints ne peuvent se déformer que selon leur axe de croissance car le paramètre de maille dans le plan est imposé par le substrat, on parle ainsi de croissance 1D. Dans le cas de la nano-SAG, les déformations latérales et verticales sont autorisées, ce qui permet de diminuer très largement l'énergie de contrainte et ainsi augmenter l'épaisseur critique. De plus, si des dislocations émergent dans les îlots, elles se propageront en général le long d'un plan de glissement jusqu'à une extrémité de l'îlot et seront ainsi bloquées [97]. Dans le cas 1D en revanche, une dislocation qui se propage atteint forcément le bord de l'échantillon. Ces différents points sont illustrés sur la figure 3.8 extraite de la référence [97].

L'application principale de la nano-SAG est l'hétéroépithaxie qui consiste à faire croître des couches avec des désaccords de maille très importants par rapport au substrat. L'idée d'hétéroépithaxie en utilisant la nano-SAG a été proposée pour la première fois en 1986 par Luryi et Suhir [98] chez Bell-Labs. Leurs travaux théoriques portaient sur l'hétéroépithaxie de $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$. En particulier, ils ont mené une étude théorique sur la dépendance de l'épaisseur critique déposée en fonction de la taille des nano-ouvertures et de la composition en Germanium (x). Ces dernières années, la nano-SAG a également fait l'objet de nombreux travaux sur l'hétéroépithaxie des matériaux III-N [99–101]. Zubia *et al.* [102] démontrent par exemple la possibilité d'épithaxier dans le régime de la nano-SAG du GaN sur Silicium (désaccord de maille 20 %).

La nano-SAG est également très utilisée pour de nombreuses applications nanophotoniques. Les boîtes quantiques en nano-SAG ont des applications dans les domaines des micros cavités à cristaux photoniques [103] ou encore les sources à un photon [104]. Les nanofils peuvent également être fabriqués avec un masque SAG prédéfini et les principales applications sont les diodes électroluminescentes, les capteurs chimiques ...

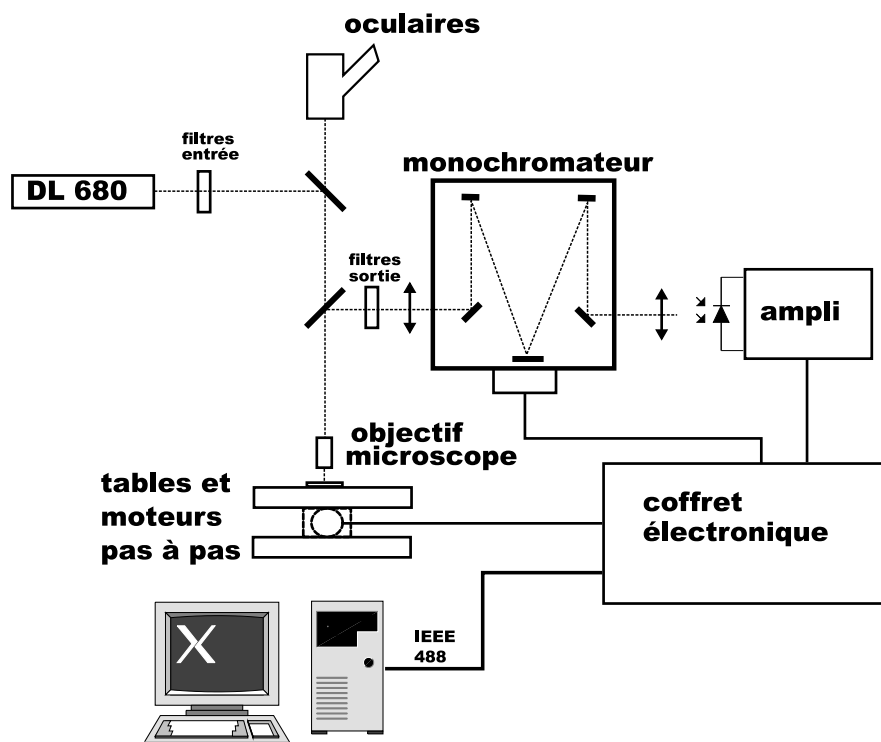


Fig. 3.9 – Schéma de principe du banc de μ -photoluminescence Scantek.

3.3 Techniques de micro-caractérisation

Différents moyens de caractérisation matériau ont été mis en oeuvre pour déterminer le gap, les contraintes, les dopages ou examiner les propriétés cristallines et électriques des couches épitaxiées. Ces différents outils standards sont la photoluminescence (PL), la double diffraction de rayons X à haute résolution (HRXRD), l'effet Hall, le SIMS (*secondary ion mass spectroscopy*) ou encore les mesures C-V électrochimiques et sont utilisés de manière routinière par les épitaxieurs sur des couches planars (*i.e.* avec des compositions et épaisseurs homogènes sur tout le substrat). L'objet de cette partie n'est pas de rappeler le fonctionnement de ces diverses méthodes bien connues. L'intérêt est ici focalisé sur des techniques de micro-caractérisation avec une résolution spatiale suffisante pour évaluer les propriétés et la qualité des couches déposées par croissance sélective.

3.3.1 Micro-photoluminescence

La technique de micro-photoluminescence permet d'étudier les variations de gap autour du masque. La figure 3.9 présente le schéma du banc de mesure qui est un équipement fabriqué par l'ancienne société Scantek. La lumière issue d'une diode laser à 680 nm est focalisée sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope (grossissement $\times 5$, $\times 10$ ou $\times 20$). La mise au point avec le plus large grossissement ($\times 20$) offre une taille de spot avoisinant $2 \mu\text{m}$, tout à fait compatible avec les motifs SAG observés. La puissance du laser focalisé est de l'ordre de 24 mW. Le signal de luminescence est récupéré à travers

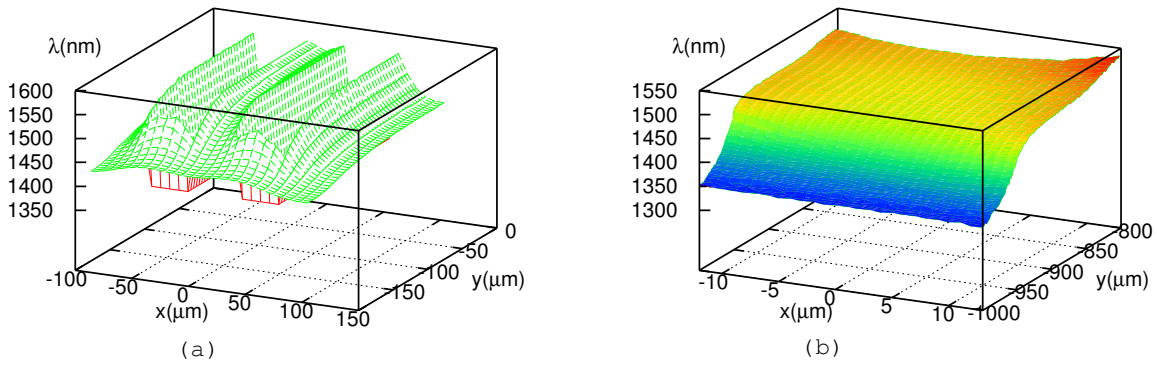


Fig. 3.10 – Cartographies spectrales en μ -PL : (a) au voisinage du masque SAG, résolution spatiale de $8 \mu\text{m}$; (b) mesure dans l'ouverture SAG, résolution spatiale de $1 \mu\text{m}$.

un monochromateur Jobin-Yvon HR250 et détecté par une photodiode GaInAs coupant à 1600 nm . Pour les longueurs d'onde supérieures à 1600 nm , un détecteur GaInAs étendu refroidi à l'azote liquide est utilisé. Sa coupure spectrale est environ à 1900 nm . Le banc de mesure est également équipé d'un cryostat refroidi à l'azote liquide permettant de descendre en température jusqu'à 77K . Le support sur lequel est positionné l'échantillon est monté sur une table motorisée avec des déplacements pas à pas. La précision des moteurs permet de réaliser des pas de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$. La figure 3.10 montre deux cartographies spectrales mesurées au voisinage des deux bandes SAG. Pour chacun des points d'acquisition, le logiciel extrait la longueur d'onde d'émission correspondant au maximum du pic de photoluminescence. En (a), la résolution spatiale est de $5 \mu\text{m}$ et en (b), elle est de $1 \mu\text{m}$. Les mesures sont effectuées au voisinage des deux bandes SAG. La largeur des bandes est $W_m = 50 \mu\text{m}$ et l'ouverture entre ces bandes est $W_o = 40 \mu\text{m}$. L'échantillon cartographié est une structure à puits quantiques AlGaInAs. On remarque qu'au voisinage du diélectrique, la longueur d'onde augmente, ce qui est en accord avec une augmentation des épaisseurs des puits quantiques induisant une diminution des énergies de confinement quantique. En (a), la résolution spatiale est moyenne mais cette mesure a l'intérêt de montrer la luminescence de la zone SAG dans son ensemble. En (b), la grande résolution spatiale montre très précisément la variation du gap dans l'ouverture entre les deux masques.

3.3.2 Interférométrie optique

La profilométrie à contact est une méthode de mesure largement répandue et utilisée pour mesurer des dénivelés d'épaisseur. Cette technique peut difficilement être appliquée pour les mesures de profils d'épaisseur SAG à cause de sa faible résolution latérale ($\approx 5 \mu\text{m}$), due à la taille de la pointe. C'est pourquoi, dans ce travail, nous avons choisi une méthode alternative qui est l'interférométrie optique. Cette technique permet une mesure

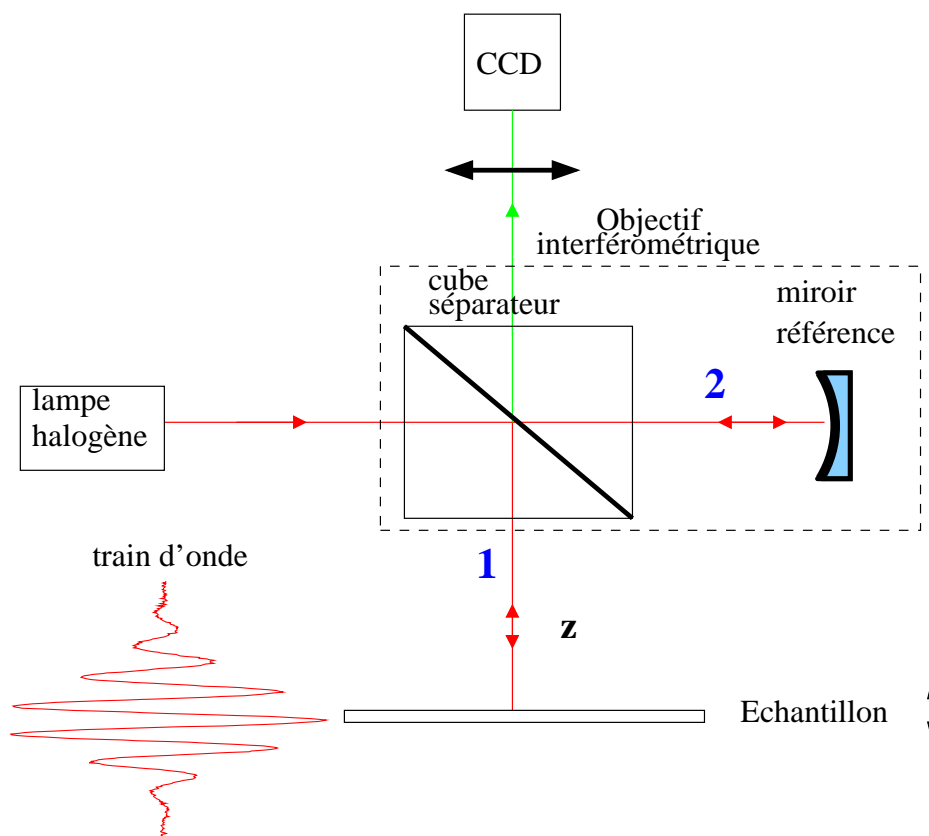


Fig. 3.11 – Schéma de principe de la mesure interférométrique. Le banc est constitué d'une source blanche halogène, d'un objectif de microscope interférométrique, d'un plateau avec déplacements piézoélectriques en z et d'une caméra CCD.

de la topographie de surface rapide, non destructive et sans contact. Le principe de base est l'interférence en lumière blanche type Michelson. Un faisceau de lumière blanche est séparé en deux par une lame séparatrice dans un objectif interférométrique (*cf.* schéma de principe 3.11). Une partie du faisceau est réfléchi sur un miroir de référence et l'autre partie sur un deuxième miroir qui est l'échantillon. Ce dernier doit avoir sur toute sa surface une bonne réflectivité ($> 1\%$) c'est pourquoi, dans le cas de la SAG, il est nécessaire de graver le masque diélectrique avant la mesure. Les deux faisceaux interfèrent pour former un système de franges visualisé par une caméra CCD. Un léger tilt peut être appliqué sur le miroir de référence permettant de modifier l'orientation et le nombre de franges d'interférences.

A ce stade, deux types de mesures sont envisageables : la microscopie à décalage de phase et la microscopie à glissement de franges. Le choix entre ces deux techniques dépend principalement des dénivelés de la surface à analyser. La technique à décalage de phase utilise de la lumière monochromatique obtenue en filtrant la lumière blanche. L'image de l'échantillon avec les franges d'interférence est numérisée en niveaux de gris par la CCD pour différentes positions z . Pour chacune de ces positions, le logiciel peut calculer le déphasage ϕ entre les rayons 1 et 2 (*cf.* Fig. 3.11). L'algorithme de décalage de phase peut intégrer de 1 à 128 images (augmenter le nombre d'images peut être

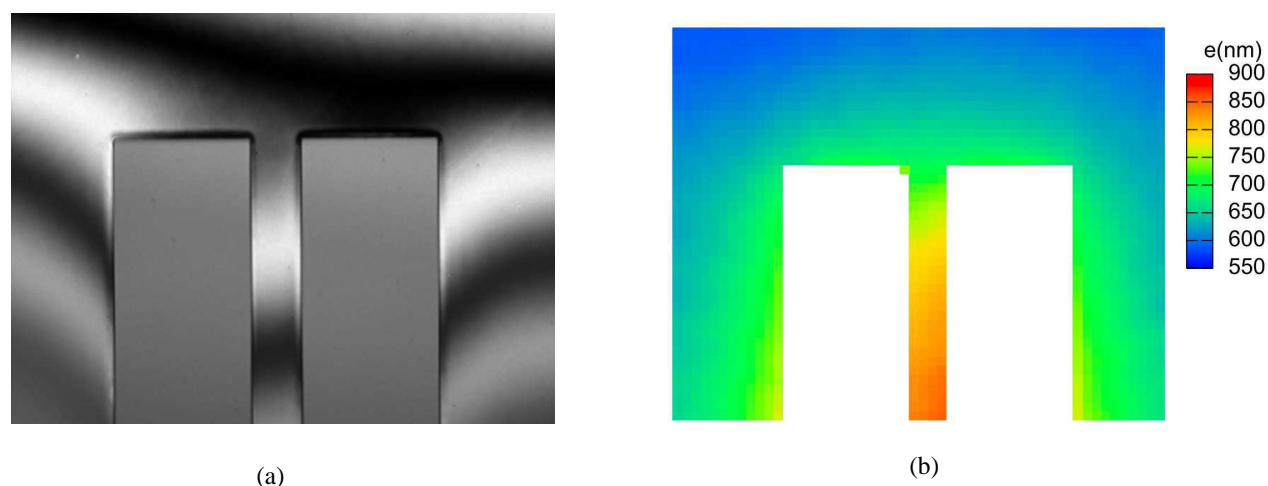


Fig. 3.12 – Mesures interférométriques : (a) visualisation des franges d’interférence et du motif SAG par la CCD ; (b) topographie d’épaisseur.

intéressant pour diminuer le bruit de la CCD). En analysant les niveaux de gris des images intégrées, le logiciel peut déduire une cartographie d’épaisseur de l’échantillon analysé. Le décalage de phase est adapté surtout pour les surfaces continues et permet d’atteindre des résolutions verticales de l’ordre de 0.1 nm. Dans le cas des topologies liées à la croissance sélective, les grandes discontinuités entre les couches déposées et l’empreinte laissée par le masque sont problématiques pour ce type de mesures. La microscopie à glissement de franges est quelque peu différente et mieux adaptée aux profils SAG. La frange centrale du train d’onde a une amplitude nettement supérieure aux autres franges et est utilisée comme un plan sonde. L’échantillon est déplacé pas à pas en z en appliquant une tension sur le piézoélectrique. Des déplacements pas à pas de 10 nm sont possibles avec cet équipement. Chaque image est analysée par le logiciel de traitement qui retrouve pour chaque pixel l’altitude z correspondant au maximum d’intensité. La mesure interférométrique en glissement de frange a également une très bonne résolution verticale (≈ 1 nm). Pour les deux techniques, la résolution latérale est du même ordre de grandeur que les objectifs de microscopes standards (limite de diffraction $\approx 0.5 - 0.8 \mu\text{m}$). Le banc de mesure dont nous disposons est manufacturé par la société Fogale. Les caractéristiques techniques de l’équipement sont les suivantes : lampe halogène, objectifs Leica $\times 5$, $\times 10$, $\times 20$ ou $\times 40$ et caméra CCD (767 \times 580 pixels).

3.3.3 Observations au microscope électronique à transmission

3.3.3.1 Préparation des échantillons par faisceau d’ions focalisés

En microscopie électronique à transmission (MET), l’échantillon analysé doit être très fortement aminci afin d’avoir une bonne transparence aux électrons. En général, pour des structures planes homogènes, l’amincissement se fait par polissage mécano-chimique au brome-méthanol. Dans le cas des profils SAG, la préparation est plus délicate car il

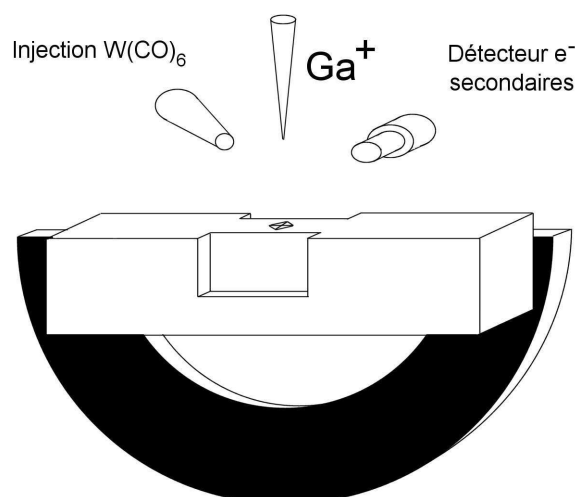


Fig. 3.13 – Schéma d'installation d'un échantillon pour amincissement par FIB. Le barreau pré-aminci est collé sur une demi-rondelle MET puis aminci par FIB. D'après la référence [106].

est nécessaire d'amincir une zone très précise de l'échantillon. Pour cela, la technique utilisée est la gravure par faisceau d'ions focalisés (FIB). La FIB est une technique de microgravure et microdépôt utilisée entre autres dans l'industrie des circuits intégrés. Elle permet, par exemple, de réparer des contacts défectueux ou encore de modifier un composant. La technique est également entrevue comme un candidat potentiel permettant la fabrication de micro-composants et micro-structures demandant à la fois une grande qualité et une grande précision [105]. La FIB permet d'avoir une très grande résolution et contrairement aux techniques de lithographie optique ou e-beam, aucun masque de gravure n'est nécessaire. La gravure utilise une source d'ions permettant d'atteindre la surface avec une densité d'énergie bien plus grande que les photons ou les électrons. Elle permet donc de graver une grande variété de matériaux (métaux, semiconducteurs, céramiques).

La technique FIB est ici utilisée pour la préparation de lames MET [106]. L'équipement est localisé dans les laboratoires du centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM) à Orsay. La colonne FIB produit un faisceau d'ions focalisés par couplage d'une source d'ions à métal liquide (ions Ga^+) et d'un dispositif de focalisation et balayage du faisceau d'ions. Le faisceau d'ions est extrait à une énergie de 30 keV. Le courant d'émission varie de 1 pA à 20 nA et est ajusté en fonction de la précision de la gravure. La taille du spot peut atteindre 18 nm. Un système d'acquisition des ions secondaires émis par la matière irradiée permet d'obtenir des images. Cette méthode de visualisation peut cependant endommager l'échantillon surtout pour les forts courants. C'est pourquoi, l'appareil est également équipé d'une colonne électronique permettant une imagerie fine exactement comme dans un microscope électronique à balayage (MEB). Avant amincissement, un dépôt de protection métallique (par exemple du platine) de

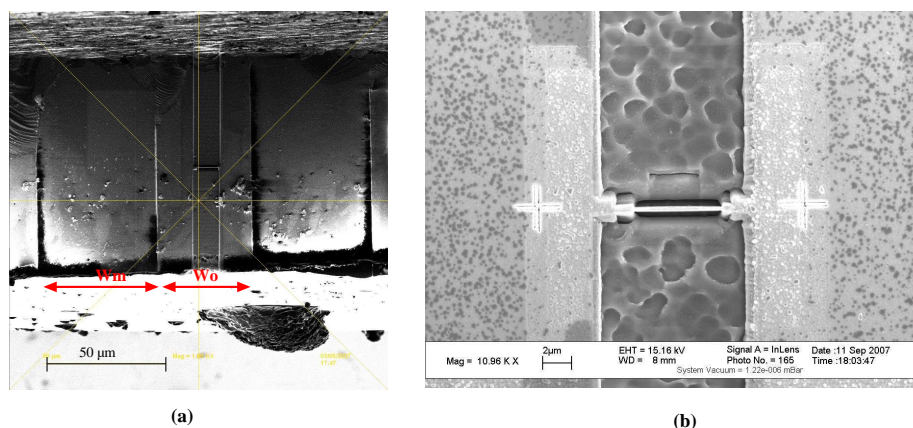


Fig. 3.14 – Images MEB de la lame gravée par FIB : (a) vue tiltée en grossissement $\times 1300$; (b) vue de dessus en grossissement $\times 11000$.

l'ordre de 100 nm est déposé sur tout l'échantillon. Ce dépôt permet de protéger la surface de la zone qui nous intéresse. L'amincissement est fait en deux étapes. Un premier amincissement grossier par polissage mécanique permet d'obtenir un barreau de l'ordre d'une centaine de microns. Le barreau pré-aminci est collé à l'araldite sur une demi-rondelle MET (*cf.* Fig. 3.13). L'échantillon positionné sur la demi-rondelle est ensuite aminci par la FIB. Le temps de gravure est assez long (à peu près 3-4 h) et dépend principalement du courant d'émission. Pour l'InP, la vitesse d'abrasion déterminée expérimentalement est de l'ordre de $1.5 \mu\text{m}^3/\text{s/nA}$ (pour une tension d'extraction de 30 keV). En début de gravure, une forte valeur de courant peut être choisie afin de creuser grossièrement une large tranchée de part et d'autre de la future lame. La finition de la gravure est plus délicate et se fait à très faible courant. Cette étape de finition est particulièrement délicate du fait de la très faible épaisseur de la lame. Un des problèmes de la FIB pour la préparation de lames MET concerne l'amorphisation de la surface qui est typiquement de l'ordre d'une vingtaine de nanomètres. Ce caractère amorphe peut être limitant pour l'analyse chimique de l'échantillon. Le tilt de l'échantillon en fin de gravure peut cependant réduire ce problème [107]. Ce tilt est d'autant plus intéressant qu'il permet également d'homogénéiser l'épaisseur de la lame. Pour l'observation au MET, la lame finale doit être transparente aux électrons c'est-à-dire de l'ordre de 100 nm. La figure 3.14 montre deux images MEB de la lame en fin de gravure. La lame est gravée dans l'ouverture W_o entre les deux bandes diélectriques de largeur W_m [*cf.* Fig. 3.14(a)]. Sa largeur est de $10 \mu\text{m}$ et la profondeur des tranchées de part et d'autre est de l'ordre de $15 \mu\text{m}$. Ces dimensions sont nécessaires afin de pouvoir tilter l'échantillon lors de l'observation MET.

3.3.3.2 Observation des échantillons au MET

L'échantillon aminci est observé au MET. Le microscope utilisé est un modèle Philips CM20 - super Twin localisé au Laboratoire des Photoniques et Nanostructures (LPN)

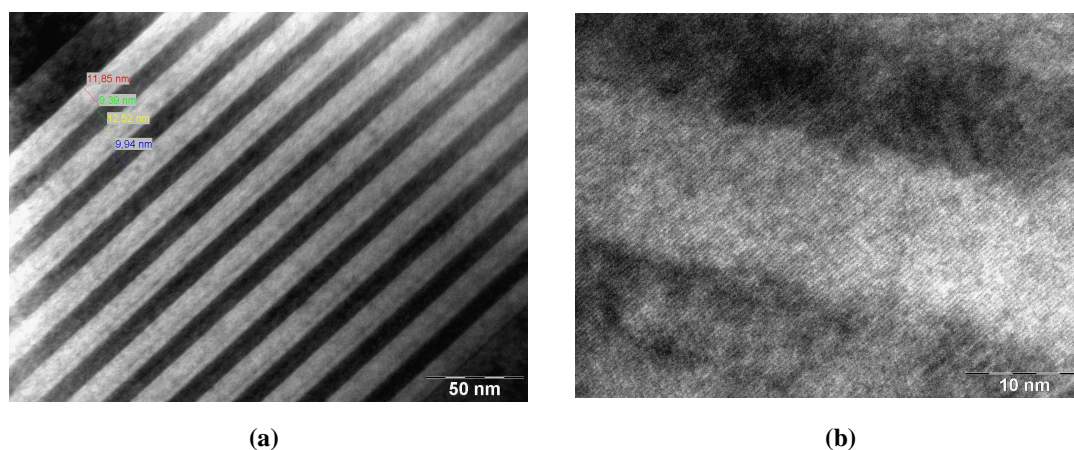


Fig. 3.15 – Clichés MET d’un empilement de puits quantiques AlGaInAs entre deux bandes SAG ; (a) image en champ sombre avec la tâche (002) en condition de Bragg ; (b) image haute résolution montrant les plans atomiques (111).

à Marcoussis. La résolution de l’appareil est de 2.3 Å. L’échantillon observé est un empilement de puits quantiques AlGaInAs. Le but de la caractérisation est de mesurer précisément la période de l’empilement. La figure 3.15 (a) montre une image MET en champ sombre avec la tâche (002) en conditions de Bragg. L’image montre très précisément l’empilement de puits/barrières et donne un moyen très efficace de remonter aux épaisseurs des couches SAG. L’image est un peu floue à cause de l’amorphisation de la surface lié à l’usinage FIB. La figure 3.15 (b) montre une image haute résolution obtenue en alignant le faisceau d’électron à l’axe de zone (100). La haute résolution permet de visualiser les colonnes atomiques. Dans cet exemple, on observe très clairement les plans (111).

3.3.4 Micro-diffraction X à haute résolution

La micro-diffraction X à haute résolution (μ -HRXRD) est la technique idéale pour compléter les mesures de micro-photoluminescence car elle permet de remonter aux contraintes à l’échelle micro-métrique. Sa mise en oeuvre est cependant délicate puisqu’elle nécessite un rayonnement synchrotron. Aucune mesure μ -HRXRD n’a été réalisée pour ce travail de thèse. Outre le rayonnement synchrotron, la μ -HRXRD demande un appareillage optique sophistiqué afin de focaliser au maximum le rayonnement X tout en gardant une bonne résolution angulaire.

Dans le régime de la croissance sélective, Alam *et al.* sont les premiers à avoir utilisé la technique μ -HRXRD pour analyser les variations de contraintes sur des alliages GaInAsP [108]. Sirenko *et al.* ont étudié les variations de contraintes et périodes de multi-puits quantiques AlGaInAs et GaInAsP pour des ouvertures SAG standards [109], mais aussi pour des ouvertures beaucoup plus petites de l’ordre de 2 μm [110]. Dans leur étude, le système de focalisation des rayons X est un constitué d’un ensemble de lentilles de Fresnel (*zone plate*) permettant d’obtenir une taille de spot avoisinant 0.2 μm [110]. La figure

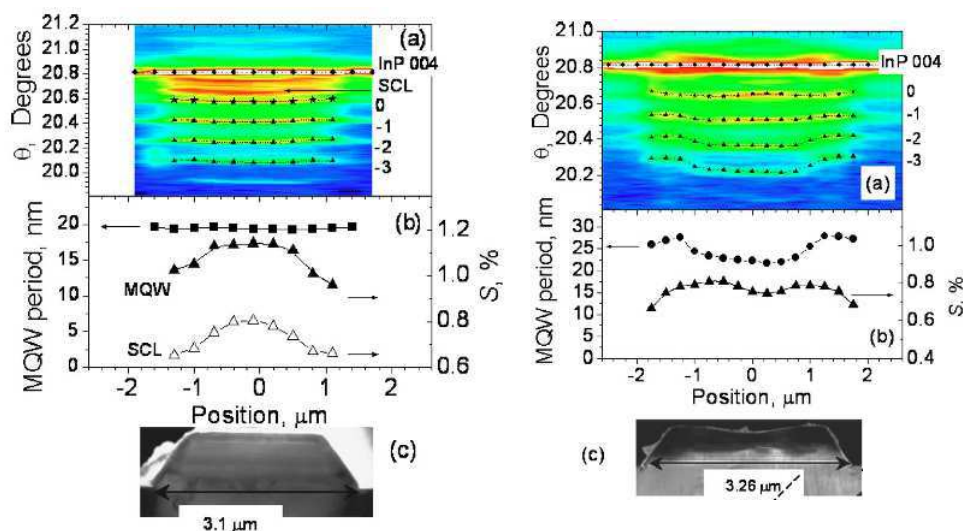


Fig. 3.16 – Analyse μ -HRXRD dans une ouverture SAG de $3 \mu\text{m}$ pour les matériaux AlGaInAs (—gauche) et GaInAsP (—droite) : (a) cartographie d'intensité de diffraction ; (b) contraintes puits/barrières et période du multi-puits quantique ; (c) cliché MET de la zone analysée. D'après la référence [110].

3.16 montre une mesure μ -HRXRD extraite de la référence [110]. L'analyse est menée dans une ouverture entre deux bandes SAG séparées de $3 \mu\text{m}$ pour un empilement de 9 puits quantiques à base de AlGaInAs (—gauche) et à base de GaInAsP (—droite). En (a), une cartographie d'intensité de diffraction est présentée pour différentes positions à travers l'ouverture SAG. En (b), la période du multi-puits quantique ainsi que les contraintes des puits et des barrières sont déduites. En (c), une image au MET montre la coupe analysée.

3.4 Etude expérimentale et simulation de la croissance sélective en MOVPE dans le système AlGaInAs

Le système de matériau III-V envisagé dans cette étude est la famille AlGaInAs. Les intérêts de ce matériau en terme de performances composants ne sont plus à démontrer et ont fait l'objet de nombreuses études. Cependant, dans le régime de la croissance sélective, le matériau AlGaInAs a été peu étudié [109–112] en comparaison avec la famille GaInAsP [81, 108, 113–116]. Dans cette partie, nous étudions la croissance sélective pour le système AlGaInAs. En particulier, un modèle de calcul reposant sur les équations de la diffusion est développé afin de prédire les variations de composition et épaisseurs des alliages AlGaInAs dans le régime de la croissance sélective. Le modèle est également étendu aux structures plus complexes formées d'empilements de puits quantiques.

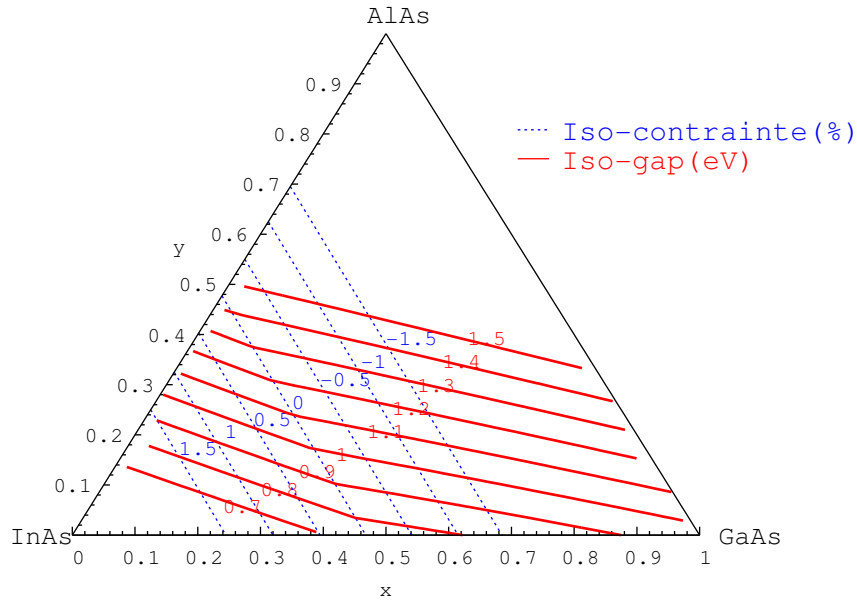


Fig. 3.17 – Triangle des compositions de la famille $\text{Al}_y\text{Ga}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ avec lignes d'iso-contraintes et d'iso-gaps.

3.4.1 Système AlGaInAs

Le système de matériau AlGaInAs présente de nombreux intérêts pour les nouvelles générations de composants opto-électroniques bas coûts. Ceci est dû à plusieurs raisons. La première est la valeur de la discontinuité des bandes de valence et conduction à l'interface AlGaInAs/AlGaInAs. Généralement, cette discontinuité est exprimée à l'aide du paramètre de Dingle Q (*cf.* Eq. 1.20). Dans le cas de la famille AlGaInAs, on a $Q \approx 0.7$. Cette forte valeur est favorable à un fort confinement des électrons dans les structures à base de puits quantiques et conduit à de meilleurs résultats en terme de gain et comportement en température comparés au système classique GaInAsP. A titre de comparaison, pour l'interface GaInAsP/GaInAsP, $Q \approx 0.4$. Le système AlGaInAs a également un très fort potentiel pour les photodiodes à avalanche. Il a été démontré que l'utilisation du matériau AlInAs en tant que zone d'avalanche était favorable à une grande sélectivité du phénomène d'ionisation. Cette sélectivité, mesurable par le rapport k des coefficients d'ionisation entre électrons et trous, induit des produits gain×bande passante très élevés et des propriétés en terme de bruit très intéressantes [117,118].

La famille AlGaInAs est souvent illustrée par son triangle de composition. Ce triangle, recalculé pour l'étude et présenté sur la figure 3.17, est construit à partir des trois binaires limites InAs, GaAs et AlAs. Les alliages ternaires AlInAs, GaInAs et GaAlAs sont représentés sur les côtés du triangle et l'alliage quaternaire correspond à l'intérieur du triangle. En théorie, toutes les compositions $\text{Al}_y\text{Ga}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ sont accessibles. Dans la pratique, le substrat impose son paramètre de maille et restreint les possibilités. Les lignes d'iso-contraintes représentées en pointillés sur la figure montrent les compositions

envisageables sur substrat InP, pour de très fines couches d'alliage. En particulier, sur la ligne 0 %, le quaternaire est épitaxié à l'accord de maille sur son substrat. Les ternaires $\text{Al}_{477}\text{In}_{523}\text{As}$ et $\text{Ga}_{468}\text{In}_{532}\text{As}$ sont aux limites de cette ligne. La composition quasi identique en indium (≈ 0.53) de ces deux ternaires limites implique toute une gamme de composition du quaternaire en accord avec InP. Cet ensemble de composition est généralement noté $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$. Sur un plan pratique, ce résultat est remarquable car il montre que la composition en indium impose la contrainte dans le matériau.

Les valeurs de gap de l'alliage $\text{Al}_y\text{Ga}_x\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ ajusté au paramètre de l'InP sont extrapolées à l'aide des gaps des deux ternaires $\text{Al}_{477}\text{In}_{523}\text{As}$ ($E_g = 1.45$ eV) et $\text{Ga}_{468}\text{In}_{532}\text{As}$ ($E_g = 0.75$ eV). La loi de variation en fonction de x et y prend en compte des effets du 2^è ordre (termes de "bowing")

$$E_g(x, y) = 0.36 + 0.629x + 1.9432y + 0.436x^2 + 0.7168y^2 + 1.159xy, \quad (3.2)$$

où E_g est le gap de l'alliage non contraint exprimé en meV à 300 K. Pour calculer le gap contraint, les formules 1.16 et 1.17 du chapitre 1 sont utilisées. Les potentiels de déformations a_c , a_v et b des alliages ternaires et quaternaires sont calculés par la loi de Vegard. Les valeurs d'iso-gap contraints, $\min(E_{g_{hh}}, E_{g_{lh}})$, sur InP sont présentées sur le triangle des compositions. Sur substrat InP, en faisant varier la contrainte de -1.5 % à 1.5 %, une large gamme de gap s'étendant de 0.7 eV à 1.5 eV est atteignable. La contrainte dans le matériau limite cependant les épaisseurs envisageables.

Les substrats InAs et GaAs peuvent également être utilisés. Le système GaAs/GaAlAs largement étudié par le passé tant sur un plan théorique qu'expérimental est remarquable du fait de la quasi-égalité des paramètres de mailles des binaires limites AlAs, GaAs. Toutes les compositions $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ sont ainsi réalisables sur substrat GaAs.

Pour cette étude, un grand nombre d'alliages binaires, ternaires et quaternaires du système AlGaInAs ont été épitaxiés adaptés sur différents substrats afin de paramétrer la croissance sélective.

3.4.2 Approche expérimentale

3.4.2.1 Sélectivité et matériau diélectrique

L'épitaxie est dite "sélective" si, après la croissance, aucun dépôt polycristallin n'est observé sur le diélectrique. Une observation au microscope optique suffit généralement à déterminer si ce critère de sélectivité est atteint. La sélectivité est essentielle pour la prédictibilité et la reproductibilité des croissances car les épaisseurs et la nature du dépôt sur le diélectrique sont tout à fait incontrôlables. Par conséquent, les épaisseurs déposées dans les ouvertures du masque sont également difficilement contrôlables. Afin d'éviter ces problèmes de non sélectivité, il est important de maîtriser la préparation technologique du

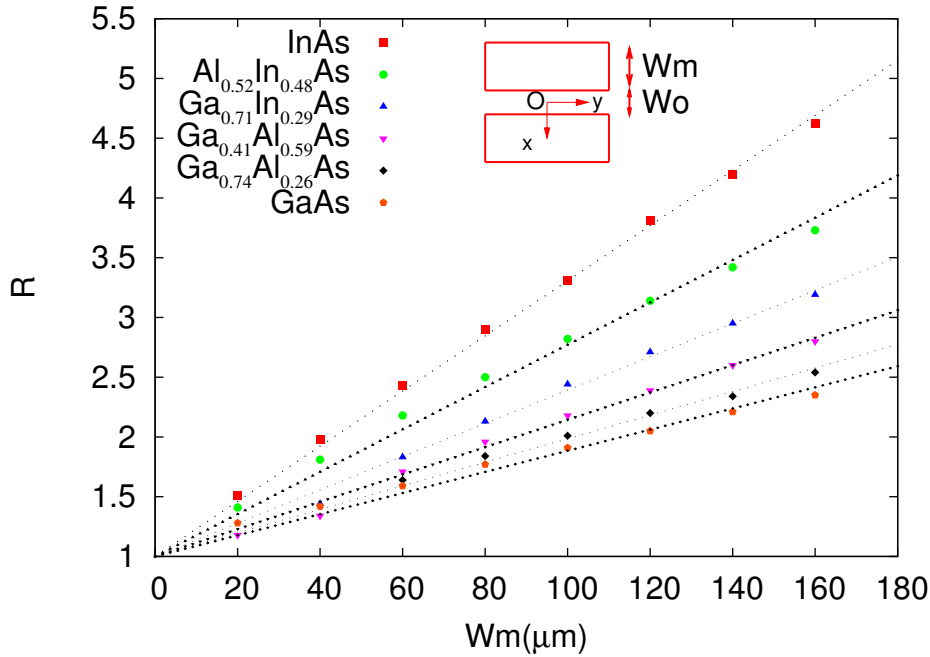


Fig. 3.18 – Ratio $R(0,0)$ pour différents alliages binaires et ternaires de la famille AlGaInAs en fonction de la largeur du masque Wm . L'ouverture entre les bandes et la longueur du masque sont respectivement $Wo = 20 \mu\text{m}$ et $Le = 900 \mu\text{m}$.

substrat avant épitaxie. La référence [119] reprend dans le détail ce procédé de préparation. La nature du diélectrique influe également sur la sélectivité [120, 121]. Par exemple, le matériau SiO_2 permet d'obtenir une meilleure sélectivité que SiN_x [91, 121]. Pour toutes les croissances présentées dans cette étude, le matériau diélectrique est SiO_2 et son épaisseur est de 400 nm.

3.4.2.2 Ratios d'épaisseur des alliages du système AlGaInAs

Nous comparons ici les alliages binaires, ternaires et quaternaires du système AlGaInAs épitaxiés sélectivement sur différents substrats orientés (001). Les ternaires AlInAs, GaInAs et le quaternaire AlGaInAs sont épitaxiés sur substrat InP, le ternaire GaAlAs sur substrat GaAs et les trois binaires limites InAs, GaAs et AlAs respectivement sur substrats InAs, GaAs et GaAs. Les conditions opératoires pour tous les échantillons sont : une température de croissance $T = 650 \text{ }^\circ\text{C}$, une pression dans le réacteur $p = 150 \text{ mbar}$ et une vitesse de croissance nominale $v = 0.1 \text{ nm/s}$ pour les binaires et $v = 0.2 \text{ nm/s}$ pour les ternaires et quaternaires [122, 123]. Ces conditions de croissance sont constantes (sauf mention) pour tous les échantillons étudiés dans ce travail. Ceci permet de faciliter la comparaison et l'extrapolation entre les différents alliages.

La figure 3.18 montre la variation de l'épaisseur déposée au point $0(0,0)$ en fonction de la largeur du masque Wm pour différents alliages binaires et ternaires. L'ouverture Wo est fixée à $20 \mu\text{m}$ et la longueur Le est très grande ($Le = 900 \mu\text{m}$). Les masques voisins sont éloignés (i.e. $Wx, Wy \gg Wm, Wo$ et Le) et leur influence est donc négligeable.

L'épaisseur est obtenue par mesure interférométrique et est normalisée par l'épaisseur de référence loin de toute perturbation du masque. Cette épaisseur normalisée est notée R . La variation $R(Wm)$ mesurée est linéaire et très dépendante de l'alliage considéré. Par exemple, en fixant $Wm = 140 \mu\text{m}$, le ratio d'épaisseur vaut $R = 2.2$ pour GaAs et $R = 4.2$ pour InAs. Les autres alliages de la famille sont situés entre ces deux binaires limites. Les compositions reportées sur la figure ont été déterminées par HRXRD sur des échantillons non masqués. Ces compositions de "référence" ont donc une grande influence sur R . En première approche, dans cette géométrie de masque au point O , l'apport d'indium augmente très fortement les vitesses de croissance (et donc R) par rapport au gallium et à l'aluminium.

3.4.3 Modèle de diffusion en phase vapeur

3.4.3.1 Les équations

Une approche simple et efficace pour modéliser la croissance sélective est l'utilisation d'un modèle de diffusion en phase vapeur (VPD, *vapor phase diffusion*) [81, 108]. On considère un flux laminaire et l'existence d'une couche stagnante en contact avec le substrat. Les espèces actives diffusent et sont incorporées à la surface du cristal semiconducteur. Pour l'instant, seule la diffusion en phase vapeur est considérée. L'effet de la diffusion de surface sur le masque et sur le cristal seront étudiées dans la partie 3.4.8. La loi de conservation de la masse dans le domaine $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ avec \mathbf{J} le flux qui satisfait à la loi de Fick, $\mathbf{J} = -D\nabla N$, se traduit par le Laplacien en trois dimensions avec N la concentration en espèces dans la phase vapeur :

$$D\nabla^2 N = 0. \quad (3.3)$$

Le problème⁴ est résolu avec les conditions aux limites suivantes. Sur le masque ($z = 0$), la sélectivité de l'épitaxie entraîne un flux de matière nul :

$$D \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (3.4)$$

Sur le cristal, le flux et la concentration à la paroi ($z = 0$) sont reliés par la condition mixte suivante :

$$D \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} = k_s N \Big|_{z=0}. \quad (3.5)$$

D est le coefficient de diffusion des espèces actives dans la phase vapeur exprimé en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et k_s est une constante de réaction⁵ dépendant de la réactivité des molécules à la

⁴Nous considérons ici le cas stationnaire. La loi de conservation générale doit en réalité s'écrire : $\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N$.

⁵La réaction est le "collage" des atomes sur le cristal qui peut s'exprimer selon la réaction chimique du 1^{er} ordre suivante : $N_{\text{libre}} \xrightarrow{k_s} N_{\text{collé}}$.

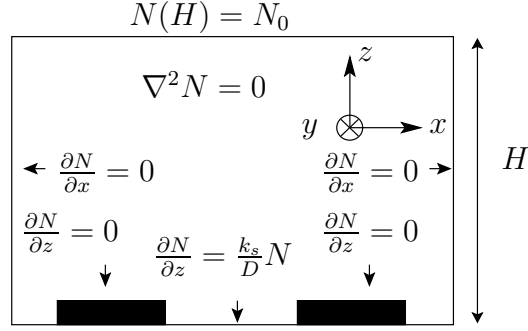


Fig. 3.19 – Schéma de la fenêtre de calcul et conditions aux limites dans le modèle en phase vapeur.

surface du cristal exprimée en m.s^{-1} . Mis à part la géométrie du masque, le paramètre (D/k_s) , homogène à une longueur, est le seul paramètre ajustable du modèle. (D/k_s) est généralement exprimé en microns et est assimilé à la longueur de diffusion des espèces dans la phase gazeuse. Au dessus de la couche stagnante d'épaisseur H , la concentration est constante $N(H) = N_0$ (source de diffusion infinie). Enfin, la périodicité du domaine entraîne $(\partial N/\partial x)_{z=0} = 0$ à gauche et à droite du domaine. La figure 3.19 reprend schématiquement ces différentes conditions aux limites. Sans masque, la solution est linéaire et on trouve rapidement :

$$N(z) = N_0 \frac{\frac{k_s z}{D} + 1}{\frac{k_s H}{D} + 1}. \quad (3.6)$$

Avec masque, il est nécessaire de passer par une approximation numérique.

3.4.3.2 Résolution numérique

La résolution du Laplacien dans le domaine masqué est faite numériquement. Différentes méthodes numériques ont été testées et validées : différences finies, éléments finis et transformation de Fourier (FFT). Un exemple de calcul 2D par différences finies est présenté sur la figure 3.20. Le champ de concentration N et le ratio R sont tracés. Le rapport R est ici donné par la formule :

$$R = \frac{N(x, 0)|_{z=0}}{N(0)}. \quad (3.7)$$

Tous les résultats de simulations présentés dans la suite du mémoire ont été obtenus par résolution FFT 3D. L'annexe C présente le principe de la méthode FFT et détaille l'implémentation des conditions aux limites ainsi que le schéma de relaxation. Dans la méthode FFT, on considère

$$n(x, y) = \int \int \hat{n}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (3.8)$$

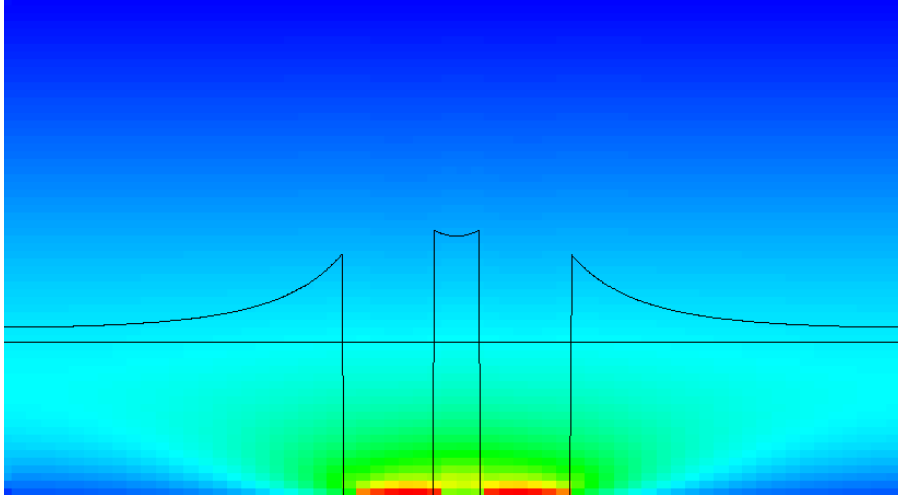


Fig. 3.20 – Ratio R (traits pleins) et champ de concentration $N(x, z)$ calculés par différences finies.

représentant la perturbation de la concentration donnée par 3.6, avec k_x et k_y les modes de Fourier. La concentration effective à la surface du cristal est donnée par :

$$N^{eff}(x, y) = N(0) + n(x, y). \quad (3.9)$$

$N^{eff}(x, y)$ dépend très fortement des dimensions géométriques W_m et W_o et de la taille de la cellule définie par W_x et W_y . La cellule de taille $W_x \times W_y$ est reproduite périodiquement. Cette périodicité est prise en compte par l'intermédiaire de la formule de Green-Ostrogradski (*cf.* annexe C).

3.4.4 Composés binaires : extraction de la longueur de diffusion des précurseurs de Al, Ga et In

3.4.4.1 Extraction du paramètre D/k_s

Le modèle VPD est dans un premier temps utilisé pour déterminer la longueur de diffusion des précurseurs de Al, Ga et In. Pour cela, les trois binaires AlAs, GaAs et InP⁶ sont analysés. Dans le calcul, le paramètre D/k_s est adapté dans chacun des trois cas afin de correspondre au mieux avec les profils d'épaisseur expérimentaux mesurés par interférométrie. La figure 3.21 montre l'ajustement entre profils mesurés et profils calculés. Les trois valeurs de D/k_s sont respectivement pour l'aluminium, le gallium et l'indium [123, 124] : $(D/k_s)_{Al} = 50 \mu\text{m}$, $(D/k_s)_{Ga} = 85 \mu\text{m}$ et $(D/k_s)_{In} = 10 \mu\text{m}$. Dans la suite, la notation R_{Al} , R_{Ga} et R_{In} sera adoptée pour désigner les ratios R des trois binaires AlAs, GaAs et InAs.

⁶L'alliage InAs sur substrat InAs a tout d'abord été analysé en tant que binaire limite du système AlGaInAs. Cependant, les conditions de croissance imposées n'étaient pas adaptées pour cet alliage, et de ce fait la morphologie surfacique était perturbée. L'InP a donc été préféré et a montré des résultats très comparables au binaire InAs.

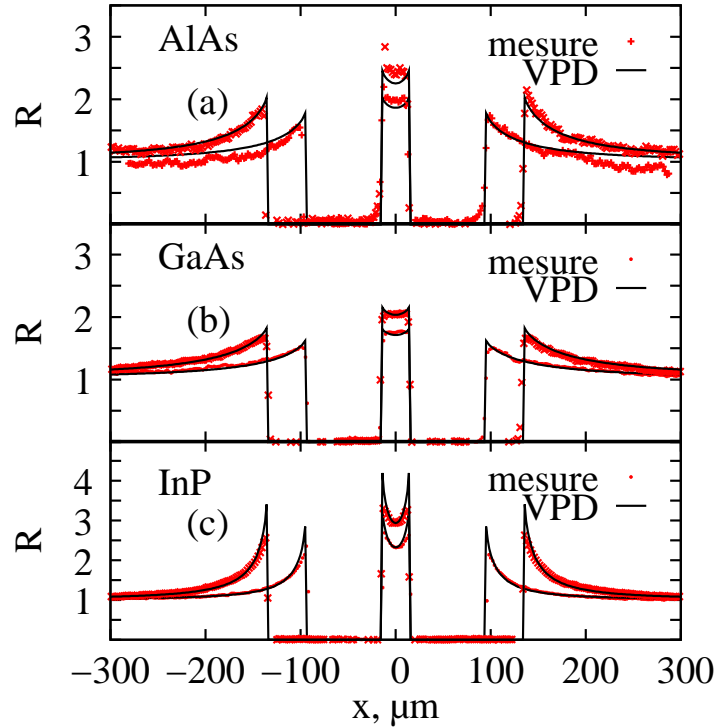


Fig. 3.21 – Ajustement des profils d'épaisseur (mesure interférométrique) avec le modèle VPD pour les alliages binaires : (a) AlAs ($D/k_s = 50 \mu\text{m}$), (b) GaAs ($D/k_s = 85 \mu\text{m}$), (c) InP ($D/k_s = 10 \mu\text{m}$) ; Deux largeurs de masque sont représentées, $Wm=80$ and $120 \mu\text{m}$; Les autres paramètres définissant le masque sont $Le = 800 \mu\text{m}$, $Wo = 30 \mu\text{m}$, $Wx = 900 \mu\text{m}$ et $Wy = 1400 \mu\text{m}$.

3.4.4.2 Longueurs de diffusion : comparaison avec la littérature

Les paramètres D/k_s constituent dans l'approche VPD une brique essentielle pour les modélisations. Ces constantes macroscopiques sont spécifiques aux conditions de croissance mais aussi à la géométrie du réacteur MOVPE. Elles ne doivent en aucun cas être assimilées à des constantes "universelles". Depuis les premiers travaux de Gibbon *et al.* [81] dans le système de matériau GaInAsP, la détermination des paramètres D/k_s des précurseurs du Gallium et de l'Indium a fait l'objet de multiples publications. Le tableau 3.3 présente certaines des valeurs obtenues par différentes équipes. La dispersion des valeurs de D/k_s est attribuée aux multiples conditions de croissance présentées (p et T) et à la nature des précurseurs. Un point commun à tous ces résultats concerne la valeur de $(D/k_s)_{In}$ qui est, dans toutes les conditions, toujours très inférieure à $(D/k_s)_{Ga}$. Les valeurs de Ga et In utilisées dans ce travail sont comparables aux valeurs de Gibbon *et al.* [81].

Concernant le précurseur de l'aluminium, aucune valeur expérimentale n'est rapportée dans la littérature. Seuls Sirenko *et al.* [109] suggèrent qualitativement une valeur supérieure à celle du gallium et de l'indium, ce qui est en désaccord avec nos résultats. Notre équipe a déterminé pour la première fois une valeur de $(D/k_s)_{Al}$ en partant du profil d'épaisseur du binaire AlAs [123,124] pour le précurseur TMAI et avec les conditions de

$(D/k_s)_{Ga}$	$(D/k_s)_{In}$	préc. Ga	préc. In	p (mbar)	T (°C)	Equipe	Année
110	15	TMGa	TMIn	200	650	Gibbon <i>et al.</i> [81]	1993
23.8	1.19	TMGa	TMIn	p_{atm}	630	Jones <i>et al.</i> [125]	1995
170	59	TEGa	TMIn	40	400	Ida <i>et al.</i> [126]	1996
100	63	TEGa	TMIn	40	550		
10	3	TMGa	TMIn	p_{atm}		Mircea <i>et al.</i> [127]	1997
180	25	TMGa	TMIn	100	650	Alam <i>et al.</i> [108]	1999
96	36	TEGa	TMIn	100	630	Greenspan <i>et al.</i> [128]	2002
35.4		TMGa		200	610	Oh <i>et al.</i> [129]	2003
190		TMGa		100	600		
110	71			100	610	Amin <i>et al.</i> [130]	2004
120	30	TMGa	TMIn		600	Sirenko <i>et al.</i> [109]	2005
85	10	TMGa	TMIn	150	650	ce travail	

Tab. 3.3 – Comparaison des valeurs de (D/k_s) exprimées en μm pour les précurseurs (préc.) de l'indium et du gallium déterminées expérimentalement par différentes équipes.

croissance détaillées précédemment. Cette valeur a été utilisée pour toutes les simulations et a montré un très bon accord entre la mesure et la modélisation des ratios R des alliages ternaires AlInAs, GaAlAs et du quaternaire AlGaInAs.

3.4.5 Théorie cinétique des gaz : calcul de D et déduction empirique de k_s

La croissance sélective permet de remonter à des informations concernant la cinétique des réactions surfaciques sur le cristal et sur le masque. Connaissant l'expression du coefficient de diffusion D dans la vapeur et le paramètre (D/k_s) extrait par un modèle VPD, la détermination empirique de k_s est ainsi possible. L'annexe D rappelle les grandes lignes de la théorie cinétique des gaz et présente le calcul explicite de D pour un complexe gazeux binaire AB. Dans le cas de la MOVPE, ce complexe est constitué du précurseur organo-métallique diffusant dans un flux de gaz vecteur H_2 . En théorie cinétique des gaz, le coefficient de diffusion d'un mélange gazeux binaire est donné par (*cf.* annexe D) :

$$D_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_{AB}} \frac{kT}{3\pi d_{AB}^2 p}}, \quad (3.10)$$

avec k la constante de Boltzmann, T la température, p la pression totale, μ_{AB} la masse réduite du complexe binaire diffusant et d_{AB} , le diamètre de collision du complexe. Le calcul de k_s est délicat dans le sens où il est nécessaire de connaître les énergies d'activation des différentes réactions chimiques intervenant à la surface du semiconducteur. Connaissant le coefficient de diffusion D dans la phase vapeur, l'épitaxie sélective permet d'évaluer empiriquement et indirectement ce coefficient par l'évaluation du rapport D/k_s [81, 129]. Les résultats concernant les constantes de réaction k_s des trois molécules MMIn, MMGa et MMAI, sont compilés dans le tableau (3.4). Les valeurs de D

	D/k_s (μm)	$D_{A/B}$ ($10^{-3}\text{m}^2\text{s}^{-1}$)	k_s ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
MMIn/H ₂	10	1.79	179
MMGa/H ₂	85	1.84	21.64
MMAI/H ₂	50	2.21	44.2

Tab. 3.4 – Dédution empirique des constantes de réaction k_s par l'épitaxie sélective.

sont calculées avec (3.10) et la valeur de k_s suit immédiatement avec la relation évidente $k_s = \frac{D}{D/k_s}$. Le tableau 3.4 montre que les trois coefficients de diffusion des précurseurs de Al, Ga et In calculés sont très proches entre eux avec $1.8 \times 10^{-3} < D < 2.2 \times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$. Ce résultat n'est pas très surprenant car D est proportionnel à la masse réduite μ du complexe organométallique/gaz vecteur. La masse du gaz vecteur m_{H_2} étant très petite devant celle de l'organométallique m_{organo} , la masse réduite peut s'écrire $\mu \approx m_{H_2}$. Par contre, les constantes de réactions sont très différentes. Ce calcul très simple montre donc que la différence mesurée entre les longueurs de diffusion effectives des précurseurs est principalement liée aux réactions surfaciques.

3.4.6 Composés ternaires et quaternaires

Dans le cas des composés ternaires et quaternaires, la situation est plus complexe puisque 2 ou 3 précurseurs d'éléments III sont présents dans la phase vapeur. Le modèle le plus simple est de négliger toute interaction entre éléments III et de considérer une variation linéaire du ratio d'épaisseur de l'alliage, noté R_a , avec les valeurs R des binaires limites (*i.e.* R_{Al} , R_{Ga} et R_{In}). Pour les alliages quaternaires, la notation $\text{Al}_\alpha\text{Ga}_\beta\text{In}_{1-\alpha-\beta}\text{As}$ est adoptée dans la suite du texte. Pour les composés ternaires, un des ratios α , β ou $1-\alpha-\beta$ est nul. Ces notations spécifiques et peu courantes dans la littérature de la famille AlGaInAs nous semblaient logiques afin de garder x et y comme variables dimensionnelles. Les ratios de composition dans la cellule SAG se notent donc $\alpha(x, y)$ et $\beta(x, y)$. Loin de toute perturbation du masque, au point (x_r, y_r) , on retrouve la composition de "référence" donnée par $\alpha_r = \alpha(x_r, y_r)$ et $\beta_r = \beta(x_r, y_r)$. La composition de l'alliage AlGaInAs loin du masque se note donc $\text{Al}_{\alpha_r}\text{Ga}_{\beta_r}\text{In}_{1-\alpha_r-\beta_r}\text{As}$. Dans la pratique, cette composition de référence peut être mesurée sur un échantillon non masqué en utilisant HRXRD et PL. Pour un alliage ternaire ou quaternaire avec (α_r, β_r) en composition de référence, le ratio R de l'alliage au point (x, y) , noté $R_a(x, y)$, s'écrit :

$$R_a(x, y) = \alpha_r R_{Al}(x, y) + \beta_r R_{Ga}(x, y) + (1 - \alpha_r - \beta_r) R_{In}(x, y), \quad (3.11)$$

et la composition $i(x, y)$ de l'élément e ($e=\text{Al, Ga et In}$ quand $i = \alpha, \beta, 1 - \alpha - \beta$ respectivement) est :

$$i(x, y) = \frac{i_r R_e(x, y)}{R_a(x, y)}. \quad (3.12)$$

Pour une géométrie de masque donnée, afin d'obtenir $R_a(x, y)$ et $i(x, y)$, le calcul FFT est répété trois fois avec les longueurs de diffusion déterminées précédemment afin d'obtenir indépendamment $R_{Al}(x, y)$, $R_{Ga}(x, y)$ et $R_{In}(x, y)$. Les variations spatiales de gap, contraintes biaxiales et transitions électroniques pour les puits quantiques sont ensuite directement déduites des équations (3.11) et (3.12).

3.4.6.1 Ratios d'épaisseur

L'approche linéaire suggérée par (3.11) s'est avérée très efficace pour prédire les ratios d'épaisseur des alliages ternaires et quaternaires analysés. Sur la figure 3.22, les ratios R_a mesurés par interférométrie et calculés avec (3.11) sont superposés pour trois alliages : (a) AlGaInAs avec $\alpha_r = 0.114$ et $\beta_r = 0.440$, (b) AlInAs avec $\alpha_r = 0.519$ et $\beta_r = 0$, (c) GaAlAs avec $\alpha_r = 0.260$ et $\beta_r = 0.740$. Les compositions de référence ont été obtenues en couplant HRXRD et PL. L'accord entre la mesure et le calcul est remarquable pour tous les alliages analysés.

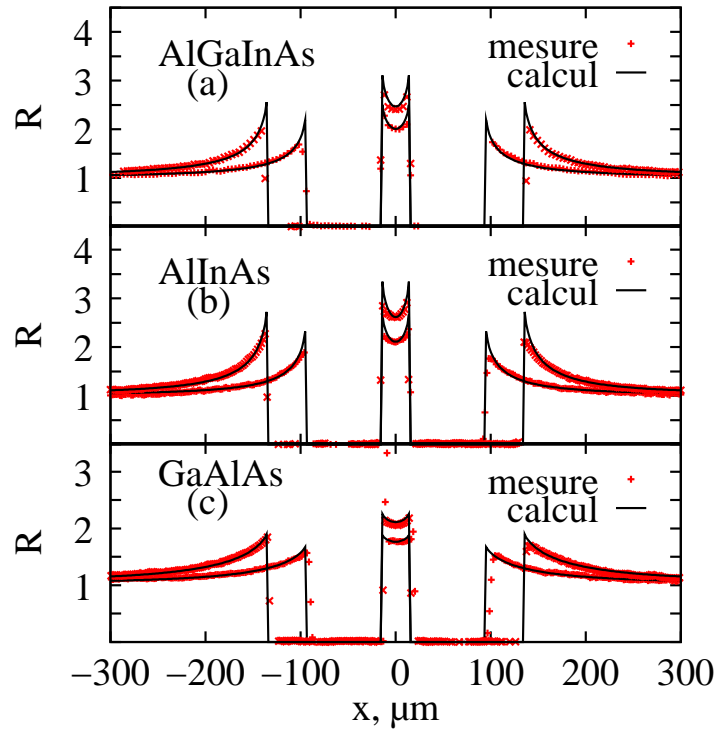


Fig. 3.22 – Calculs et mesures par interférométrie optique des ratios d'épaisseur R_a pour les alliages ternaires et quaternaires : (a) AlGaInAs avec $\alpha_r = 0.114$ et $\beta_r = 0.440$, (b) AlInAs avec $\alpha_r = 0.519$ et $\beta_r = 0$, (c) GaAlAs avec $\alpha_r = 0.260$ et $\beta_r = 0.740$; Deux largeurs de masque sont présentées, $Wm=80$ and $120 \mu\text{m}$; Le, Wo, Wx et Wy sont fixés : $Le = 800 \mu\text{m}$, $Wo = 30 \mu\text{m}$, $Wx = 900 \mu\text{m}$ et $Wy = 1200 \mu\text{m}$.

3.4.6.2 Variations de composition et interférences entre masques

Les ratios de composition ($\alpha = Al$, $\beta = Ga$ et $1 - \alpha - \beta = In$) présentent des valeurs très différentes suivant les dimensions du masque (Wm , Wo et Le), la position (x, y) dans la cellule et les dimensions de la cellule (Wx et Wy). Le précurseur de l'indium a la longueur de diffusion la plus courte, ce qui entraîne un enrichissement important en indium au proche voisinage du masque. Au contraire, les précurseurs de Al et Ga ont une influence qui s'étend plus loin des bords de masques. Alam *et al.* [108] ont décrit une analyse similaire dans le système de matériau GaInAsP. Leur étude a mis en avant, pour la première fois, la différence entre l'effet courte distance de l'indium à comparer avec l'effet longue distance du gallium. Dans le système AlGaInAs, cet effet "longue" distance s'applique à l'aluminium et au gallium. Il est cependant délicat à observer car la grande longueur de diffusion de Al et Ga tend à homogénéiser leurs profils de concentration sur une surface plus large. Leurs contributions au ratio R_a est ainsi généralement plus faible que celle de l'indium. Dans le cas de masques infiniment éloignés, cette contribution n'est pas observable car à la distance du masque où elle intervient, la vitesse de croissance nominale est pratiquement retrouvée (i.e. $R_a \approx 1$). Par contre, dans le cas où Wm , Wo et Le sont du même ordre de grandeur que Wx et Wy , les cellules voisines ont une influence et la contribution de l'aluminium et du gallium devient mesurable. Ces deux situations sont détaillées sur la figure 3.23 dans le cas d'un quaternaire AlGaInAs avec la composition de référence $\alpha_r = 0.172$ et $\beta_r = 0.313$. Cette composition correspond à une contrainte en tension avec $-e_{xx} = -0.1\%$. Dans le premier cas (a), $Wx = Wy = 1000 \mu\text{m}$, et dans le deuxième cas (b), $Wx = Wy = 400 \mu\text{m}$. La géométrie du motif étudié est $Wm = 140 \mu\text{m}$, $Wo = 40 \mu\text{m}$ et $Le = 300 \mu\text{m}$. Dans les deux situations (a) et (b), nous analysons les ratios R des binaires limites (R_{Al} , R_{Ga} et R_{In}), la variation de composition (α , β et $1 - \alpha - \beta$ calculés avec 3.12), la contrainte biaxiale $-e_{xx}$ et la longueur d'onde d'émission du matériau pour les bandes de trous lourds (λ_{hh}) et de trous légers (λ_{lh}). Afin d'aider la lecture de la figure, trois zones délimitées par des traits en pointillés et notées I, II et III sont définies. Dans la zone I, $R_{In} > R_{Al}, R_{Ga}$, dans la zone II, $R_{Al} > R_{Ga}, R_{In}$ et dans la zone III, $R_{Ga} > R_{In}, R_{Al}$. Le choix de ces trois zones n'a pas réellement de signification physique. Il s'agit plutôt d'un artefact mathématique permettant une description plus commode des variations de composition.

Dans la première configuration (a), Wx et Wy sont grands ($Wx = Wy = 1000 \mu\text{m}$) par rapport aux dimensions caractéristiques du masque et la zone I s'étend sur un large intervalle, $y \in [-170; 0]$. Dans cette zone, le graphique des compositions montre un enrichissement en indium au détriment de l'aluminium et du gallium, à comparer avec la composition de référence (*cf.* flèches sur l'axe des compositions). La conséquence de cet enrichissement est un décalage de la contrainte vers la compression et un décalage de la luminescence vers les grandes longueurs d'onde. Dans les zones II, $y \in [-220; -170]$, et III, $y \in [-300; -220]$, la vitesse de croissance nominale est pratiquement retrouvée

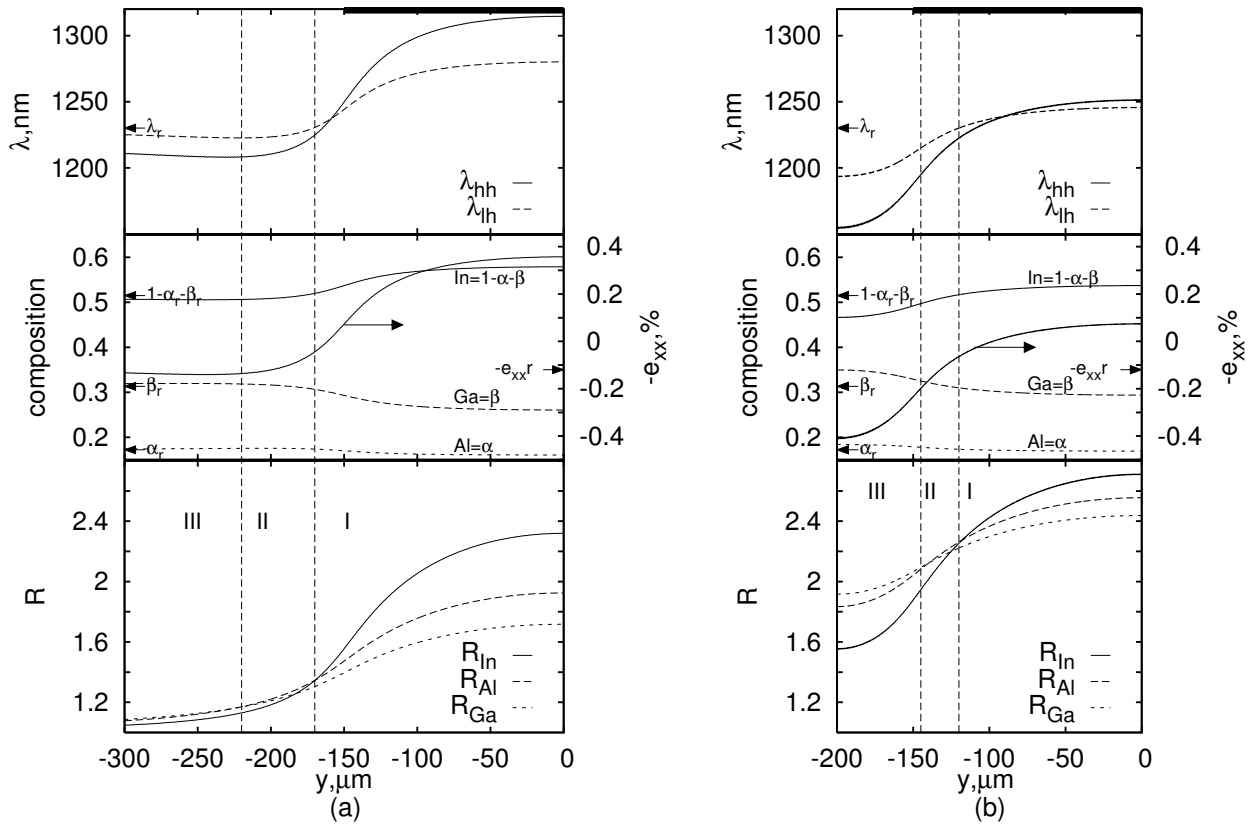


Fig. 3.23 – De bas en haut, calcul des ratios R des binaires, de la variation de composition (axe gauche)/contrainte biaxiale $-e_{xx}$ (axe droite) et de la longueur d'émission du matériau pour les bandes de trous lourds (λ_{hh}) et de trous légers (λ_{lh}) pour un quaternaire AlGaInAs avec $\alpha_r = 0.172$ and $\beta_r = 0.313$: (a) $W_x = W_y = 1000 \mu\text{m}$, graphiques tracés sur $[-300; 0]$; (b) $W_x = W_y = 400 \mu\text{m}$. Dans les deux cas, $W_m = 140 \mu\text{m}$, $W_o = 40 \mu\text{m}$ et $Le = 300 \mu\text{m}$. Le positionnement du masque en y est précisé pour les deux cas au dessus des graphiques.

($R_{In} \approx R_{Al} \approx R_{Ga} \approx R_a \approx 1.1$) et la faible incorporation en aluminium (zone II) et gallium (zone III) n'affecte pratiquement pas la longueur d'onde ($\lambda \approx \lambda_r$).

Dans la seconde configuration (b), Wx et Wy sont plus faibles ($Wx = Wy = 400 \mu\text{m}$) et l'influence entre cellules devient plus importante. Les profils de concentration normalisés R_{Al} , R_{Ga} et R_{In} sont donc plus grands. Dans la zone I, qui s'étend cette fois sur un intervalle plus faible $y \in [-120; 0]$, l'alliage s'enrichit en indium, la contrainte se décale vers la compression et la luminescence vers les grandes longueurs d'onde. Les décalages calculés sont plus faibles que dans la configuration (a) car les ratios R_{Al} et R_{Ga} sont plus grands. Dans les zones II, $y \in [-145; -120]$, et III, $y \in [-200; -145]$, l'alliage s'enrichit en aluminium et en gallium, la contrainte se décale vers la tension et l'émission se décale vers les courtes longueurs d'onde : $\lambda < \lambda_r$.

Ces effets de proximité ont été observés expérimentalement et, pour cela, un masque spécial a été conçu. Une partie de ce masque est présentée figure 3.24 (a). Sur le masque, chaque cellule de taille $Wx \times Wy$ comprend un motif avec $Wm = 140 \mu\text{m}$, $Wo = 40 \mu\text{m}$, $Le = 300 \mu\text{m}$ et est entourée par 4 voisines de même taille. Une mesure en micro-photoluminescence permet d'étudier la variation de la longueur d'onde en fonction de Wx et Wy . Trois points particuliers détaillés figure 3.24 (b) sont analysés : $O(0, 0)$, $M(0, -Wy/2)$ et $N(Wx/2, 0)$. Cette figure donne la longueur d'onde en ces trois points pour le quaternaire AlGaInAs avec $\alpha_r = 0.172$ et $\beta_r = 0.313$. Pour les trois points analysés, l'influence des cellules voisines est notable. La diminution de la taille de la cellule $Wx \times Wy$, et par conséquent le rapprochement des masques voisins, diminue la longueur d'onde. Par exemple, aux points M et N , en prenant $Wx = Wy = 500 \mu\text{m}$, le décalage par rapport à la référence λ_r est $\Delta\lambda = 16 \text{ nm}$. L'accord entre le calcul et les mesures de photo-luminescence est très bon et confirme l'importance des interférences entre masques. Ces interférences ne peuvent pas être négligées et auront naturellement leur importance dans le cas de masques composants nécessitant de grandes densités.

3.4.6.3 Calcul de la composition de référence

Dans la pratique, les composants sont en général fabriqués près des zones masquées (cf. 3.2.3.1). Les exigences sur les couches déposées en terme d'épaisseur, de composition, de contrainte et de longueur d'onde sont donc définies près de ces zones masquées. Il importe alors de connaître la composition de référence à appliquer afin de respecter ces exigences dans les zones SAG. Pour obtenir la composition (α, β) au point de coordonnées (x, y) , la composition de référence de l'élément e ($e=\text{Al, Ga et In}$ quand $i = \alpha, \beta, 1 - \alpha - \beta$ respectivement) est :

$$i_r = \frac{i(x, y)R_e^{-1}(x, y)}{\alpha(x, y)R_{Al}^{-1}(x, y) + \beta(x, y)R_{Ga}^{-1}(x, y) + (1 - \alpha - \beta)(x, y)R_{In}^{-1}(x, y)}. \quad (3.13)$$

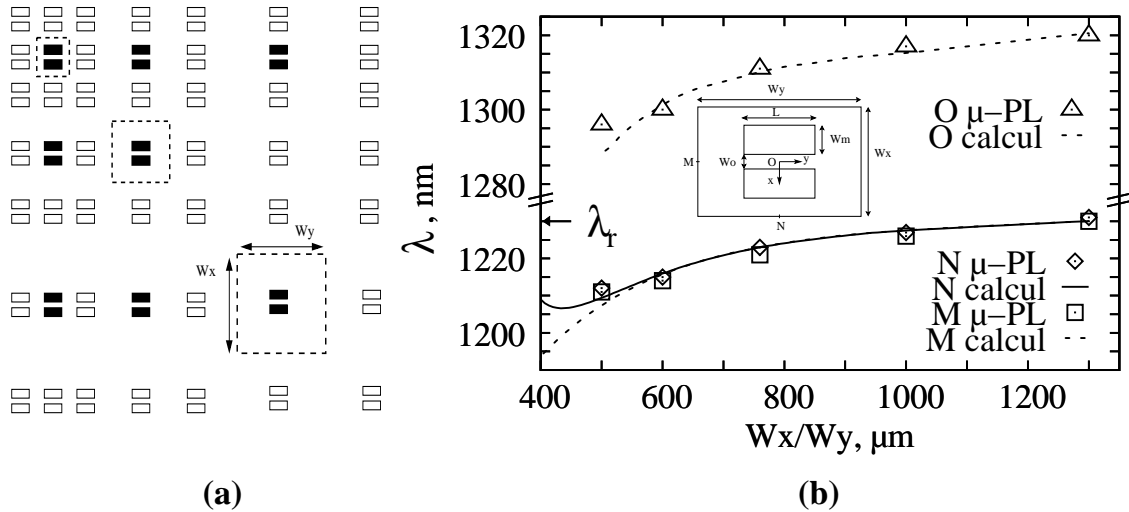


Fig. 3.24 – Observation expérimentale des effets de proximité : (a) Masque d'étude, les cellules de taille $W_x \times W_y$ respectant la périodicité sont coloriées ; (b) Longueur d'onde mesurée ($\mu\text{-PL}$) et calculée pour un quaternaire AlGaInAs avec $\alpha_r = 0.172$ and $\beta_r = 0.313$ en fonction de $W_x = W_y$ pour les points $O(0, 0)$, $M(0, -W_y/2)$ et $N(W_x/2, 0)$. La longueur d'onde mesurée de la référence, $\lambda_r = 1230$ nm, est pointée par une flèche. Les dimensions du masque sont : $W_m = 140$ μm , $W_o = 40$ μm et $L_e = 300$ μm .

Cette composition de référence est obtenue loin du masque ($R_{Al} = R_{Ga} = R_{In} = 1$). Dans certains cas où les effets d'interférences entre masques renforcent l'incorporation en gallium et aluminium la situation, $R_{Al} \approx R_{Ga} \approx R_{In} \neq 1$ peut également être rencontrée. Cette situation est remarquable car la composition de référence peut être retrouvée dans une zone pourtant très perturbée par le masque SAG (*cf.* 3.4.7).

3.4.6.4 Empilement de couches à compositions variables

Nous avons vu que, suivant la composition de référence, le ratio R_a pouvait être très différent. Pour un empilement de n couches de compositions variables, il faudra donc considérer n ratios R_a . Par exemple, dans une structure active à puits quantiques, un puits en compression et une barrière en tension n'auront pas le même ratio R_a . La figure 3.25 montre l'évolution de l'épaisseur des différentes couches d'une structure active typique. Le détail sur les épaisseurs et compositions des couches en référence et au point $O(0, 0)$ est donné dans le tableau 3.5.

3.4.7 Application aux hétérostructures à puits quantiques

L'application du modèle SAG aux hétérostructures à base de puits quantiques est un passage essentiel dans la modélisation des composants intégrés par croissance sélective. Le modèle de calcul utilisé repose sur le formalisme de la fonction enveloppe développé au chapitre 1. Le problème aux énergies propres est résolu en utilisant le modèle semi-analytique avec prise en compte de la non-parabolicité des bandes pour les particules

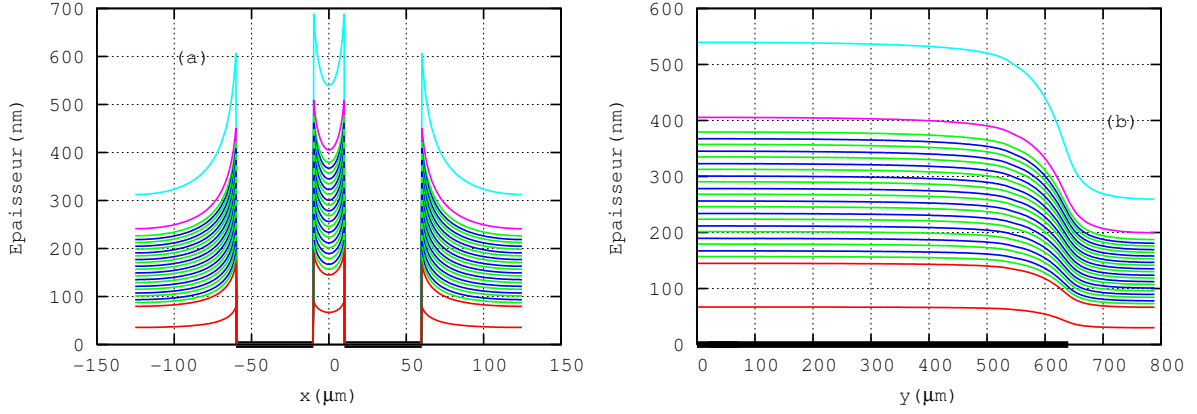


Fig. 3.25 – Empilement des couches pour une structure à puits quantiques : (a) direction x pour $y = 0$; (b) direction y pour $x = 0$.

(α_r, β_r)	e_r (nm)	$R_a(0, 0)$	$(\alpha, \beta) (0, 0)$	$e(0, 0)$ (nm)
InP	41.6	2.4	InP	100
Ga ₂₄₁ In ₇₅₉ As ₅₀₀ P ₅₀₀	8.8	2.27	Ga ₂₀₀ In ₈₀₀ As ₅₀₀ P ₅₀₀	20
Al ₃₀₅ Ga ₃₂₁ In ₃₇₄ As	4.7	2.12	Al ₂₉₂ Ga ₂₈₆ In ₄₂₂ As	10
Al ₀₉₅ Ga ₂₇₄ In ₆₃₁ As	3.6	2.22	Al ₀₈₇ Ga ₂₃₃ In ₆₈₀ As	8 × 10
Al ₃₀₅ Ga ₃₂₁ In ₃₇₄ As	4.7	2.12	Al ₂₉₂ Ga ₂₈₆ In ₄₂₂ As	10
Ga ₂₄₁ In ₇₅₉ As ₅₀₀ P ₅₀₀	26.4	2.27	Ga ₂₀₀ In ₈₀₀ As ₅₀₀ P ₅₀₀	60
InP	20.8	2.4	InP	50

Tab. 3.5 – Détail de l'empilement de la structure en référence et dans les zones masquées au point $O(0, 0)$. Pour mémoire : $R_a(0, 0) = e(0, 0)/e_r$.

légères (Γ_6 et Γ_8^l) et du couplage entre les puits quantiques. Ce schéma est particulièrement avisé pour traiter les zones passives loin du masque où les puits peuvent être couplés. Dans le régime de la croissance sélective, deux effets sont responsables de la variation des énergies de transition. Les variations d'épaisseur changent la valeur des énergies de confinement et les variations de composition changent le gap du matériau du puits quantique. Ces variations de composition ont également un effet (plus faible) sur les énergies de confinement quantique. En effet, si les compositions des puits et des barrières sont très différentes, la variation relative de composition puits/barrière pourra également être un peu différente et pourra donc changer la valeur de la barrière de potentiel.

A titre d'exemple d'application, nous discutons ici une hétérostructure à base de multi-puits quantiques : 10 puits en compression et 11 barrières en tension. Les paramètres géométriques du masque sont : $Wm = 50 \mu\text{m}$, $Wo = 40 \mu\text{m}$ et $Le = 1240 \mu\text{m}$. La densité de composants sur le substrat est grande et les cellules voisines très proches : $Wx = 250 \mu\text{m}$ et $Wy = 1440 \mu\text{m}$. La diffraction X sur un échantillon non masqué donne la période du puits quantique et les contraintes dans les puits/barrières de référence. Pour l'échantillon analysé, la période mesurée est $d = 10 \text{ nm}$ et les contraintes sont $-e_{xxB} = -0.7 \%$ et $-e_{xxW} = 1 \%$ respectivement pour les barrières et les puits. La

proportion exacte en Al/Ga des puits et barrières ne peut être déduite directement de ces mesures. Ce ratio a fait l'objet de deux croissances séparées pour la barrière et pour le puits. Finalement, dans la zone non masquée, les compositions de référence sont : $\text{Al}_{292}\text{Ga}_{286}\text{In}_{422}\text{As}/\text{Al}_{087}\text{Ga}_{233}\text{In}_{680}\text{As}$ et la période est $d = 10$ nm. Sur substrat masqué, la densité de composant est telle qu'aucun point ne revient réellement à cette référence.

La figure 3.26 présente les simulations et caractérisations des zones de croissance SAG, avec de bas en haut : (a) la variation mesurée et calculée du R total prenant en compte tout l'empilement de la structure, (b) la variation des énergies bulk des puits/barrières et (c) la variation mesurée (μ -PL) et calculée de l'énergie fondamentale $E_1 - HH_1$. Comme précédemment, afin de faciliter la lecture de la figure, trois zones I, II et III sont définies. L'extension de la zone II est très petite, $y \in [-610; -604.5]$, et n'est pas tracée afin de clarifier le graphique. Dans la première zone, et en particulier au point $(0, 0)$, les trois ratios R_{Al} , R_{Ga} et R_{In} sont très proches. L'effet de composition est, par conséquent, très faible dans cette zone et se traduit par des gaps "bulk" puits ($E_{g_{hh}W_r}$) et barrières ($E_{g_{hh}B_r}$) [Fig. 3.26 (b)] à peu près égaux à leurs valeurs de référence. Les puits quantiques sont par contre beaucoup plus larges qu'en référence. La longueur d'onde est par conséquent largement décalée vers le rouge par rapport à la référence ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_r = 135$ nm). Dans les zones II et III, à cause des effets de proximité, l'incorporation en aluminium et en gallium est majoritaire. Par rapport aux valeurs de référence, les gaps "bulk" augmentent et les épaisseurs des puits/barrières sont plus larges ($R \neq 1$). Dans cette situation, Les effets de composition et d'épaisseur sont en compétition. Une augmentation des gaps "bulk" doit diminuer la longueur d'onde alors qu'une augmentation de la largeur des puits quantiques doit augmenter la longueur d'onde. Le calcul et la mesure μ -PL montrent avec un très bon accord que l'effet de la composition est ici plus important. En extrémité de la zone III ($x = 0, y = -720$), la longueur d'onde est décalée vers le bleu par rapport à la référence ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_r = -15$ nm).

3.4.8 Inclusion de la diffusion de surface

Dans le modèle de diffusion en phase vapeur présenté ci-avant, on considérait que les précurseurs actifs diffusaient uniquement dans la phase vapeur. Il n'y avait pas de réaction sur le masque, la réaction se produisait sur le substrat, ce qui donnait des conditions aux limites de flux nul sur le masque et une relation mixte entre le flux et la concentration à la paroi du cristal. Ceci revenait à dire que les atomes sont incorporés au cristal dès qu'ils atteignent la paroi. Cette approximation reste valable à quelques microns du masque diélectrique (Fig. 3.27). Afin d'obtenir plus de précision au très proche voisinage du masque, il est nécessaire d'inclure la diffusion de surface dans le modèle de calcul. Contrairement au modèle VPD qui est largement répandu dans la littérature, peu de travaux ont été réalisés sur des modélisations incluant diffusion vapeur et surfacique. Une des raisons principales est qu'en général les composants sont fabriqués dans les zones

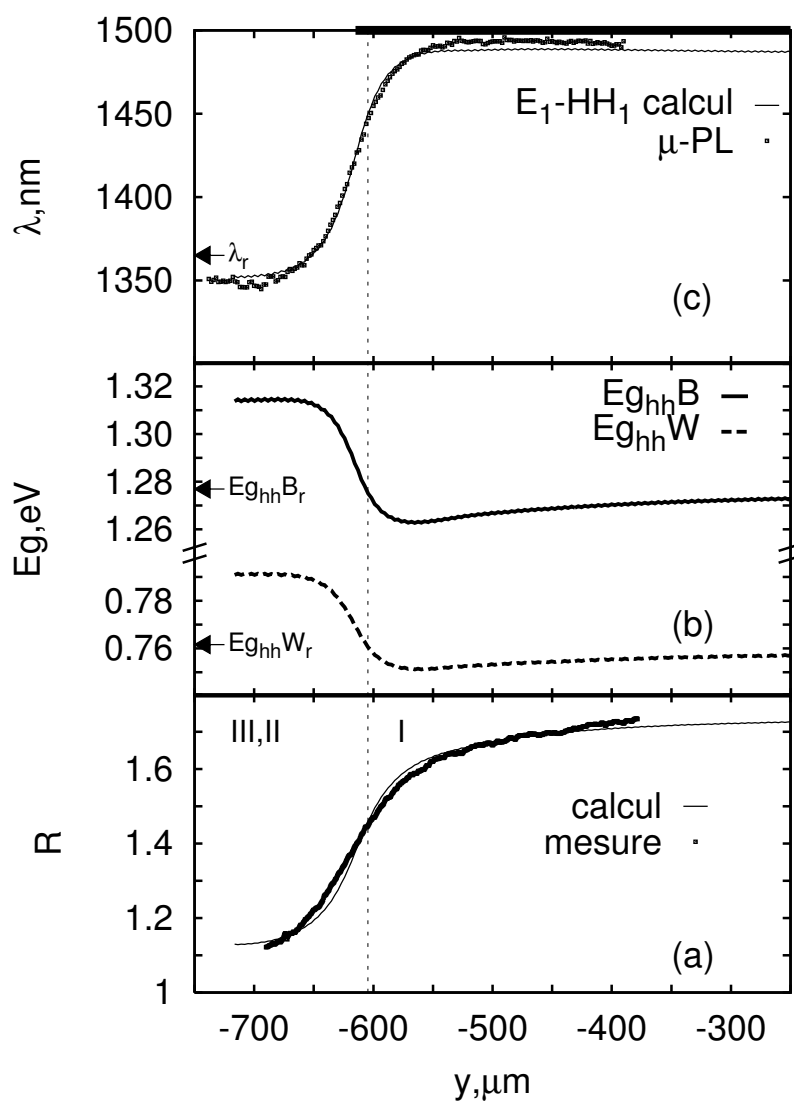


Fig. 3.26 – Calcul et mesure pour une hétérostructure à puits quantiques AlGaInAs avec 10 puits en compression et 11 barrières en tension : (a) mesure interférométrique et calcul du R moyen de l'empilement ; (b) calcul des gaps bulk trous lourds pour les barrières ($E_{g_{hh}B}$) et les puits ($E_{g_{hh}W}$) ; (c) mesure μ -PL et calcul de l'énergie de transition $E_1 - HH_1$. Un trait vertical en pointillé sépare la zone I des zones II et III.

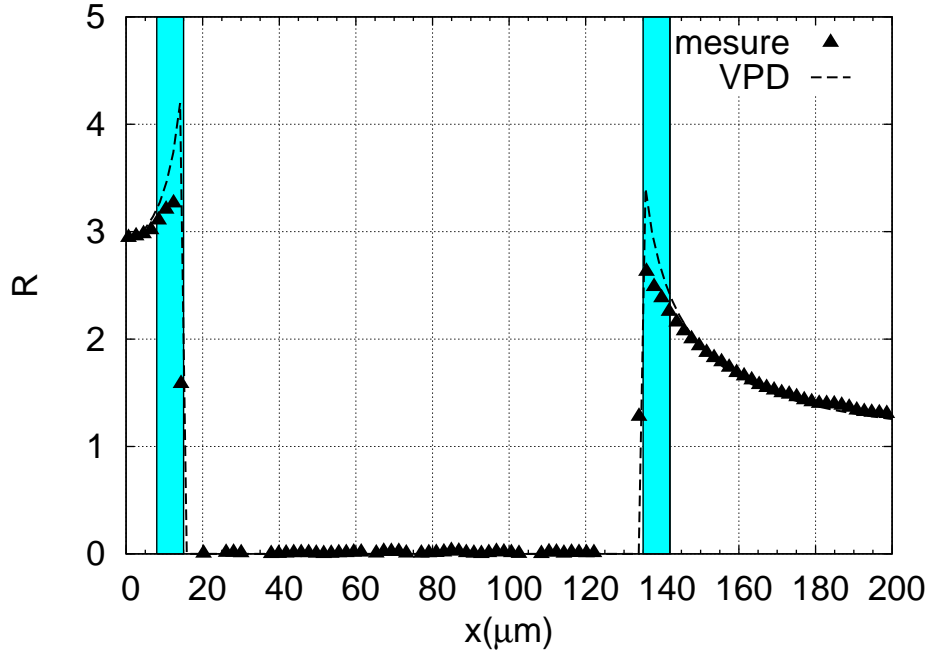


Fig. 3.27 – Ratio R de l'InP mesuré par interférométrie et calculé avec le modèle phase vapeur. Au bord du masque (zones colorées) le modèle n'est plus valable.

où le modèle est valable. Une autre raison est que le problème à résoudre peut rapidement être très compliqué et fait intervenir de nombreux paramètres ajustables. Les quelques références qui traitent de ce sujet présentent en général des approches simplifiées en deux dimensions. Nous retiendrons en particulier les travaux de Coronnel et Jensen [131] ainsi que ceux de Sugiyama *et al.* [132] dont nous nous sommes inspirés. Dans cette partie, nous présentons une modélisation simplifiée 2D [133].

3.4.8.1 Loi de conservation

Nous reprenons ici le modèle VPD présenté précédemment et modifions les bilans réactifs de concentration pour introduire la diffusion surfacique. Il nous faut écrire la loi de conservation à la surface (masque ou substrat) : c'est-à-dire une loi de conservation pour la quantité surfacique d'atomes qui ne sont pas encore bien fixés dans le réseau cristallin. Nous appelons cette concentration P . La loi générale est simplement le bilan surfacique⁷ et volumique :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + s_p. \quad (3.14)$$

J_p est le flux surfacique qui s'écrit :

$$J_p = -D_s \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (3.15)$$

⁷La loi est ici écrite de manière linéique (équation 1D) traduisant l'invariance du problème en xy .

où nous introduisons le coefficient de diffusion surfacique D_s . s_p est un terme source, que nous proposons sous la forme suivante :

$$s_p = -G_s(P - P_e) + \alpha_s N - K_s P. \quad (3.16)$$

Le premier terme est la modélisation de la solidification. Comme il y a beaucoup de solide, on ne considère qu'une sorte de relaxation autour d'une concentration d'équilibre P_e . Ce terme traduit la redistribution des atomes de P qui viennent d'arriver en des atomes bien rangés dans le réseau. Par la suite, nous suivrons Sugiyama *et al.* [132] et prendrons $P_e = 0$. Le deuxième terme est le flux d'arrivée de la phase vapeur et le troisième terme est un flux de départ (désorption). L'équation de conservation finale en surface s'écrit donc :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D_s \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - G_s(P - P_e) + (\alpha_s N - K_s P). \quad (3.17)$$

La figure 3.28 schématise l'interaction complète entre vapeur, surface et solide.

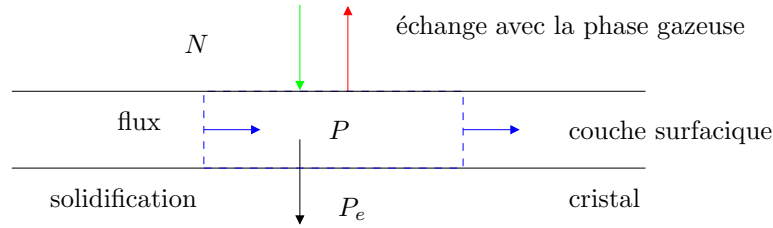


Fig. 3.28 – Interaction et bilan vapeur/surface/réseau cristallin.

3.4.8.2 Retour à la phase vapeur

Dans la phase vapeur, au niveau de la paroi, il y a un échange continu. Le flux s'échappant de la paroi : $D_v \frac{\partial N}{\partial z}$ est égal à l'opposé du terme source d'interaction avec la vapeur pour P

$$D_v \frac{\partial N}{\partial z} = \alpha_s N - K_s P, \quad (3.18)$$

et on a toujours

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_v \left(\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \right). \quad (3.19)$$

3.4.8.3 Equations générales

Les équations à résoudre dans le cas de la SAG sont données ci-dessous. Les indices "C" et "M" permettent de distinguer la diffusion de surface sur le cristal et sur le masque. Sur le cristal, la loi de conservation s'écrit :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D_{sC} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - G_{sC}(P - P_e) + (\alpha_{sC} N - K_{sC} P). \quad (3.20)$$

Sur le masque, on a la même loi, sans le terme de solidification :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D_{sM} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + (\alpha_{sM} N - K_{sM} P). \quad (3.21)$$

A l'interface masque/cristal, en $x = W_o/2$ par exemple, on a la continuité de P : $P(W_o/2-) = P(W_o/2+)$ et la continuité des flux de diffusion : $D_{sC} \frac{\partial P(W_o/2-)}{\partial x} = D_{sC} \frac{\partial P(W_o/2+)}{\partial x}$. Les deux équations en surface sont à coupler avec la phase vapeur par le terme d'échange sur le substrat

$$D_v \frac{\partial N}{\partial z} = \alpha_{sC} N - K_{sC} P, \quad (3.22)$$

et sur le masque

$$D_v \frac{\partial N}{\partial z} = \alpha_{sM} N - K_{sM} P. \quad (3.23)$$

Le Laplacien en phase vapeur reste valide

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_v \left(\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \right). \quad (3.24)$$

3.4.8.4 Simplifications

En toute rigueur, les équations 3.20, 3.21 et 3.24 doivent être résolues en temps simultanément. La concentration N dans la vapeur intervient comme terme source dans les lois de bilans surfaciques et la résolution demande *a priori* l'utilisation d'une méthode numérique auto-cohérente. Une simplification consiste à dire que N est peu affecté (K faible) par la diffusion de P . On peut ainsi découpler la diffusion en phase vapeur et à la surface. Le Laplacien VPD à résoudre redevient alors simplement :

$$\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = 0, \quad (3.25)$$

et donne directement le terme source de 3.20 et 3.21.

Le système à résoudre reste cependant couplé : P rétroagit sur N par l'intermédiaire des conditions de flux en surface. Afin de simplifier encore la résolution, on se propose de découpler complètement la diffusion en surface et la diffusion en vapeur. L'idée étant de résoudre N une seule fois. Le découplage s'obtient si on retrouve sur le cristal et sur le masque respectivement :

$$D_v \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \approx \alpha_{sC} N|_{z=0} \text{ resp. } D_v \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \approx 0.$$

Pour le cristal l'approximation consiste à négliger K_{sC} dans l'équation 3.20. Autrement dit, on considère que la solidification est prépondérante par rapport à la réévaporation,

c'est-à-dire $G_{sC} \gg K_{sC}$. L'équation 3.20 se réécrit donc :

$$\frac{\partial P}{\partial t} \approx D_{sC} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - G_{sC} P + \alpha_{sC} N. \quad (3.26)$$

En supposant toujours que la réévaporation, est négligeable et que N est en excès, ($\alpha_{sC} \gg K_{sC}$), l'équation de flux sur le cristal se découple

$$D_v \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \approx \alpha_{sC} N \Big|_{z=0}.$$

Pour le masque, nous suivons l'approche de Coronnel et Jensen [131] et négligeons complètement la diffusion de surface. L'équation de flux est donc :

$$D_v \frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \approx 0.$$

3.4.8.5 Résolution numérique

La résolution numérique se fait par volumes finis pour le Laplacien en vapeur et le Laplacien surfacique. Cette méthode de résolution présente l'avantage d'être assez simple de mise en oeuvre. Cependant, elle demande beaucoup de précision surtout pour les grandes discontinuités de flux (*i.e.* pour les masques larges et/ou les grandes valeurs de coefficients d'échange vapeur/surface).

Pour la résolution numérique, nous adimensionnons le problème. L'unité choisi est Wm . Avec nos approximations précédentes, la désorption des espèces du substrat était négligée. On a donc en fait $\alpha_{sC} = G_{sC}$. Nous réécrivons le Laplacien de surface en prenant $\alpha_{sC} = 1$ et en posant $\bar{\lambda}_{sC} = \sqrt{D_{sC} W m^2}$, la longueur de diffusion des espèces sur le cristal :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \bar{\lambda}_{sC}^2 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - P + N. \quad (3.27)$$

Avec nos approximations, nous trouvons donc une équation avec un seul paramètre ajustable. Le problème complet consiste donc à déterminer les deux longueurs de diffusion effectives dans la phase vapeur, D_v/k_s (ou D_v/α_{sC}), et à la surface du cristal, λ_{sC} .

3.4.8.6 Longueur de diffusion surfacique sur le cristal pour InP

Le modèle simplifié a été appliqué pour déterminer une longueur de diffusion surfacique pour le précurseur de l'Indium dans les conditions de croissance MOVPE détaillées précédemment (*cf.* 3.4.2.2). Dans la phase vapeur, nous gardons $(D_v/k_s) = 10 \mu m$. En prenant $\lambda_{sC} = 4 \mu m$, comme longueur de diffusion surfacique sur le cristal, l'accord entre la mesure et la modélisation est assez bon pour les deux largeurs de masque présentées. Cette valeur est d'ailleurs très proche de la longueur déterminée par Sugiyama *et al.* qui trouvaient $5 \mu m$. Notre approche très simple de diffusion surfacique nous permet donc

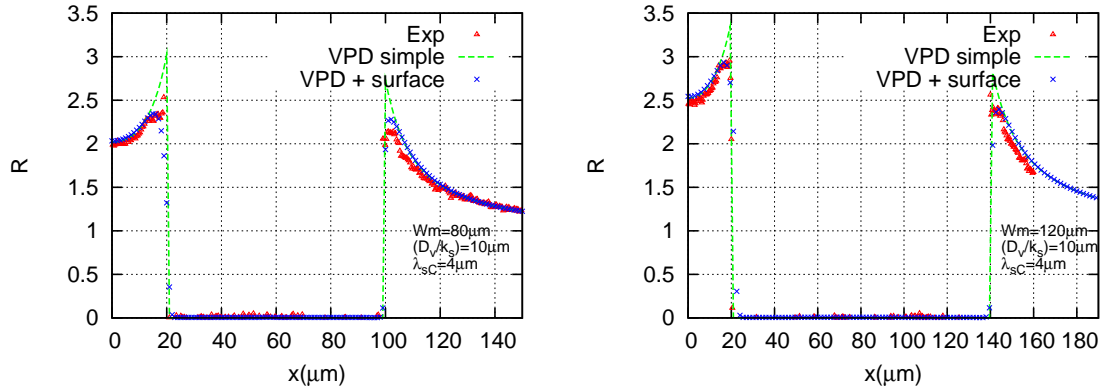


Fig. 3.29 – Exemples de résolution avec diffusion en phase vapeur et diffusion à la surface du semiconducteur. Les modélisation sont comparées à la mesure par interférométrie. —gauche, $Wm = 80 \mu\text{m}$; —droite, $Wm = 120 \mu\text{m}$.

d'affiner le calcul VPD. Il serait également intéressant d'utiliser ce modèle afin d'analyser des profils de croissances avec des géométries de masques comparables avec les longueurs de diffusion surfaciques (*cf.* 3.2.2). La nano-SAG (*cf.* 3.2.3.4) est également une technique de croissance principalement contrôlée par la diffusion surfacique des espèces. Sur un plan expérimental, elle est a largement été étudiée ces dernières années. Cependant, peu de modélisations de la croissance ont été proposées. Nous pourrions très bien imaginer l'utilisation du modèle présenté ci-dessus afin d'extraire des paramètres de diffusion et de réaction surfaciques pour ce type de croissance. Rappelons cependant que même en considérant le problème complet dans un schéma numérique auto-consistant, l'anisotropie de croissance et les effets complexes cristallographiques ne sont pas pris en compte. Or, pour la nano-SAG, ces effets sont relativement importants.

3.5 Modélisation et conception de masques

La modélisation de composants optoélectroniques intégrés par croissance sélective utilise les différents outils présentés dans les parties précédentes. Jusqu'à maintenant, nous avons étudié des géométries de masques très simples composées au plus de deux bandes diélectriques. Cette géométrie rudimentaire peut servir éventuellement à une simple intégration actif/passif comme expliqué dans le paragraphe 3.2.3.2. Cependant, afin de concevoir des dispositifs plus complexes incluant différentes sections actives et passives, il est nécessaire d'imaginer des formes de masques plus élaborées. Nous verrons que le problème peut rapidement être très compliqué, en particulier pour des schémas d'intégration incluant diverses zones actives devant être proches les unes des autres.

3.5.1 Démarche de modélisation

L'objectif des modélisations SAG est d'obtenir une géométrie de masque adaptée pour répondre à un problème particulier d'intégration de différentes sections actives/passives. Afin d'aider le lecteur à appréhender la démarche de modélisation, nous avons choisi de la mettre sous forme d'un synopsis présentant plusieurs étapes avec diverses données d'entrées et sorties. Le point essentiel à retenir est que cette démarche est entreprise uniquement dans le but d'obtenir les deux résultats du problème qui sont : la référence (compositions et épaisseurs) et la géométrie du masque. En effet, à partir de ces deux données le concepteur peut dessiner son masque et l'épitaxieur peut calibrer son processus de croissance.

Nous discutons ici des exemples reposant sur des intégrations **longitudinales**⁸ (c'est-à-dire le long du même guide) réalistes et complexes dont la structure épitaxiée comprend un empilement de puits quantiques. Afin de faciliter la lecture et la compréhension du synopsis, nous définissons deux groupes de variables *MQW* et *geom*. L'acronyme *MQW* désigne ici l'ensemble des variables définissant le multi-puits quantique dans une zone précise de la plaque (référence, zone active ou zone passive). Ce groupe de variable est défini comme suit :

$$MQW = \{ \alpha_w, \beta_w, L_w, \alpha_b, \beta_b, L_b \}.$$

Le groupe *geom* définit le dessin du masque et correspond au résultat obtenu par le dessinateur :

$$geom = \{ Wm, Wo, Le, \dots \}.$$

Le symbole "..." sous-entend que d'autres variables sont généralement utiles surtout pour les intégrations complexes. On peut, par exemple, avoir Wm_1, Wo_1, Le_1 pour une première section active et Wm_2, Wo_2, Le_2 , pour une deuxième section active.

Les étapes successives du processus de modélisation sont décrites ci-dessous :

- (i) conception et dessin du masque et donc première définition de *geom*.
- (ii) calcul FFT des profils de concentration $R_e(x, y)$ des éléments e pour la géométrie *geom* (dans la famille AlGaInAs, $e = \text{Al, Ga et In}$).
- (iii) calcul de la référence MQW_r .
- (iv) calcul des variations d'épaisseur et des variations de composition donnés par $MQW(x, y)$; extraction des contraintes biaxiales.
- (v) calcul des niveaux d'énergie du multi-puits quantique.

Chaque étape représente une case du synopsis présenté sur la figure 3.31. Nous séparons trois différents schémas d'intégration qui sont également illustrés sur la figure 3.31. Comme nous le verrons dans la suite, les composants considérés dans cette étude sont généralement

⁸le cas des intégrations transversales peut être traité de façon tout à fait similaire. Un exemple pratique sera d'ailleurs traité au paragraphe 3.5.3.2. Des cas d'intégrations plus complexes intégrant des fonctions photoniques dans le sens transversal et dans le sens longitudinal peuvent également être rencontrés, par exemple dans les PIC (*photonic integrated circuit*).

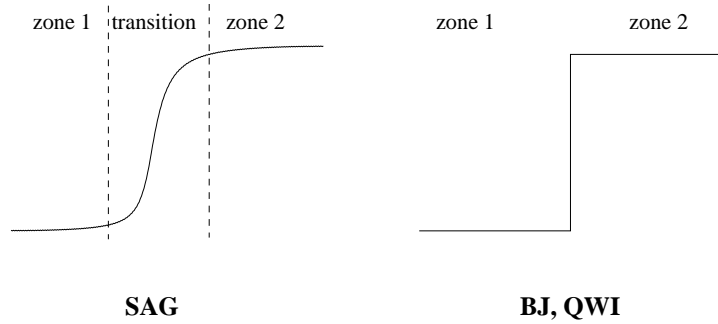


Fig. 3.30 – Transition SAG comparée à la transition BJ ou QWI.

positionnés têtes-bêches, ce qui impose au masque une symétrie dans la direction y . Nos schémas intègrent donc cette règle de symétrie. Nous distinguons trois cas. Le premier cas (AP) est l'exemple trivial d'une intégration actif/passif. La zone active est définie par un empilement MQW_1 et la zone passive par un empilement MQW_0 . Le deuxième (AAP) et le troisième cas (AAP') sont plus complexes. Ils comprennent deux zones actives et une zone passive. Contrairement aux techniques de recroissance comme le couplage bout à bout ou aux techniques d'interdiffusion, la SAG nécessite des zones de transition pour passer d'une section à l'autre (Fig. 3.30). Il nous faut donc ajouter cette zone de transition qui est définie par un empilement $MQW_t(x, y)$. La taille de cette zone est relativement tolérante si les sections 1 et 2 sont suffisamment éloignées et, au contraire, très critique si les deux sections sont proches. C'est précisément ce critère qui distingue les cas AAP et AAP'. Si la taille de la zone de transition est grande (petite) par rapport aux longueurs de diffusion VPD des précurseurs, l'intégration est définie AAP (AAP'). Cette distinction est très importante car, dans le cas AAP, on pourra négliger les interférences entre masques et donc séparer le problème en deux contrairement au cas AAP'.

Comme attendu, le cas AP est le plus simple. L'utilisateur dessine son masque en définissant $geom$ et l'ordinateur calcule tout le reste. Le processus peut s'arrêter à la case "REF" puisqu'à ce stade, les deux inconnues du problème $geom$ et MQW_r ⁹ sont déterminées. Cependant, il peut être utile de persévérer jusqu'à la case "niveaux" afin d'avoir la simulation complète des variations de composition (et donc de contraintes), épaisseur et transitions électroniques.

Le cas AAP est également assez simple puisqu'il peut être séparé en deux problèmes. On divise ici le groupe $geom$ en $geom_1$ et $geom_2$ afin de distinguer le masque 1 au voisinage de la zone 1 et le masque 2 au voisinage de la zone 2. La première étape est similaire au cas AP, c'est-à-dire, dessin du masque 1 pour la zone active 1 et donc définition de $geom_1$. A partir de $geom_1$ et MQW_1 , l'ordinateur calcule MQW_r . La deuxième étape est plus délicate. L'utilisateur dessine le masque 2 correspondant à la zone active 2. L'ordinateur

⁹La référence doit cependant être réalisable sur un plan technologique. En appliquant la méthodologie détaillée ici, il peut arriver qu'avec les changements de composition l'empilement de puits quantiques soit compensé entre les bandes et au contraire soit complètement disloqué en référence.

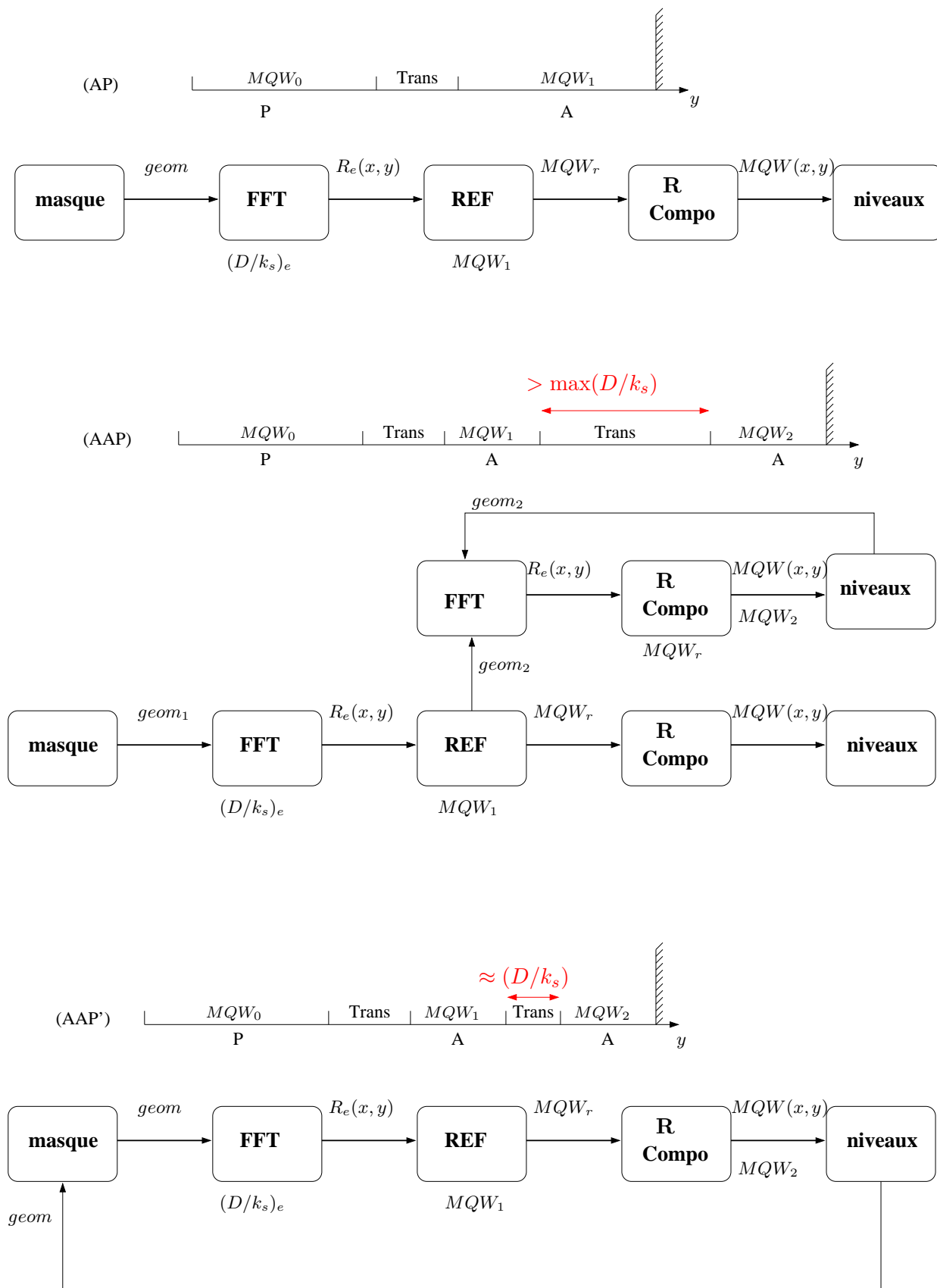


Fig. 3.31 – Synopsis des modélisations pour la conception de masques SAG. On distingue les trois cas d'intégration AP, AAP et AAP'. Dans chacun des cas le problème est résolu lorsqu'on a déterminé les deux groupes de variables MQW_r et *geom* en accord avec les exigences imposées par le composant.

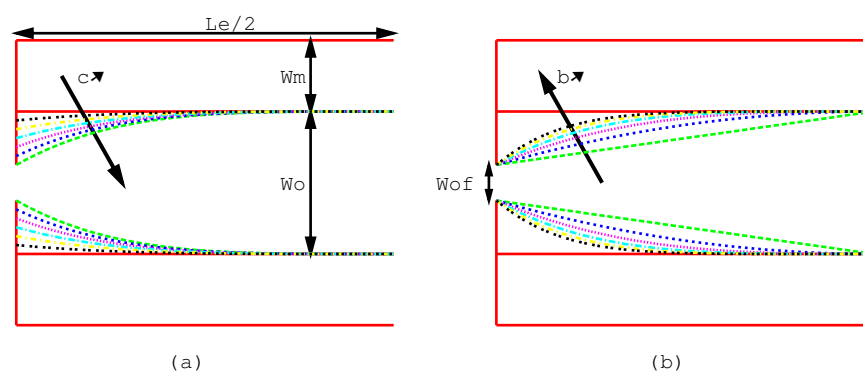


Fig. 3.32 – Implémentation de masques avec courbures. En (a), effet du paramètre de courbure c défini par l'équation 3.29 et ajusté par Wof . Le degré b est fixé. En (b), effet du degré b avec c fixé.

calcule ensuite les profils de concentration puis directement les variations de composition et épaisseur **sans passer par la case “REF”**. En effet, les deux zones actives sont différentes mais elles ont évidemment une référence commune puisqu'elles sont épitaxiées sur le même substrat. Dans cette deuxième étape, la référence à utiliser pour le calcul “*R Compo*” est donc MQW_r . L'utilisateur compare ensuite le résultat MQW obtenu dans la zone 2 à ce qu'il souhaite obtenir c'est-à-dire MQW_2 . S'il n'est pas satisfait, il doit réitérer le processus en réajustant le dessin de son masque mais en gardant toujours la composition de référence déterminée lors de la première étape.

Le cas AAP' est plus compliqué car cette fois, les sections actives 1 et 2 sont proches l'une de l'autre. Il est donc impossible de séparer le problème en deux. Toutes les dimensions doivent être optimisées simultanément et des formes complexes doivent pouvoir être introduites.

Cette représentation des modélisations SAG peut paraître complexe et plutôt rébarbative. Elle correspond cependant à une réalité et à la mise en forme d'un savoir-faire utile pour dessiner des masques SAG dans la pratique.

3.5.2 Implémentation de courbures dans les masques

Dans le paragraphe précédent, nous avons introduit la notion de “zone de transition” qui est intrinsèque à la SAG. Dans divers schémas d'intégration, il peut être très utile de réduire l'extension de cette zone et donc, se rapprocher de la forme BJ ou QWI. Nous introduisons ici une astuce permettant de réduire cette zone.

Nous considérons la transition entre une zone 1 et une zone 2. La transition peut être obtenue grâce à la présence d'un masque au voisinage de la zone 1 et à l'absence de masque au voisinage de la zone 2 (cas AP). La transition peut également se produire entre deux zones masquées si les deux masques ont des largeurs W_m différentes ou/et des ouvertures W_o différentes (cas AA). Afin d'optimiser le passage de la zone 1 à la zone 2, nous refermons progressivement la sortie du masque (réduction W_o) au voisinage de la

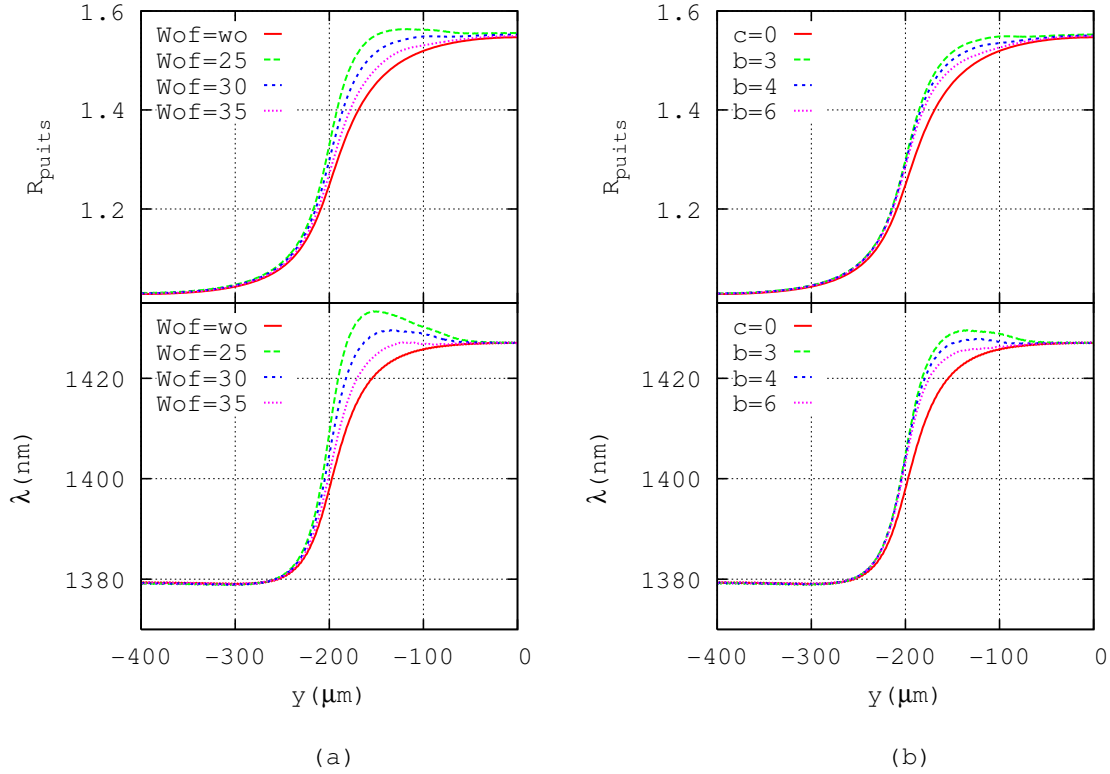


Fig. 3.33 – Effet des paramètres c [en (a)] et b [en (b)] sur le profil de R pour le puits ainsi que sur la longueur d’onde associée à l’énergie de transition $E_1 - HH_1$. Les dimensions du masque sont : $Wm = 50$, $Wo = 40$, $Wof = 30$, et $Le = 400 \mu\text{m}$.

transition. Cette artefact permet de compenser la “perte” de matière au voisinage de la transition et donc, au final, de la rendre plus abrupte. L’idée n’est pas nouvelle mais reste généralement au niveau du savoir-faire des laboratoires.¹⁰ Dans ce travail, nous réduisons Wo en utilisant des fonctions polynomiales qui nous permettent de générer toutes sortes de courbures. En gardant notre convention habituelle, c’est-à-dire l’axe y le long des bandes SAG et l’axe x perpendiculaire aux bandes, l’équation suivante définit nos fermetures de masques :

$$x = c|y|^b \pm \frac{Wo}{2}. \quad (3.28)$$

Cette équation donne la possibilité de jouer à la fois sur l’amplitude c et le degré b de la courbure. Dans la pratique, l’amplitude c est paramétrée par une autre variable Wof correspondant à la taille de l’ouverture finale entre les deux bandes (*cf.* Fig. 3.32). La relation donnant c en fonction de Wof , Wo et b est la suivante :

$$c = \pm \frac{Wo - Wof}{2(Le/2)^b}. \quad (3.29)$$

¹⁰On retrouve cette idée par exemple chez Bell-Labs qui appelait ce type de masque “Hammerhead”, illustrant la forme de leur masque au voisinage de la transition.

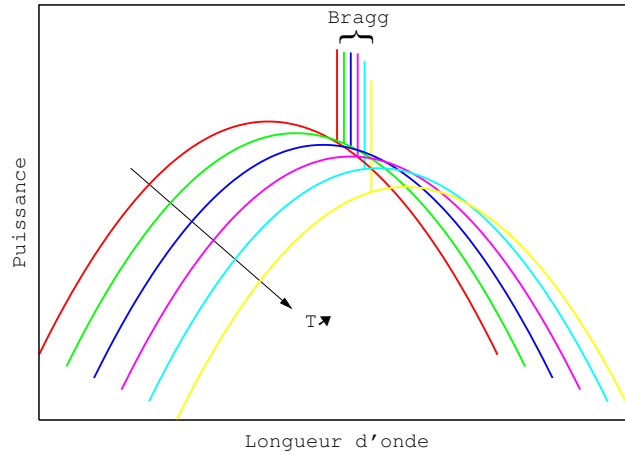


Fig. 3.34 – Principe de l'auto-compensation du laser. L'augmentation de la température T décale le pic de gain et le pic de Bragg à des vitesses différentes. Ce phénomène rapproche continûment les deux pics et compense en partie la diminution du gain liée aux effets de relaxations non-radiatifs et pertes de porteurs sur les niveaux excités.

La figure 3.32 schématise le masque SAG pour différentes valeurs de c et b . L'effet des deux paramètres est présenté sur la figure 3.33 pour un masque SAG de dimensions : $Wm = 50$, $Wo = 40$, $Wof = 30$, et $Le = 500 \mu\text{m}$. Le graphique donne la variation de R pour le puits et la variation de la longueur d'onde associée à l'énergie de transition $E_1 - HH_1$. La fermeture du masque induit localement une augmentation de l'épaisseur et de la concentration en indium. Les deux effets décalent la longueur d'onde vers le rouge. Dans la pratique, pour les puits quantiques, il sera plus judicieux d'analyser le profil de la longueur d'onde car il inclut à la fois les variations d'épaisseur et de composition. Par exemple, si on se contente d'examiner la transition en se fiant au profil d'épaisseur normalisé, le cas $Wof = 25$ semble idéal [cf. Fig. 3.33 (a)]. En effet, c'est avec cette valeur que la transition est la plus abrupte. Par contre, en examinant la longueur d'onde, on remarque que pour cette valeur de Wof , l'effet est bien trop fort. La bosse observée au voisinage de la transition est due à l'augmentation de l'épaisseur et à l'augmentation de la concentration en indium qui vont tous deux très rapidement dans le sens d'une augmentation de la longueur d'onde.

3.5.3 Exemples d'intégrations

Dans cette sous-partie, nous montrons l'application du modèle SAG pour l'intégration de composants. Deux exemples sont présentés. Pour chacun d'eux, une description brève du schéma d'intégration est faite. Ensuite, les exigences relatives aux compositions, épaisseurs et dimensions géométriques sont détaillées. Finalement, le masque SAG résultant est présenté ainsi qu'une comparaison entre le calcul et les mesures.

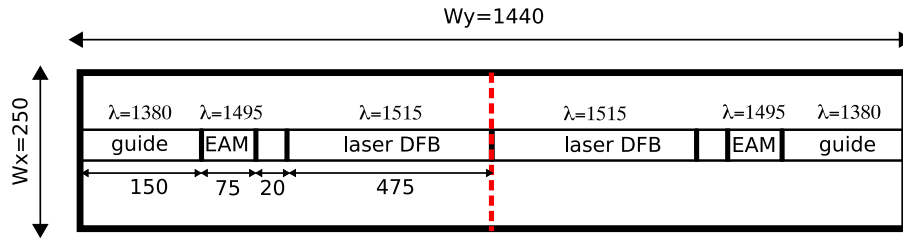


Fig. 3.35 – Schéma du dispositif EML avec les trois sections, laser DFB, EAM et guide passif, montrant les contraintes dimensionnelles (en μm) et spectrales (en nm) à respecter pour le dessin du masque SAG. Les composants sont disposés tête bêche et la séparation entre les puces est symbolisée par un trait en pointillé. La zone inter laser/EAM de 20 μm est destinée à l'implantation afin d'isoler les électrodes.

3.5.3.1 Intégration laser modulateur

L'objectif est d'intégrer monolithiquement un laser DFB avec un EAM et un adaptateur de mode optique. Le composant intégré est une source laser 1.55 μm polarisée en TE, modulable à 40 Gbit/s et fonctionnant sur une large gamme de températures allant de 10°C à 80°C. Ce composant est désigné dans la suite par l'acronyme EML (*electroabsorption modulated laser*). La structure active du composant est définie par un empilement de 10 puits quantiques AlGaInAs contraints en compression compensés par des barrières AlGaInAs en tension. Avant de définir le masque servant à la croissance sélective de la structure, différents paramètres de conception doivent être analysés.

Le premier paramètre à définir est le décalage $\Delta\lambda_{EB}$ qui correspond à la différence entre le pic d'absorption excitonique du modulateur et la longueur d'onde de Bragg du DFB. La valeur $\Delta\lambda_{EB} = 55$ nm a été fixée afin de maximiser le paramètre de modulation $\Delta\alpha/\alpha_0$, donnant le rapport du taux d'extinction à l'atténuation en état passant. Cette valeur fixe le pic excitonique à $1550 - 55 = 1495$ nm.

Un décalage positif $\Delta\lambda_{BG} = \lambda_{Bragg} - \lambda_{gain}$ entre le pic de Bragg et le pic de gain est à l'origine du comportement athermal de la source reposant sur un phénomène d'auto-compensation du gain laser [134]. Lorsque la température augmente, le pic de Bragg et le maximum de gain matériau se déplacent vers le rouge à des vitesses différentes : des valeurs typiques sont $(\partial\lambda_{bragg}/\partial T) \approx 0.1$ nm/K et $(\partial\lambda_{gain}/\partial T) \approx 0.6$ nm/K respectivement pour le Bragg et pour le pic de gain. Dans les deux cas, le décalage vers le rouge est attribué à une diminution du gap du matériau. Le décalage du pic DFB est beaucoup plus faible car il dépend uniquement de l'indice effectif (*cf.* Eq. 3.30). Au fur et à mesure de l'échauffement, le rapprochement du pic de Bragg et du pic de gain compense en partie la diminution du gain matériau attribuée à l'augmentation des pertes non radiatives type Auger et à la fuite des porteurs sur les niveaux excités. La figure 3.34 schématise ce principe d'auto-compensation du gain. La valeur de $\Delta\lambda_{BG}$ ne doit pas excéder une valeur critique au-dessus de laquelle les propriétés du laser telles que le courant de seuil (I_{th}) et le T_0 sont très fortement dégradées. Dans notre configuration actuelle, un décalage de $\Delta\lambda_{BG} = 15$ nm est un bon compromis permettant à la fois un fonctionnement athermal

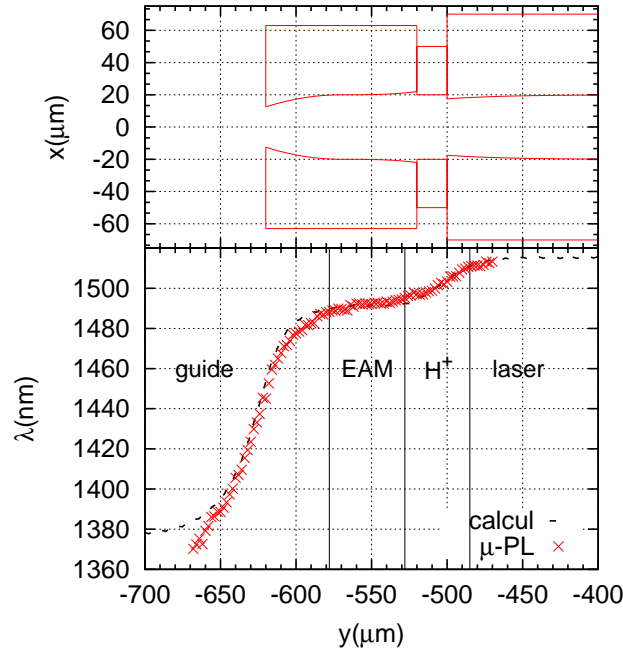


Fig. 3.36 – Calcul et mesure $\mu\text{-PL}$ de la longueur d'onde le long du composant intégré laser-modulateur. La structure est un empilement de puits quantiques avec $\lambda_{DFB} = 1515$ nm, $\lambda_{EAM} = 1495$ nm et $\lambda_{guide} = 1380$ nm. De gauche à droite, quatre zones sont visibles : le guide passif, le EAM, la zone d'inter-électrode (isolée par implantation protonique d'ions H^+) et le laser DFB.

et des bonnes propriétés lasers ($I_{th} = 10 - 15$ mA, $T_0 = 65 - 75$ K). Technologiquement, ce décalage est obtenu en adaptant le pas du réseau Λ à l'indice effectif n_{eff} du mode guidé, tous deux reliés à la longueur d'onde de Bragg par la formule suivante :

$$\lambda_{bragg} = 2n_{eff}\Lambda. \quad (3.30)$$

Ces différentes considérations fixent donc $\lambda_{Gain} = 1550 - 15 = 1535$ nm comme valeur optimum du pic de gain. Il faut également prendre en compte différents effets conjugués liés à l'injection de porteurs dans les puits quantiques. Ces effets sont, notamment, le remplissage des bandes et la renormalisation du gap liée à l'écrantage du champ électrique par les porteurs de charges. Dans notre structure enterrée [63], ces effets décalent le gap et le maximum de gain de l'ordre de 20 nm, d'où une longueur d'onde de gap dans la section laser à $\lambda_L = 1515$ nm. Au final, il faut donc un décalage entre le laser et le modulateur de $1515 - 1495 = 20$ nm.

Le dessin du masque SAG doit anticiper différents points. Le premier point est détaillé ci-dessus et concerne le décalage de 20 nm entre le modulateur et le laser. Le deuxième point concerne le guide passif qui doit être peu absorbant et déconfinant pour améliorer les tolérances de couplage avec la fibre optique. La faible absorption du guide passif est particulièrement importante pour le fonctionnement à haute température. Le masque SAG doit également prendre en compte la taille des zones actives et passives : la longueur du laser est $475 \mu\text{m}$, la longueur du EAM est $75 \mu\text{m}$ et la longueur du guide passif est $150 \mu\text{m}$.

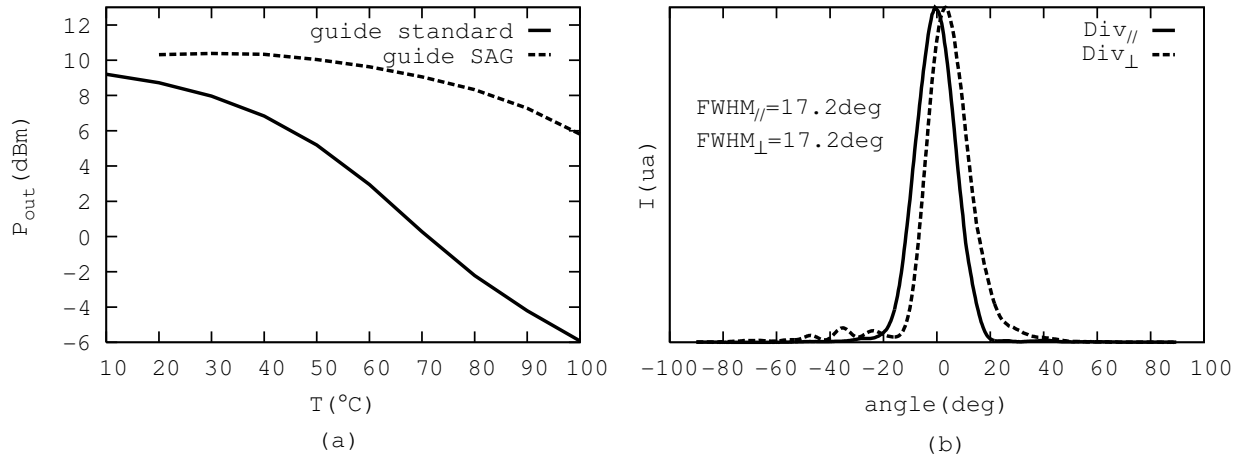


Fig. 3.37 – Résultats EML avec le guide passif SAG : (a) puissance de sortie en fonction de la température avec un guide passif SAG et comparaison avec un guide passif standard ; (b) divergence du mode en champ lointain. Résultats non publiés.

Les puces sont disposées tête bêche et le pas entre chaque composant est de $250 \mu\text{m}$. Ces différents paramètres géométriques imposent les dimensions Wx et Wy de la fenêtre de simulation SAG. La figure 3.35 schématise le dispositif EML avec les longueurs d'onde à viser et la taille des zones actives/passives. La difficulté des simulations SAG dans ce cas pratique repose sur l'existence de deux zones actives (laser et EAM) nécessitant une grande précision sur les longueurs d'onde. La zone passive est plus tolérante car il suffit d'augmenter au maximum le gap pour diminuer l'absorption. Le cas pratique EML envisagé dans cette partie est volontairement très similaire à l'exemple d'intégration de puits quantiques traité dans la partie 3.4.7. Pour le détail des compositions de la zone laser, on pourra donc se référer à cette partie. Les épaisseurs des puits sont par contre un peu plus larges afin d'atteindre la longueur d'onde laser $\lambda = 1515 \text{ nm}$. Le masque SAG dessiné est également similaire avec $Wx = 250$, $Wy = 1440$, $Le = 1240$, $Wm = 50$ et $Wo = 40$. La seule différence concerne la zone EAM qui est décalée de 20 nm par rapport au laser. Pour obtenir ce décalage, les extrémités des masques ont été retravaillées. La figure 3.36 montre l'extrémité de ce masque SAG et les profils de longueurs d'onde calculés et mesurés ($\mu\text{-PL}$) correspondants. On remarquera en particulier la diminution de la largeur du masque dans cette zone afin de diminuer la largeur des puits quantiques et l'utilisation des courbures qui aident à garder un profil en longueur d'onde relativement constant dans la zone EAM. Grâce aux courbures, on obtient également une décroissance très raide de la longueur d'onde pour les transitions laser/EAM et EAM/guide. L'accord entre le calcul et les mesures en $\mu\text{-PL}$ est remarquable et démontre le caractère prédictif et fiable du modèle SAG.

Les résultats du composant intégré en SAG sont conformes à nos attentes. Les pertes en température sont très largement diminuées comme le montre la figure 3.37 (a). La divergence du mode en champ lointain est présentée sur la figure 3.37 (b). Les valeurs

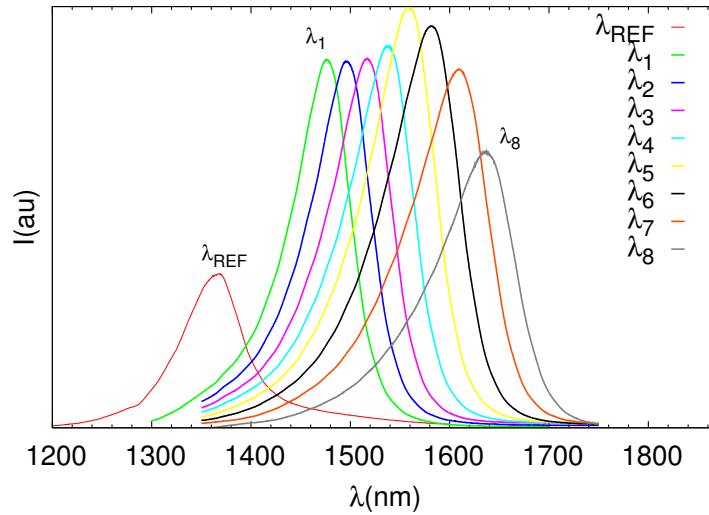


Fig. 3.38 – Spectres μ -PL pour les 8 canaux CWDM ($\lambda_{1\rightarrow 8}$) et la référence λ_{REF} . Le signal de photoluminescence est détecté par un photodétecteur GaInAs étendu refroidi à l'azote.

de divergences renseignées sur le graphe, $FHWM_{//} = 17.2^\circ$ et $FHWM_{\perp} = 17.2^\circ$, correspondent à la largeur à mi hauteur du champ lointain (assimilé à une gaussienne) respectivement dans les directions perpendiculaires et parallèles. Dans le cas de structures à puits quantiques similaires sans guide passif SAG, les divergences sont de l'ordre de $FHWM_{//} = 35^\circ$ et $FHWM_{\perp} = 35^\circ$.

3.5.3.2 Intégration lasers pour applications CWDM

Le coarse wavelength division multiplexing (CWDM) permet de réduire le coût des systèmes dans les réseaux metro-access, tout en répondant à l'augmentation du besoin en bande passante. Il permet le multiplexage en longueur d'onde avec des espacements de 20 nm entre canaux. Suivant le nombre de canaux optiques, l'extension en longueur d'onde sera plus ou moins grande. Le composant détaillé dans cette partie intègre les 8 canaux sur le même substrat grâce à la technique d'épitaxie sélective. La structure active est très proche de celle détaillée pour le laser-modulateur dans la partie 3.5.3.1. L'extension totale en longueur d'onde est de $(7 \times 20 + 100) = 240$ nm. Ce chiffre prend en compte les 8 canaux séparés de 20 nm ainsi que 100 nm supplémentaires pour ajouter un guide passif de faible absorption. Le masque SAG doit intégrer transversalement les 8 lasers/guides. Le décalage en longueur d'onde est obtenu en augmentant la largeur du masque W_m d'un canal à l'autre. L'ouverture W_o fixée à $20 \mu\text{m}$ est identique pour les 8 motifs et l'espacement entre chaque laser est de $W_x = 300 \mu\text{m}$. Cette géométrie a été optimisée afin d'obtenir 8 lasers avec des compositions similaires et des épaisseurs de puits quantiques dans une gamme étroite et compatible avec les performances lasers recherchées. De plus amples détails concernant ces optimisations peuvent être trouvés dans la référence [135].

La figure 3.38 présente les spectres d'émission des 8 canaux ($\lambda_{1\rightarrow 8}$) en μ -PL au point $O(0,0)$ ainsi que celui de la référence (λ_{REF}). Le signal de μ -PL est détecté par le détecteur

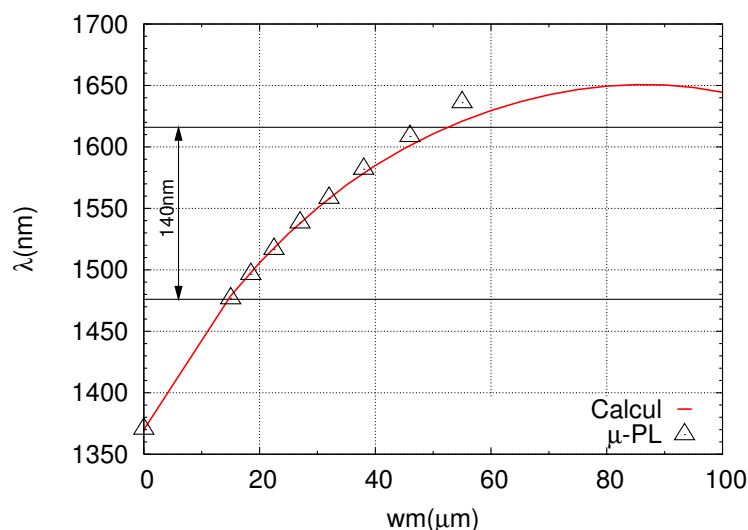


Fig. 3.39 – Calcul et mesure de la longueur d’onde d’émission des 8 canaux CWDM en fonction de W_m . La largeur du masque W_m est ajustée de 15 à 55 μm afin d’obtenir une extension de 240 nm.

GaInAs étendu refroidi à l’azote liquide (*cf.* 3.3.1). La figure 3.39 compare les mesures μ -PL et les calculs de la longueur d’onde d’émission en fonction de la largeur du masque W_m . Le calcul est en très bon accord avec les mesures jusqu’à $W_m = 50 \mu\text{m}$. Pour les masques plus larges un léger écart est observable.

3.6 Synthèse

Ce chapitre était entièrement consacré à la croissance sélective par MOVPE des matériaux de la famille AlGaInAs. Différents points concernant la maîtrise expérimentale de la SAG ainsi que les moyens de caractérisations ont été développés. La plus large partie concernait l’élaboration d’un modèle de calcul complet pour simuler la croissance sélective des alliages ternaires et quaternaires mais aussi des empilements plus complexes comme les structures à puits quantiques. Le modèle de base repose sur une résolution numérique de l’équation de Laplace attribuant une longueur de diffusion à chaque précurseur d’élément III de la famille AlGaInAs. Les variations de composition et d’épaisseur sont ensuite très simplement déduites en assumant une absence d’interaction entre éléments III dans la phase gazeuse. Afin de calculer les états liés des hétérostructures à puits quantiques, un modèle de fonction enveloppe a été utilisé. La comparaison des calculs avec les mesures expérimentales a montré un très bon accord et validé ainsi le simulateur comme un outil de conception performant et efficace pour les dispositifs optoélectroniques intégrés par SAG. Le prochain chapitre sera consacré à la conception du EAM-SOA. Le modèle SAG sera largement utilisé et nous amènera à une géométrie de masque très originale et spécifique aux nouvelles problématiques propres à ce composant.

Chapitre 4

Réalisation et optimisation des structures pour le modulateur amplifié

Dans ce quatrième chapitre, nous développons la réalisation et l'optimisation des structures pour le modulateur amplifié. La structure du composant est tout d'abord analysée en terme de bande passante et de critères dimensionnels. Une large partie est ensuite consacrée à la conception du milieu actif constituant le modulateur électroabsorbant. Le calcul de l'absorption du modulateur en fonction de la polarisation de la lumière et de l'énergie lumineuse incidente nous amène à définir les épaisseurs et compositions optimums pour l'empilement de puits quantiques définissant le milieu actif. Un travail de conception similaire est également entrepris pour l'amplificateur optique. En particulier, nous discutons la valeur du décalage en longueur d'onde à appliquer entre la section de modulation et la section d'amplification afin de maximiser le gain d'insertion du composant intégré. Une courte partie est également consacrée à l'adaptateur modal implémenté en sortie du composant. Les travaux préliminaires entrepris sur l'étude de la zone active définissent des contraintes matériaux. Ces contraintes constituent le point de départ pour dessiner le masque de la croissance sélective. Pour cela les différents outils de conception de masques développés dans le chapitre précédent sont largement utilisés. Pour finir, la structure épitaxiée ainsi que des caractérisations matériaux sont présentés.

4.1 Définition de la structure du composant

Dans le chapitre 2, nous avons défini des exigences spécifiques pour le modulateur amplifié. En particulier, la structure envisagée pour le composant repose sur une approche "buried-ridge" où le ruban est enterré dans le matériau InP. Afin d'obtenir de bonnes performances en terme de bande passante, l'InP est rendu semi-isolant par dopage fer (InP:Fe). L'acronyme anglo-saxon SIBH (*semi-insulating buried heterostructure*) désigne

cette structure. Dans cette partie, nous décrivons la structure du modulateur amplifié en terme de matériaux et critères dimensionnels. Les enjeux liés à la fabrication propre du dispositif et en particulier la reprise sélective SIBH seront abordés dans le prochain chapitre.

4.1.1 Structure SIBH et bande passante

La structure SIBH a été développée au préalable par Alcatel-Thalès III-V Lab pour l'EML fonctionnant à 40 Gb/s (*cf.* 3.5.3.1). Cette structure a montré de très bonnes performances en bande passante avec un résultat record de $\nu_{3dB} = 60$ GHz [63]. Pour la vitesse de modulation envisagée ici (10 Gb/s), une bande passante de 15 GHz est amplement suffisante. Nous avons vu précédemment que la bande passante du modulateur dépendait principalement du produit $R_t C_j$ et de la résistance série R_s liée à la partie p. Rappelons également que dans la structure enterrée, la résistance R_s n'est pas limitante car le contact métallique peut s'étendre sur une large surface (*cf.* 2.1.3). Dans la structure enterrée, pour un EAM d'une longueur de 60 μm , R_s est de l'ordre de 15 Ω . Afin de déterminer la capacitance globale de la structure SIBH, deux capacités en parallèle sont à considérer. La première est donnée par C_j et correspond à la jonction de la diode PIN. Elle dépend de la constante diélectrique du matériau ϵ^1 , de l'épaisseur de la zone intrinsèque t_i et de la surface de la jonction A . Par commodité, nous rappelons ici la formule du condensateur plan déjà présentée dans le chapitre 2 :

$$C_j = \frac{\epsilon A}{t_i}. \quad (4.1)$$

Cette capacité est fixée par les paramètres géométriques du guide d'onde. La surface de la jonction A est définie par la largeur du ruban w et la longueur du EAM, L_{EAM} . w doit être ajusté afin d'obtenir à la fois un fonctionnement monomode et un fort facteur de confinement dans le guide, assurant de bonnes performances en termes de gain (SOA) et d'absorption (EAM). Nous prenons ici $w = 1.3 \mu\text{m}$. La longueur du EAM est quant à elle fixée à 60 μm assurant un fort taux d'extinction pour le modulateur² et minimisant la capacité C_j de la jonction. L'application numérique donne $C_j = 29$ fF. La deuxième capacité est donnée par la jonction entre le matériau enterrant le guide, c'est-à-dire l'InP:Fe et le substrat n. Nous l'appellerons C_{Fe} . Pour limiter cette capacité, il faut minimiser la surface de la jonction (donnée par la largeur W_{EAM} et la longueur L_{EAM}) et augmenter l'épaisseur t_{Fe} du matériau semi-isolant. La figure 4.1 (gauche) présente une

¹ $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_i$ avec $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$ F.m⁻¹ la permittivité du vide et ϵ_i la constante diélectrique relative donnée par l'indice n du matériau. En prenant pour le matériau électroabsorbant $n \approx 3.4$, on trouve $\epsilon_i = 11.54$.

²Notre composant fonctionnant en réflexion, cette valeur doit en réalité être multipliée par 2, ce qui donne une longueur de modulateur de 120 μm .

coupe de la structure envisagée. La couche séparatrice entre InP:P et InP:Fe est ajoutée pour bloquer l'interdiffusion entre atomes de zinc dans la couche p et atomes de fer dans la couche semi-isolante. Cette couche est également semi-isolante et ne pénalise pas la capacité. En prenant $t_{Fe} = 2 \mu\text{m}$ et $W_{EAM} = 15 \mu\text{m}$, on trouve $C_{Fe} = 37 \text{ fF}$. Pour calculer la bande passante du composant, il nous reste à ajouter la capacitance du plot de contact dont la valeur est approximativement $C_{\text{cont}} \approx 40 \text{ fF}$. En considérant que le EAM est connecté à une résistance de charge $R_t = 50 \Omega$ égale à l'impédance R_i du générateur (adaptation d'impédance) la bande passante à 3 dB calculée est :

$$\nu_{3dB} \approx 40 \text{ GHz.}$$

Cette valeur dépasse largement le minimum requis pour une modulation à 10 Gb/s. Notons que ce chiffre n'est en aucun cas figé et est principalement ajustable par l'épaisseur de matériau semi-isolant t_{Fe} que nous avons volontairement choisie peu élevée afin de faciliter la technologie (notamment la gravure du ruban et surtout la reprise sélective SIBH, cf. chapitre 5). Par exemple, pour le composant EML avec $t_{Fe} = 5 \mu\text{m}$, en connectant le EAM à une résistance de charge $R_t = 35 \Omega$ la bande passante dépasse les 60 GHz [63]. Cette flexibilité de la technologie SIBH est un point essentiel car elle montre que la vitesse de modulation n'est pas limitante. Dans cette technologie, le EAM-SOA est donc tout à fait compatible pour des débits plus élevés comme 40 Gb/s [5]. Notons cependant que pour des débits supérieurs à 40 Gb/s, dans notre schéma réflectif, le délai ($\approx 2 \text{ ps}$) entre les deux modulations pourrait être un facteur limitant et amener une pénalité non négligeable sur la sensibilité à la réception du signal optique modulé.

4.1.2 Dimensions du EAM-SOA

La figure 4.1 (droite) présente schématiquement le composant intégré en vue de dessus. Les sections EAM, SOA et guide sont fabriquées le long du même ruban (intégration longitudinale) dessiné en noir sur la figure. Les sections de couleurs rouge symbolisent les électrodes des deux sections actives. La première est destinée au modulateur et doit permettre l'application d'une tension électrique aux bornes de la diode. La deuxième électrode est destinée à l'injection de porteurs dans la cavité amplificatrice. La longueur de ces électrodes détermine les longueurs des zones actives. Les dimensions du modulateur ont été déterminées ci-dessus : $L_{EAM} = 60 \mu\text{m}$ et $W_{EAM} = 15 \mu\text{m}$. Pour le SOA, trois longueurs ont été choisies : $L_{SOA} = 200, 400$ et $1000 \mu\text{m}$. La largeur est $W_{SOA} = 40 \mu\text{m}$. Afin de limiter la taille et les pertes du composant intégré, les deux sections EAM et SOA sont proches l'une de l'autre. La distance les séparant, appelée distance inter électrode (L_{ie}), ne doit cependant pas être réduite en dessous d'une valeur critique pour laquelle des problèmes de diaphonie (XT *crosstalk*) électrique peuvent apparaître et pénaliser le fonctionnement hyper-fréquence du dispositif. Afin d'éviter ce type de problèmes,

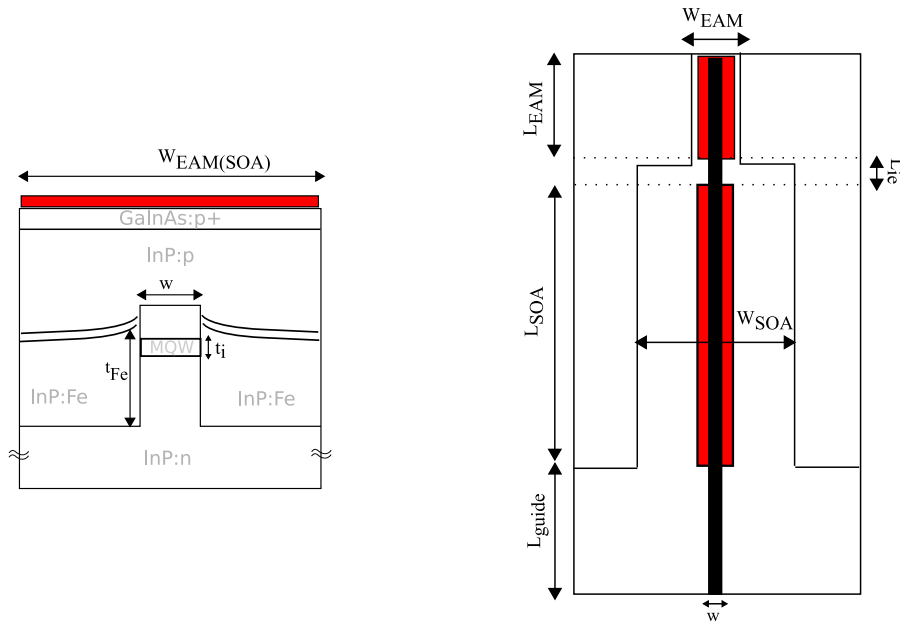


Fig. 4.1 – Schéma de la structure du EAM-SOA —gauche, coupe de la structure SIBH montrant le ruban actif enterré dans le matériau InP:Fe. La section de couleur rouge au dessus de la couche de contact GaInAs symbolise la métallisation P ; —droite, vue de dessus du EAM-SOA montrant les trois sections EAM, SOA et guide le long du même ruban (en noir). Les dimensions w , t_i , W , t_{Fe} et L_{EAM} permettent de calculer la capacitance du EAM.

une isolation inter-électrode est nécessaire. Cette isolation est réalisée par implantation protonique d’ions H^+ . Le chapitre suivant déroulera le processus technologique du EAM-SOA et reviendra notamment sur cette étape d’implantation. En considérant ces différents points, nous fixons $L_{ie} = 25 \mu\text{m}$. La longueur du guide passif est $L_{guide} = 150 \mu\text{m}$.

4.1.3 Structure identique EAM-SOA

La structure du composant est qualifiée de “structure identique” car c’est le même matériau actif et le même ruban qui définissent les deux sections actives et la section passive. En réalité, le matériau actif est différent dans les trois sections. En effet, nous voulons utiliser la technique d’épitaxie sélective afin d’obtenir des décalages de gaps entre les différentes sections (*cf.* 2.4.3). Nous définissons donc la structure identique comme une structure obtenue en une seule épitaxie.

Le matériau choisi pour le milieu actif du composant est AlGaInAs. La structure identique est définie par un empilement de 10 puits quantiques GaInAs et 11 barrières AlGaInAs. Les compositions et les épaisseurs de cette structure sont spatialement modifiées grâce à l’utilisation de la SAG, qui doit permettre la définition de deux zones actives (EAM et SOA) et une zone passive (guide). Les compositions et épaisseurs des puits quantiques dans les zones EAM et SOA doivent être soigneusement ajustées afin d’obtenir l’insensibilité à la polarisation. L’objet des prochaines parties est de définir indépendamment ces compositions et épaisseurs pour le EAM et le SOA.

4.2 Définition du milieu actif : cas du EAM

Dans cette partie, nous définissons le milieu actif du EAM. Dans un premier temps, une étude sur l’insensibilité à la polarisation des EAM est menée pour différentes structures théoriques. Les principaux paramètres analysés sont la bande spectrale de modulation et l’influence de l’écart énergétique $HH_1 - LH_1$ (*splitting*) sur la fonction de transfert d’un EAM. Les calculs dans les deux polarisations TE et TM permettent de définir une structure théorique idéale. Cette étude préliminaire s’appuie largement sur les travaux menés par Sandrine Chelles dans sa thèse de doctorat [32]. Le choix de la structure finale du EAM est fait en considérant les résultats théoriques mais aussi en prenant en compte d’autres paramètres plus délicats à évaluer théoriquement comme la puissance de saturation du modulateur, l’absorption excitonique et le gain de l’amplificateur.

4.2.1 Rappels sur l’insensibilité à la polarisation dans les puits quantiques

L’insensibilité à la polarisation a déjà été discutée au préalable dans le chapitre 2. En théorie, elle est obtenue si les coefficients d’absorption dans les deux polarisations TE et TM sont égaux. Nous rappelons ici la condition déjà évoquée précédemment. Pour le EAM, qui fonctionne en onde guidée, il faut :

$$(\Gamma\alpha)_{\text{TE}} = (\Gamma\alpha)_{\text{TM}}.$$

Dans le chapitre 1, nous avons présenté la formule de α pour un multi-puits quantiques dans l’approximation diagonale. La formule (Eq. 1.55) était donnée pour une transition $E - H(L)$. Dans le cas de structures avec plusieurs états liés (ou quasi-liés) il faut sommer la contribution de chaque transition. Le coefficient d’absorption s’écrit alors :

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{K}{L_w} \sum_{H(L)} P_{H(L)} M_{H(L)} \mu_{H(L)} Y(\epsilon_{H(L)} - \hbar\omega). \quad (4.2)$$

Les différents termes de 4.2 sont à évaluer. Les termes $P_{H(L)}$, $M_{H(L)}$ et $\mu_{H(L)}$ déterminent l’amplitude du coefficient d’absorption et la fonction d’Heaviside $Y(x)$ donne la position spectrale du front d’absorption. Dans la suite, la valeur de $(\Gamma\alpha)$ est évaluée pour les deux polarisations TE et TM.

4.2.2 Ajustement de la contrainte et de l’épaisseur du puits

Dans les structures à puits quantiques non contraintes, la différence de masses effectives entre trous lourds et trous légers induit un écart entre les énergies de confinement HH et LH . Nous appelons “splitting” l’écart énergétique (noté ϵ) entre les énergies fondamentales

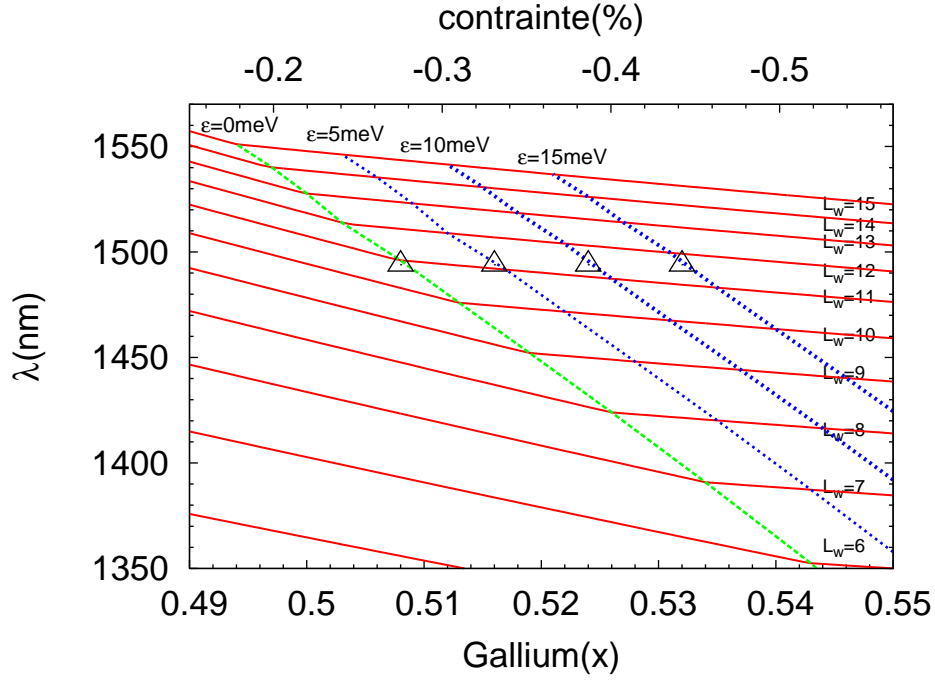


Fig. 4.2 – Abaque de la structure $\text{Al}_{430}\text{In}_{570}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ montrant l'évolution de la longueur d'onde, $\text{Max}(\lambda_{E-H}, \lambda_{E-L})$, en fonction de la composition en gallium (x) et de l'épaisseur (L_w) du puits quantique.

HH_1 et LH_1 ,³

$$\epsilon = HH_1 - LH_1. \quad (4.3)$$

Pour une structure non contrainte, l'énergie de confinement HH_1 étant plus faible que l'énergie de confinement LH_1 , on a $\epsilon < 0$. La compression biaxiale diminue ϵ alors que l'extension biaxiale l'augmente. Afin d'obtenir l'insensibilité à la polarisation, un premier point est d'égaliser les énergies de transitions $E_1 - HH_1$ et $E_1 - LH_1$, c'est à dire annuler ϵ . Pour cela la contrainte du puits doit donc être en tension. Cet ajustement doit permettre d'aligner les fronts d'absorption en polarisation TE et TM. Pour une barrière fixée, ϵ dépend principalement de la contrainte et de la largeur du puits. Nous étudions dans la suite la structure suivante : $\text{Al}_{430}\text{In}_{570}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ avec $L_w = L_b$. La valeur de ϵ est ainsi déterminée par les deux paramètres x (qui fixe la contrainte) et L_w .

La figure 4.2 présente l'évolution de la longueur d'onde d'émission [$\text{Max}(\lambda_{E-H}, \lambda_{E-L})$] en fonction de la composition en gallium x du puits. Chacun des faisceaux de courbes en traits pleins représente une largeur de puits L_w . Les traits pointillés montrent les lignes d'*iso-splitting*. Pour un couple (λ, ϵ) fixé, le graphique permet de retrouver facilement la valeur **unique** du couple (x, L_w) correspondant. Formellement, cela s'écrit :

$$(\lambda, \epsilon) \Leftrightarrow (x, L_w). \quad (4.4)$$

³Comme dans le premier chapitre les énergies de confinement des trous sont données par rapport au fond du puits des électrons.

Nom	%Ga	L_w (nm)	$E_1 - HH_1$ (eV)	$E_1 - LH_1$ (eV)	ϵ (meV)
E0	0.508	10.8	0.830	0.830	0
E5	0.516	11	0.835	0.830	5
E10	0.524	11.2	0.840	0.830	10
E15	0.532	11.5	0.845	0.830	15

Tab. 4.1 – Définition des structures E0→15.

Dans les paragraphes suivants, nous envisageons différents splitting et analyserons l'influence de ce paramètre sur la fonction de transfert du EAM. En particulier, nous étudierons quatre structures avec $\epsilon = 0, 5, 10$ et 15 meV, en fixant l'énergie fondamentale ($E_1 - LH_1$) à 0.830 eV (≈ 1495 nm). Ces quatre structures sont représentées sur la figure 4.2 par des triangles noirs. Elles sont également explicitées et référencées dans le tableau 4.1.

4.2.3 Evaluation du coefficient d'absorption modal

Afin d'évaluer l'amplitude du coefficient d'absorption, il nous faut calculer pour les trous lourds et les trous légers les termes suivants : $P_{H(L)}$, $\mu_{H(L)}$ et $M_{H(L)}$. $P_{H(L)}$ est l'élément de matrice dipolaire. Il dépend de la polarisation de la lumière. Nous avons vu dans le chapitre 1 (Tab. 1.6.2) qu'en polarisation TE, $P_H = 1$ et $P_L = 1/3$, et qu'en polarisation TM, $P_H = 0$ et $P_L = 4/3$. Ainsi, la somme des contributions $E - H$ et $E - L$ en TE est exactement égale à la contribution $E - L$ en TM [31, 33]. Le deuxième terme à calculer est $\mu_{H(L)}$ et correspond à la densité jointe d'état. Nous évaluons ce terme dans l'approximation diagonale en prenant pour les trous lourds et les trous légers des masses effectives dans le plan des couches données par les paramètres de Luttinger [31, 33]. Pour un puits GaInAs en tension, les masses effectives selon l'axe de quantification z pour les trous lourds et les trous légers sont $m_H^z \approx -0.4 m_0$ et $m_L^z = -0.057 m_0$ [12]. La masse de conduction est isotrope et vaut $m_c = 0.044 m_0$ [12].⁴ A partir de ces valeurs, nous déduisons les masses effectives dans le plan des couches qui sont égales à : $m_L^{xy} = 0.158 m_0$ et $m_H^{xy} = 0.073 m_0$. Finalement, on trouve $\mu_L = 0.764 m_c$ et $\mu_H = 0.599 m_c$. Le terme de densité jointe d'état renforce donc l'absorption TM d'à peu près 25 %. Le troisième terme $M_{H(L)}$ est le carré du recouvrement des fonctions enveloppes. Dans notre configuration de bande (type I), sa valeur est très proche de 1 pour les deux types de transitions $E - H$ et $E - L$.

Pour calculer le coefficient modal d'absorption, il nous reste à prendre en compte le facteur de confinement en polarisation TE et TM. Pour cela nous utilisons, le code **FreeFem++** présenté en annexe B. Pour la structure SIBH détaillée ci-dessus on trouve $\Gamma_{TE} = 0.283$ et $\Gamma_{TM} = 0.242$. Pour obtenir ces deux valeurs on a pris $n_{MQW} = 3.4$, $n_{InP:P} = 3.17$,

⁴Pour obtenir ces valeurs de masses effectives avec notre modèle de calcul, la valeur de l'élément de matrice de Kane est $E_p = 18.5$ eV.

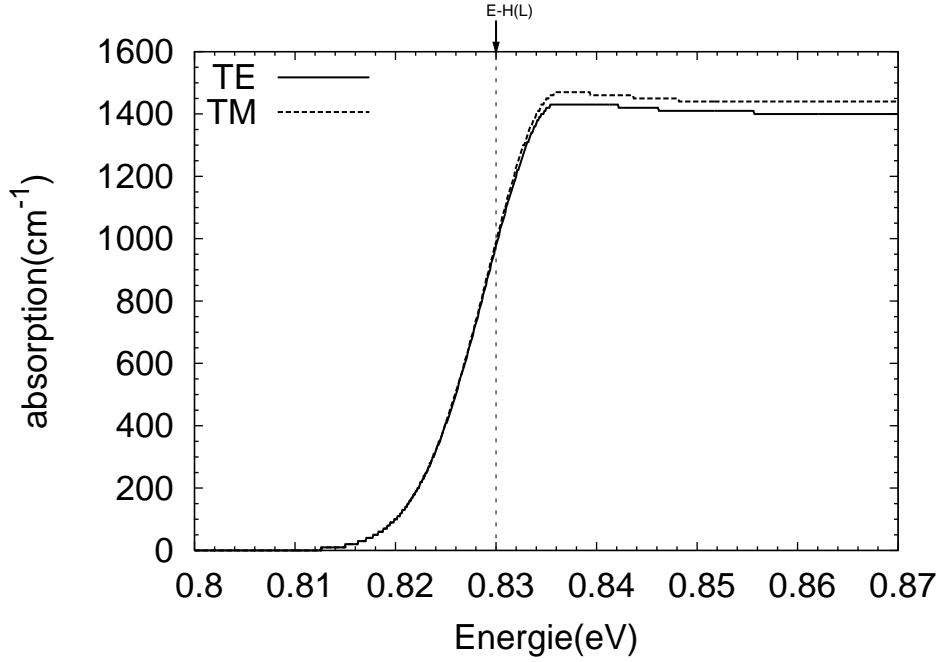


Fig. 4.3 – Calcul du coefficient modal d’absorption en polarisation TE et TM pour une structure à multi-puits quantiques AlInAs/GaInAs avec $\epsilon = 0$ meV. L’élargissement des transitions est paramétré par une gaussienne de largeur à mi hauteur $\gamma = 7$ meV.

$n_{\text{InP:Fe}} = 3.17$ et $n_{\text{InP:n}} = 3.167$. L’épaisseur totale du multi-puits est de l’ordre de $20 \times 11 + 11 = 230$ nm. Par ailleurs pour améliorer le confinement optique et électronique l’empilement de puits quantiques est pris en sandwich entre deux couches de confinement (SCH) grands gaps GaInAsP accordé sur InP. Ces deux couches ont un indice géométrique $n_{\text{SCH}} = 3.31$ et leur épaisseur est de 40 nm.

Nous arrivons au résultat remarquable [31, 33] suivant : la différence entre les densités jointes d’état des deux types de transitions $E - H$ et $E - L$ est compensée par la biréfringence liée à la géométrie du guide d’onde. La figure 4.3 présente le calcul du coefficient d’absorption modal pour un multi-puits quantique $\text{Al}_{430}\text{In}_{570}\text{As}/\text{Ga}_{508}\text{In}_{492}\text{As}$ avec $L_w = 10.8$ nm (structure E0, cf. Tab. 4.1). Cette structure présente un splitting nul et l’énergie de transition fondamentale est $E - H(L) = 0.830$ eV. On remarque que pour cette structure, dans la gamme spectrale envisagée, $(\Gamma\alpha)_{\text{TE}}$ et $(\Gamma\alpha)_{\text{TM}}$ sont presque confondus.

4.2.4 Simulation de l’effet Stark

Pour l’instant, nous n’avons pas introduit le champ électrique. Dans le chapitre 1, nous avons vu que les transitions $E - H$ et $E - L$ ne se déplacent pas à la même vitesse avec le champ électrique F . Ceci est dû à l’effet Stark qui est inversement proportionnel à la masse effective (dans un régime de faibles champ électrique, cf. Eq. 1.48). Par conséquent, l’absorption TE décroît plus vite que l’absorption TM. En revanche, toujours à cause de la différence des masses effectives, la force d’oscillateur de la transition $E - H$ diminue plus

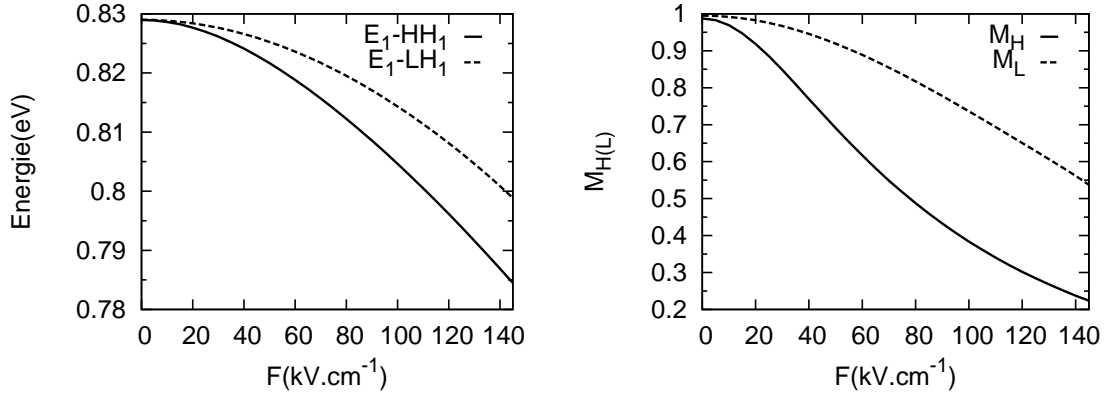


Fig. 4.4 – Calcul du décalage énergétique des transitions $E - H(L)$ (gauche) et de $M_H(L)$ (droite) en fonction du champ électrique.

rapidement que celle de $E - L$. On s'attend donc encore une fois à avoir une compensation entre ces deux effets. Cet effet est présenté sur la figure 4.4 qui montre le décalage des transitions $E - H$ et $E - L$ en fonction du champ électrique et la variation du carré du recouvrement entre fonctions d'onde pour les électrons et les trous lourds (M_H) et pour les électrons et les trous légers (M_L). Le calcul est fait pour la structure à splitting nul envisagée précédemment : $\text{Al}_{430}\text{In}_{570}\text{As}/\text{Ga}_{508}\text{In}_{492}\text{As}$ avec $L_w = 10.8$ nm.

Nous sommes maintenant en mesure de calculer la fonction de transfert du EAM. Comme pour le chapitre 2, nous donnons la valeur de l'absorption en dB pour une longueur de référence de $100 \mu\text{m}$. Le calcul est fait dans les deux polarisations TE et TM pour les quatre structures E0, E5, E10 et E15. Pour chaque structure, nous envisageons différentes énergies $\hbar\omega$ incidentes. L'analyse de la fonction de transfert en fonction de ces énergies incidentes nous donne la largeur de la bande optique sur laquelle le modulateur pourra fonctionner. Comme précédemment, nous évaluons cette bande en considérant que l'absorption doit être supérieure à 15 dB et que l'atténuation en mode passant (champ nul) doit être inférieure à 2 dB. La figure 4.5 résume les différents résultats. Le graphique montre que nos conditions de fonctionnement sont remplies pour les énergies $\hbar\omega$ incidentes suivantes : 0.818 eV, 0.814 eV, 0.810 eV, 0.806 eV, 0.802 eV. Cela fait donc une bande spectrale de ≈ 30 nm. Pour l'instant nous n'avons pas discuté la différence entre les polarisations TE et TM. Les graphiques montrent une très forte influence du splitting sur la différence TE-TM. Pour $\epsilon = 0$ meV, on observe une différence notable entre TE et TM. En effet, pour cette valeur de splitting l'absorption TE est dominante. Ceci illustre le fait qu'en réalité les effets discutés plus haut (évolution de $P_{H(L)}$ et $M_{H(L)}$ en fonction du champ électrique F) ne se compensent pas parfaitement et qu'il est nécessaire de favoriser **légèrement** la transition $E - LH$. La configuration optimum semble être $\epsilon = 5$ meV qui permet d'obtenir les courbes TE et TM superposées sur toute la bande optique envisagée. Pour les splitting plus grands ($\epsilon = 10$ et 15 meV), l'absorption TM devient dominante. Il est à noter que la dispersion des résultats observés pour les quatre valeurs de ϵ est

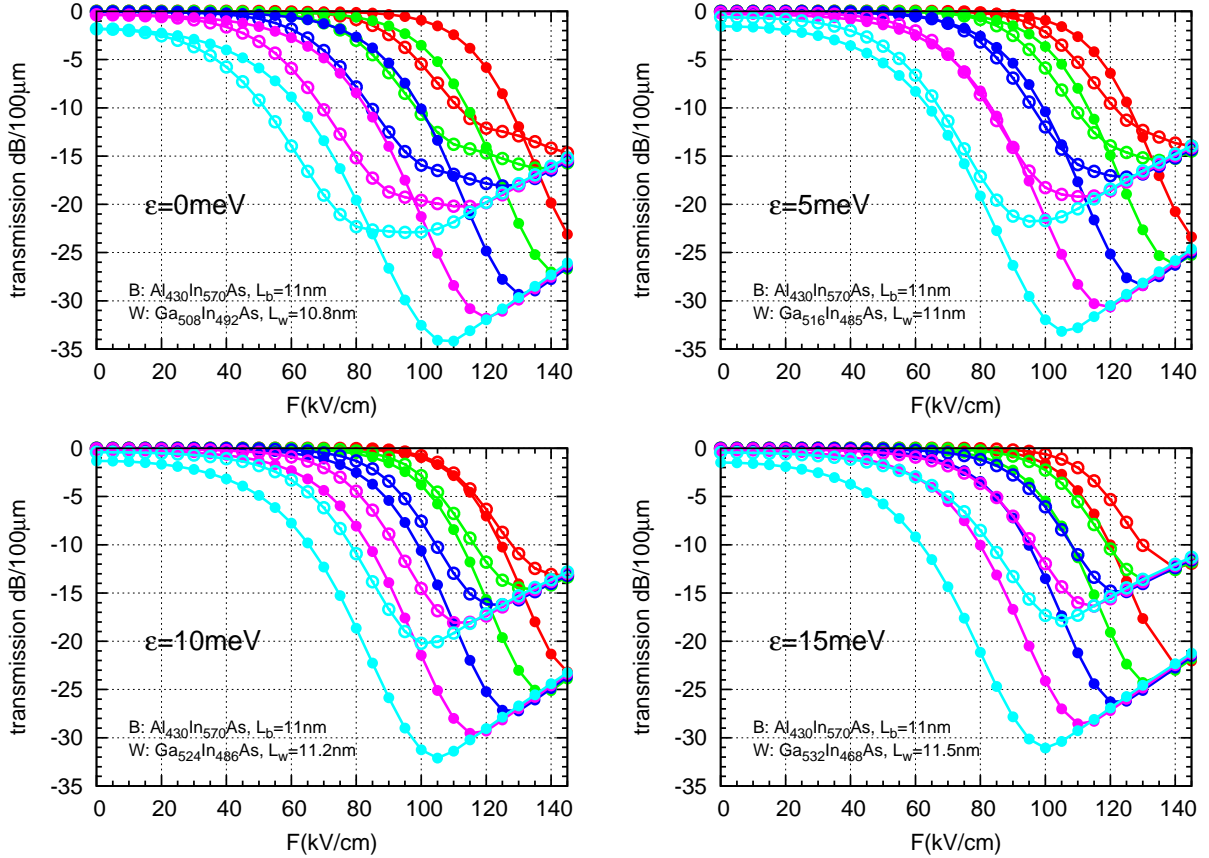


Fig. 4.5 – Calcul de la fonction de transfert d'un EAM de $100 \mu\text{m}$ pour différents splitting $\epsilon = HH_1 - LH_1$. Sur chaque courbe, on compare la transmission TE (rond ouverts) et TM (ronds fermés) pour différentes énergies $\hbar\omega$ incidentes : 0.818 eV (cyan), 0.814 eV (magenta), 0.810 eV (bleu), 0.806 eV (vert), 0.802 eV (rouge). L'énergie fondamentale de chaque structure est $E_1 - LH_1 = 0.83$ eV.

obtenue avec des ajustements assez faibles pour x et des ajustements très faibles pour L_w . Cette remarque met en évidence une difficulté concernant la précision qu'il est nécessaire d'obtenir sur les paramètres du puits quantique. Au vu de l'abaque de la structure (Fig. 4.2), cette précision est surtout critique pour la composition en gallium x du puits qui fixe la contrainte. Cette difficulté est d'autant plus marquée pour la technique d'intégration par épitaxie sélective que nous envisageons car cela suppose d'être capable de caractériser très précisément le puits quantique. Or, nous avons mis en évidence dans le chapitre 3 que la SAG nécessitait des moyens de caractérisation très élaborés (micro-diffraction X haute résolution, *cf.* 3.3.4) pour mesurer les contraintes et la période des hétérostructures à base de puits quantiques.

4.2.5 Choix de la structure

Notre choix pour la structure EAM repose sur différents points. Dans la partie précédente, les calculs ont montré qu'un splitting de 5 meV était optimum afin de garantir une absorption insensible à la polarisation. Dans ces calculs nous prenons une barrière

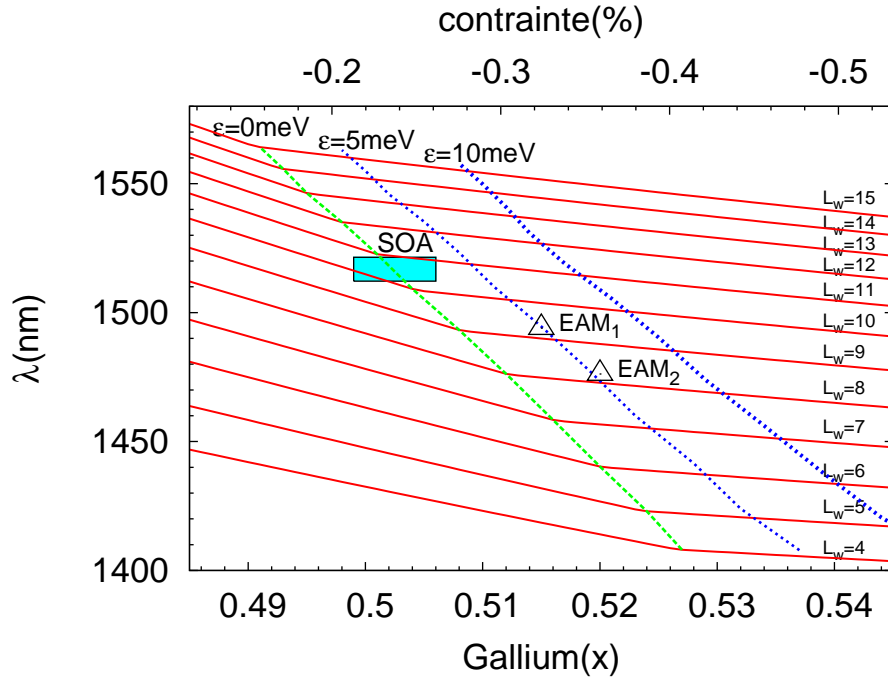


Fig. 4.6 – Abaque de la structure $\text{Al}_{210}\text{Ga}_{190}\text{In}_{600}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ montrant l'évolution de la longueur d'onde, $\text{Max}(\lambda_{E-H}, \lambda_{E-L})$, en fonction de la composition en gallium (x) et de l'épaisseur (L_w) du puits quantique.

AlInAs assez haute. Trois raisons nous poussent à abaisser largement cette barrière. La première raison concerne les effets excitoniques. En effet, avec une barrière plus basse, les énergies de confinement sont plus faibles et il est donc nécessaire de diminuer la largeur du puits quantique afin d'obtenir la même énergie de transition fondamentale. Cette diminution de la largeur du puits renforce les effets excitoniques qui comme nous l'avons vu peuvent être non négligeables dans le système AlGaInAs (*cf.* 2.1.5.2). La deuxième raison qui nous motive concerne la puissance de saturation du EAM. Le phénomène de saturation des EAM est un sujet exhaustivement traité dans la littérature [136–138]. La saturation est observée pour des grandes puissances optiques incidentes et est liée à une mauvaise évacuation des porteurs photo-crées. Afin de maximiser cette puissance de saturation, il est d'usage d'abaisser la barrière. Ces problèmes de saturation concernent surtout les trous qui ont des mobilités plus réduites du fait de leur grande masse effective. Par ailleurs, notons que la répartition des bandes de la famille AlGaInAs (pour mémoire, $\Delta E_c/\Delta E_g \approx 0.7$) est favorable à des grandes valeurs de puissance de saturation [139]. La troisième raison est liée à notre concept de "structure identique" EAM-SOA. En particulier, afin d'avoir un facteur de gain d'amplification suffisant dans le SOA, il est préférable de n'avoir qu'un seul état lié dans le puits quantique [140]. Les états excités contribuent en effet à diminuer le facteur de gain à moins d'obtenir également l'inversion de population pour ces niveaux. Ce dernier point est bien sûr réalisable mais demandera de très fortes injections de courant ce qui est en général pénalisant pour des raisons thermiques notamment.

La discussion ci-dessus nous amène à modifier la structure simulée. Nous prenons

maintenant pour la barrière un alliage AlGaInAs avec la composition suivante : $\text{Al}_{210}\text{Ga}_{190}\text{In}_{600}\text{As}$. Afin de garder l'énergie de transition fondamentale $E_1 - LH_1$ à 0.830 meV et le splitting à 5 meV, le puits a maintenant une épaisseur $L_w = 9.4$ nm. Sa composition ne change en revanche pratiquement pas et est : $\text{Ga}_{517}\text{In}_{483}\text{As}$. Ce dernier point repose sur une règle de conception intéressante et pratique. En effet, pour une composition de puits donnée, la modification de la hauteur de la barrière (sans changer sa contrainte⁵) n'affecte pas le splitting à condition de corriger l'épaisseur du puits pour garder une énergie de transition constante (ici, $E_1 - LH_1 = 0.830$ meV). Nous envisageons également une deuxième structure (EAM₂) avec un modulateur décalé vers les plus courtes longueurs d'onde. L'énergie fondamentale ($E_1 - LH_1$) de cette deuxième structure est fixée à 0.840 eV. Le splitting est toujours $\epsilon = 5$ meV. Afin d'obtenir ces deux paramètres, nous devons ajuster L_w et x . On trouve, $L_w = 8.5$ et $x = 0.523$. La figure 4.6 donne l'abaque de la structure $\text{Al}_{210}\text{Ga}_{190}\text{In}_{600}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$. Les structures EAM₁ et EAM₂ sont pointées par deux triangles noirs.

4.3 Définition du milieu actif : cas du SOA

4.3.1 Décalage EAM-SOA

Afin de maximiser le gain d'insertion du composant EAM-SOA, nous utilisons la technique d'épitaxie sélective. La technique permet de décaler le pic de gain de l'amplificateur dans la zone spectrale de modulation. La valeur du décalage à prendre en compte est assez délicate à fixer car la structure SIBH envisagée dans le cadre de cette étude nous est inconnue pour les SOA. En particulier, nous ne connaissons pas les valeurs des décalages spectraux induits par l'injection de porteurs dans la cavité amplificatrice. Deux effets contraires directement liés à l'injection sont à considérer. Le premier concerne le remplissage des bandes qui décale le pic de gain vers les grandes énergies. Le deuxième effet est thermique et concerne la diminution du gap effectif sous injection lié à l'augmentation des porteurs dans le matériau. Il décale donc le pic de gain vers les faibles énergies. Les deux décalages varient naturellement avec la concentration de porteurs injectée. Bien que très délicats à évaluer, ils sont à anticiper dans notre conception.

Nous appelons dans la suite $\Delta\lambda_{SE}$, le décalage entre le SOA et le EAM défini par :

$$\Delta\lambda_{SE} = \lambda_S - \lambda_E,$$

avec λ_S (λ_E) la longueur d'onde d'émission du SOA (EAM).

La valeur de $\Delta\lambda_{SE}$ a été déterminée à partir d'une mesure de l'émission spontanée

⁵Ceci n'est possible que pour les alliages quaternaires qui permettent de modifier la hauteur de barrière sans modifier la contrainte.

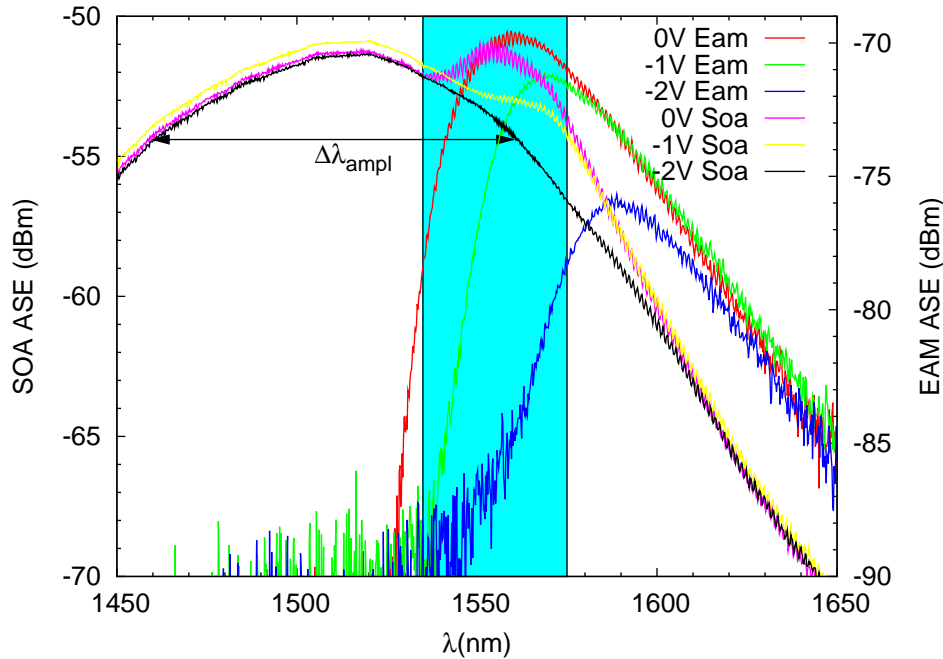


Fig. 4.7 – Mesure de l'émission spontanée amplifiée (ASE) côté SOA (axe gauche) et côté EAM (axe droite) pour différentes tensions sur le EAM. Le courant d'injection dans le SOA est fixé à 100 mA.

amplifiée (ASE, *amplified spontaneous emission*) sur un composant EAM-SOA issu d'une conception antérieure [141]. Ce composant a également une structure identique mais sans décalage de longueur d'onde entre les deux sections actives. Il constitue ainsi pour nous une référence précieuse. En revanche, la structure confinante de ce composant est de type shallow-ridge ce qui induit un comportement thermique très différent de notre structure SIBH. La longueur du SOA est 200 μm . Le principe de la mesure d'ASE sur le EAM-SOA est le suivant. Le composant est couplé à deux fibres optiques : la première côté EAM et la seconde côté SOA. Le SOA est connecté à une source de courant et le modulateur à une source de tension. L'objectif de la mesure est d'observer et de comparer les spectres d'ASE à la sortie du EAM et à la sortie du SOA. Le courant injecté dans le SOA est constant. Sa valeur est 100 mA. Les tensions appliquées aux bornes du EAM sont respectivement 0 V, -1 V et -2 V. La figure 4.7 présente les spectres d'ASE mesuré à la sortie du SOA (axe gauche) et à la sortie du EAM (axe droite). Le spectre d'ASE côté SOA présente deux pics. Le premier pic correspond au pic de gain du SOA et le deuxième est lié à la réflexion (amplifiée) parasite⁶ venant du EAM. Ce deuxième pic varie avec la tension à cause de l'effet Stark qui décale le gap du EAM. Le spectre mesuré à la sortie du EAM montre la lumière non absorbée. L'application du champ électrique décale ce spectre vers les grandes longueurs d'onde par effet Stark. Les spectres mesurés montrent clairement les zones d'amplification et de modulation du composant. La zone d'amplification est

⁶Cette réflexion est ici particulièrement importante car la mesure a été faite sur un composant REAM-SOA avec traitement réfléchif côté SOA et traitement anti-réfléctif côté EAM. Ceci explique également la différence de 20 dB entre les deux faces.

donnée par la bande passante optique $\Delta\lambda_{\text{ampl}}$. Pour ce composant, la mesure à -3 dB donne $\Delta\lambda_{\text{ampl}} \approx 100$ nm (*cf.* Fig. 4.7). La bande optique d'amplification est donc dans ce cas très large. Rappelons cependant que pour ce composant de référence, la longueur de la section amplificatrice est de $200 \mu\text{m}$. Le gain de l'amplificateur est par conséquent assez faible ($\approx 7 - 8$ dB). Pour notre SOA de $400 \mu\text{m}$, on s'attend à avoir beaucoup plus de gain et par conséquent une bande optique plus faible (*cf.* Fig. 2.10). La zone de modulation est dessinée en bleu sur la figure 4.7. Les bornes de cette fenêtre ont été choisies avec le critère habituel, c'est à dire un taux d'extinction d'au moins 10 dB. Notons que pour les plus grandes longueurs d'onde, au voisinage de la borne supérieure de la fenêtre, le taux d'extinction requis n'est pas tout à fait atteint. L'expérience a cependant été faite sur une gamme de tension assez réduite ($0 \rightarrow -2$ V). En polarisant plus fortement le EAM, on s'attend à avoir pour ces longueurs d'onde des taux d'extinction largement supérieurs à 10 dB. Comme d'habitude, pour les longueurs d'ondes trop proches du gap du EAM, le taux d'extinction est très bon mais l'atténuation en mode passant (α_0) devient trop grande. Dans notre cas, ce point n'est pas pénalisant car pour ces longueurs d'onde l'amplificateur compense les pertes. Au final, la fenêtre de modulation s'étend de 1535 nm à 1575 nm et c'est précisément dans cette fenêtre que nous devons ramener le pic de gain du SOA. En visant entre les deux bornes de cette fenêtre, nous trouvons que la position optimum pour le pic de gain du SOA est 1555 nm. Nous étudions deux décalages : $\Delta\lambda_{SE1} = 20$ nm et $\Delta\lambda_{SE2} = 30$ nm. Notons qu'en se basant uniquement sur la figure 4.7, le décalage optimum serait plutôt $\Delta\lambda_{SE} = 40$ nm. Cependant, dans notre cas avec un SOA de $400 \mu\text{m}$, le décalage du pic de gain vers les grandes longueurs d'onde lié à la thermique et à l'inhomogénéité de la densité de porteurs dans la cavité [142] devrait *a priori* être plus grand. Par ailleurs soulignons qu'un décalage trop faible est préférable à un décalage trop grand surtout pour le fonctionnement à haute température.

Dans la pratique, le gap du SOA est fixé à 1515 nm. Le décalage $\Delta\lambda_{SE1} = 20$ nm ($\Delta\lambda_{SE2} = 30$ nm) étant obtenu avec EAM₁ (EAM₂).

4.3.2 Choix de la structure

La structure active pour le SOA doit être similaire à celle du EAM mais avec une longueur d'onde d'émission λ_S décalée de 20-30 nm. Le splitting doit être proche de zéro afin de remplir la condition $(\Gamma g)_{\text{TE}} = (\Gamma g)_{\text{TM}}$. Les structures possibles sont situées dans la fenêtre bleue de la figure 4.6. On trouve $0.500 < x < 0.506$ et $L_w \approx 10.5$ nm. La gamme de composition envisagée entraîne une variation sur le splitting de l'ordre de ± 3 meV. Volontairement, les exigences concernant le SOA sont moins précises que pour le EAM. Encore une fois, ceci est du à notre faible recul sur les SOA SIBH insensibles à la polarisation. D'autre part, d'un point de vue purement pratique, cette tolérance sur les compositions facilite le dessin du masque SAG qui comme nous le verrons est loin d'être trivial.

4.4 Récapitulatif : milieu actif EAM-SOA

Dans cette partie, nous récapitulons les structures envisagées pour le milieu actif du EAM-SOA. Le tableau 4.2 nous servira de référence pour la suite. Il reprend les compositions et les épaisseurs des puits et barrières côté EAM et SOA et définit ainsi nos groupes de variables MQW_{EAM} et MQW_{SOA} . Les deux composants envisagés portent les noms de EAM-SOA₁ et EAM-SOA₂. Nous devons dans la suite déterminer deux géométries de masque répondant aux exigences de chacun de ces deux composants.

	EAM	SOA
EAM-SOA ₁ ($\Delta\lambda_{SE1} = 20$ nm)	B : Al ₂₁₀ Ga ₁₉₀ In ₆₀₀ As; $L_b = 9.4$ nm W : Ga ₅₁₇ In ₄₈₃ As; $L_w = 9.4$ nm	B : Al ₂₁₀ Ga ₁₉₀ In ₆₀₀ As; $L_b = 10.5$ nm W : Ga ₅₀₃ In ₄₉₇ As; $L_w = 10.5$ nm
EAM-SOA ₂ ($\Delta\lambda_{SE2} = 30$ nm)	B : Al ₂₁₀ Ga ₁₉₀ In ₆₀₀ As; $L_b = 8.5$ nm W : Ga ₅₂₃ In ₄₇₇ As; $L_w = 8.5$ nm	

Tab. 4.2 – Récapitulatif des compositions et épaisseurs visées pour le EAM-SOA.

4.5 Implémentation d'un adaptateur de mode

Dans le chapitre 3, nous avons montré l'intérêt de la SAG pour adapter le mode du guide à celui de la fibre optique. La diminution des épaisseurs et l'augmentation du gap dans les zones non masquées influent en effet très fortement sur la valeur de l'indice effectif du mode guidé. Les deux effets vont dans le sens d'une diminution du confinement du mode optique et sont donc particulièrement adaptés pour réaliser des adaptateurs de mode (*cf.* 3.2.3.2). La conception des adaptateurs modaux est un sujet en soi. Le lecteur pourra se référer au papier de revue de I. Moerman [71] pour de plus amples détails.

Dans notre travail, l'adaptateur modal envisagé est très simple car il est défini uniquement par la croissance sélective. L'optimisation de sa longueur ($L_{\text{guide}} = 150$ μm) a été faite par des calculs BPM (*cf.* 1.5.4) non présentés ici. Nous avons également considéré un adaptateur modal plus complexe utilisant à la fois l'épitaxie sélective et la réduction de la largeur du ruban actif. La réduction de la largeur du ruban permet d'accentuer le déconfinement latéral du mode. Sur la figure 4.8 nous montrons un calcul BPM de la divergence en x (carrés ouverts) et en z (carrés fermés) du mode optique en fonction de la largeur du ruban w . Le calcul est fait pour deux structures. La première est notre structure active présentée ci-dessus. La deuxième structure reprend le même empilement mais en divisant toutes les épaisseurs de la zone active par un ratio $R = 1.5$ afin de simuler les épaisseurs attendues dans la zone passive. Si on ne considère pas d'adaptation modale latérale (c'est à dire qu'on garde $w = 1.3$ μm) la réduction des épaisseurs permet de réduire de 10° le profil du mode en champ lointain. L'utilisation de la SAG couplée avec la réduction de la largeur du ruban permet d'arriver à des divergences de l'ordre de 17° dans les deux directions x et z pour un ruban de largeur $w = 0.7$ μm . Dans les calculs précédents, nous avons négligé la variation de l'indice géométrique du multi-puits

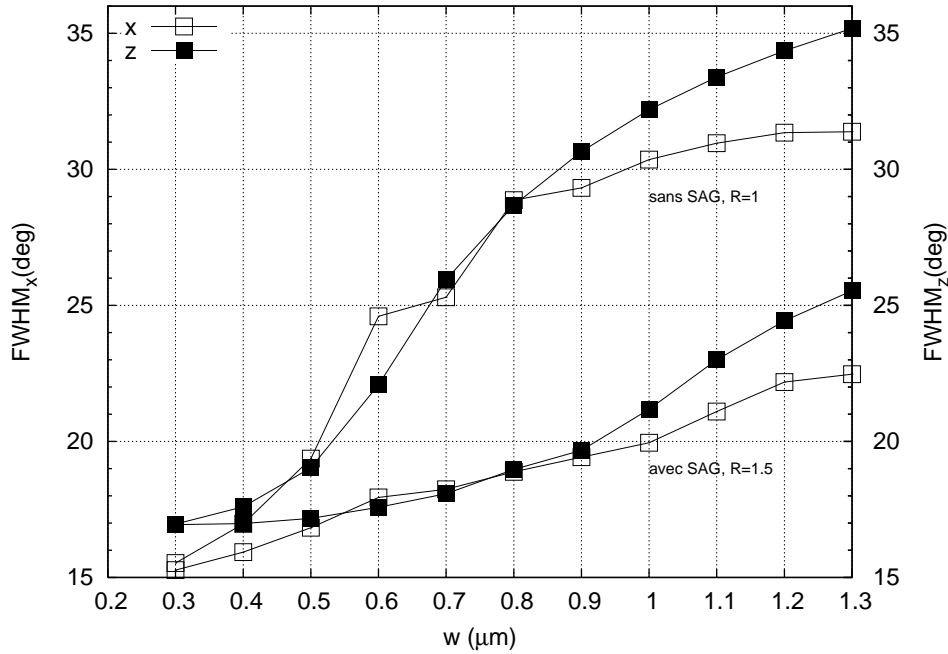


Fig. 4.8 – Calcul BPM de la divergence du mode optique en champ lointain en fonction de la largeur w du guide pour une structure avec et sans SAG. La divergence est définie par la largeur à mi hauteur (FWHM) du champ optique en x et en z .

quantique. L'effet de cette variation sur le facteur de confinement optique est du second ordre en comparaison avec la variation d'épaisseur.

4.6 Masques pour la croissance sélective

Dans cette partie, nous présentons les différents masques SAG simulés en s'appuyant sur les contraintes matériaux définies dans les parties précédentes. Trois masques sont détaillés. Le premier est destiné au composant EAM-SOA₀. Ce composant sera par la suite notre référence. Il est constitué comme les versions EAM-SOA 1 et 2 d'un EAM, d'un SOA et d'un guide passif grand gap. En revanche, le EAM et le SOA ne sont pas décalés en longueur d'onde. Les épaisseurs et les compositions de la zone active sont constantes le long du guide d'onde et donné par la structure EAM₁. Les détails concernant la géométrie du masque SAG EAM-SOA₀ sont donnés dans l'annexe E. Les deux autres masques EAM-SOA₁ et EAM-SOA₂ sont détaillés dans la suite.

4.6.1 Fenêtre de calcul

Les dimensions du dispositif définissent la fenêtre de calcul pour les simulations SAG. Un paramètre très important est la périodicité de cette fenêtre qui est définie par les variables W_x et W_y (cf. 3.4.3.2). Les longueurs du SOA, du EAM et du guide ont été discutées dans les parties précédentes. Ces longueurs définissent la valeur de W_y . Les composants EAM-SOA sont disposés têtes-bêches sur la plaque. Le masque SAG doit

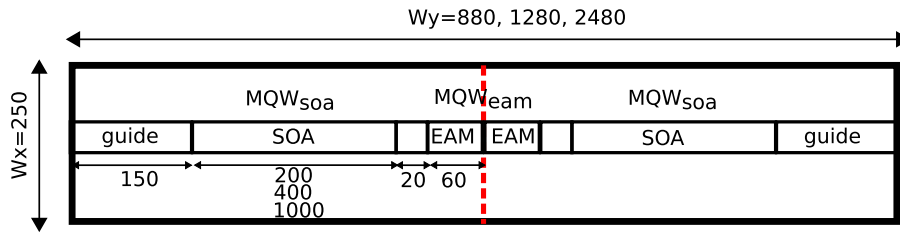


Fig. 4.9 – Schéma du dispositif EAM-SOA avec les trois sections EAM, SOA et guide montrant les contraintes dimensionnelles du problème. Les variables W_x et W_y définissent la taille de la fenêtre de calcul.

donc être symétrique par rapport au plan $y = 0$. En x , la séparation entre composants est standard. Elle est égale à $250 \mu\text{m}$ et définit ainsi la variable W_x . Cette valeur est identique à celle du masque définissant le composant EML détaillé au chapitre 3. Pour nos conditions de croissances SAG, cette valeur est faible et les interférences entre masques auront donc un rôle non négligeable (*cf.* 3.4.6.2). La figure 4.9 schématise le dispositif EAM-SOA, avec les dimensions des différentes sections définissant la fenêtre du calcul FFT.

4.6.2 Premier masque EAM-SOA₁

Les contraintes dimensionnelles du composant ainsi que les groupes MQW_{EAM} et MQW_{SOA} ont été définies. Nous sommes donc maintenant prêt à simuler le masque SAG et utiliser les différents outils de conception développés dans le chapitre 3. Le dessin du masque a demandé de nombreuses itérations afin de répondre aux différentes contraintes. Volontairement, nous ne détaillons pas l'intégralité du processus de modélisation qui a permis d'arriver à la géométrie finale répondant aux exigences du composant. Il est plus intéressant de présenter directement la géométrie calculée et décrire les différentes composantes du masque. Notons également qu'afin de ne pas submerger notre texte de valeurs numériques, toutes les variables définissant les masques SAG du EAM-SOA sont tabulées dans l'annexe E. La figure 4.10 présente le masque SAG répondant à la problématique d'intégration de EAM-SOA₁. Il est constitué de trois motifs. Le premier motif (au centre) définit les deux EAM têtes bêches. Les deux autres motifs de part et d'autre du masque EAM définissent les SOA.

La figure 4.11 présente les différents profils SAG le long de l'axe d'intégration y obtenus avec ce masque. Pour plus de clarté, la figure ne montre qu'une moitié de profil selon y . Les compositions et épaisseurs des zones EAM et SOA sont très proches des valeurs attendues. En particulier, on retrouve le décalage $\Delta\lambda_{SE1} = 20 \text{ nm}$ entre le EAM et le SOA. Le splitting ϵ est de l'ordre de 6 meV dans la zone EAM et de l'ordre de 3 meV dans la zone SOA. Le masque ne peut cependant pas être utilisable tel qu'il est simulé ici. En effet, les spécifications EAM et SOA sont remplies uniquement au centre des sections actives ($y = -200$ pour le SOA et $y = 0$ pour le EAM). Par exemple, les profils de longueurs d'onde le long du guide montre sur la section SOA une variation de l'ordre

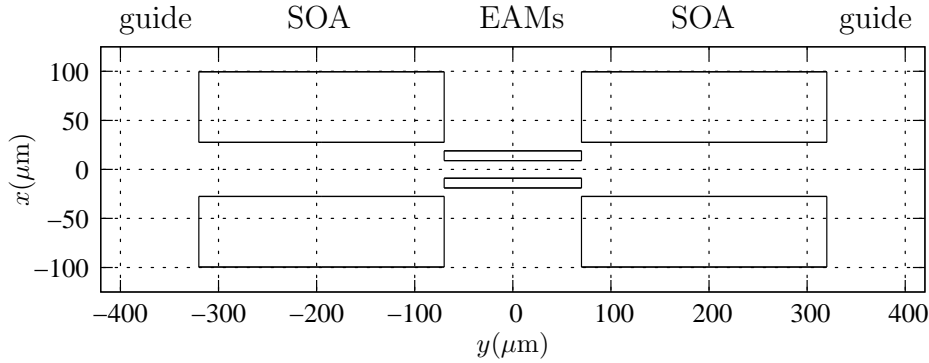


Fig. 4.10 – Dessin du masque SAG pour EAM-SOA₁.

de ± 20 nm. Nous devons donc optimiser ce premier masque afin d’obtenir des profils en longueur d’onde constants pour la section EAM et la section SOA.

4.6.3 Masque optimisé EAM-SOA₁

Le masque optimisé EAM-SOA₁ utilise l’astuce des courbures présenté dans la sous-partie 3.5.2. La forme et la géométrie du masque sont présentés dans l’annexe E. La figure 4.12 donne les calculs des différents profils SAG le long de l’axe d’intégration y . Les courbures sont implémentées dans les masques au voisinage des zones de transition (EAM/SOA et SOA/guide). Dans ce cas précis, la correction sur le profil en longueur d’onde est assez spectaculaire. Les courbures permettent de “redresser” ou “abaisser” le profil selon le besoin. Les paramètres définissant les courbures (b et c) pour chacun des masques sont précisés en annexe E.

4.6.4 Masque EAM-SOA₂

Le masque EAM-SOA₂ est très similaire au masque EAM-SOA₁. Au niveau de la conception, la différence majeure entre les deux masques concerne le décalage visé $\Delta\lambda_{SE}$ entre EAM et SOA qui est plus grand pour EAM-SOA₂ (*cf.* Tab. 4.2). Rappelons que ce décalage est envisagé de la manière suivante : le SOA reste identique à la première version mais par contre le EAM est décalé vers les grandes énergies. Même si au premier abord le raisonnement peut paraître étrange, nous modifions uniquement le masque SAG du SOA. Ce choix entraîne naturellement des compositions de références V1 et V2 différentes. Afin d’obtenir le décalage escompté ($\Delta\lambda_{SE} \approx 30$ nm), deux bandes masquées très fines ont été ajoutées dans l’ouverture du masque SOA. L’intérêt de cette modification est double. En effet, ces petites bandes permettent un contrôle fin à la fois de l’épaisseur du puits quantique mais aussi de sa composition. En jouant sur la taille et l’ouverture de ces petites bandes, il est ainsi possible d’ajuster finement le splitting du SOA. La figure 4.13 donne les calculs des différents profils SAG le long de l’axe d’intégration y .

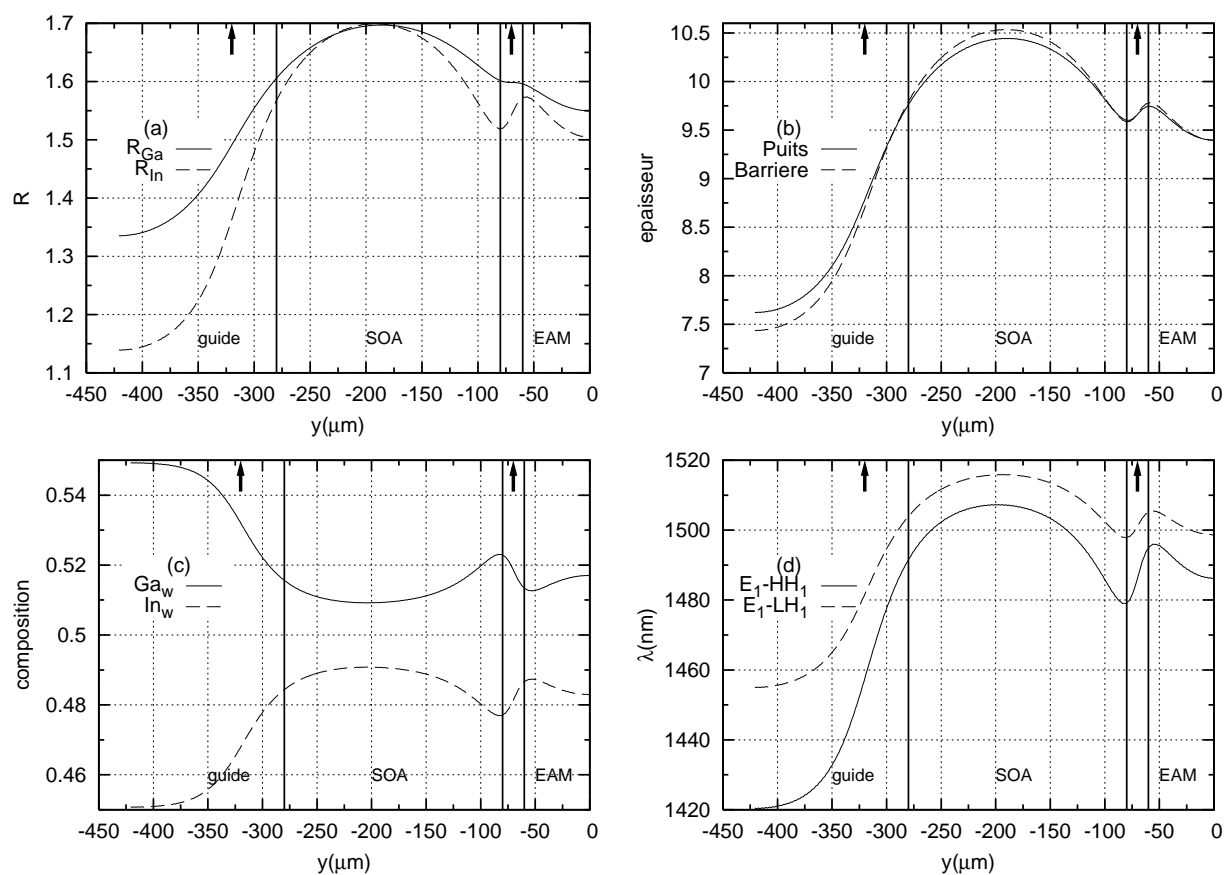


Fig. 4.11 – Simulation SAG pour EAM-SOA₁ le long de l'axe y . (a) ratio R pour le Gallium et l'Indium; (b) épaisseurs des puits et barrières; (c) compositions en Indium (In_w) et en gallium (Ga_w) du puits; (d) longueurs d'onde d'émission correspondant aux transitions $E_1 - HH_1$ et $E_1 - LH_1$. Les traits verticaux délimitent les trois sections EAM, SOA et guide. Les flèches en haut positionnent les masques SAG.

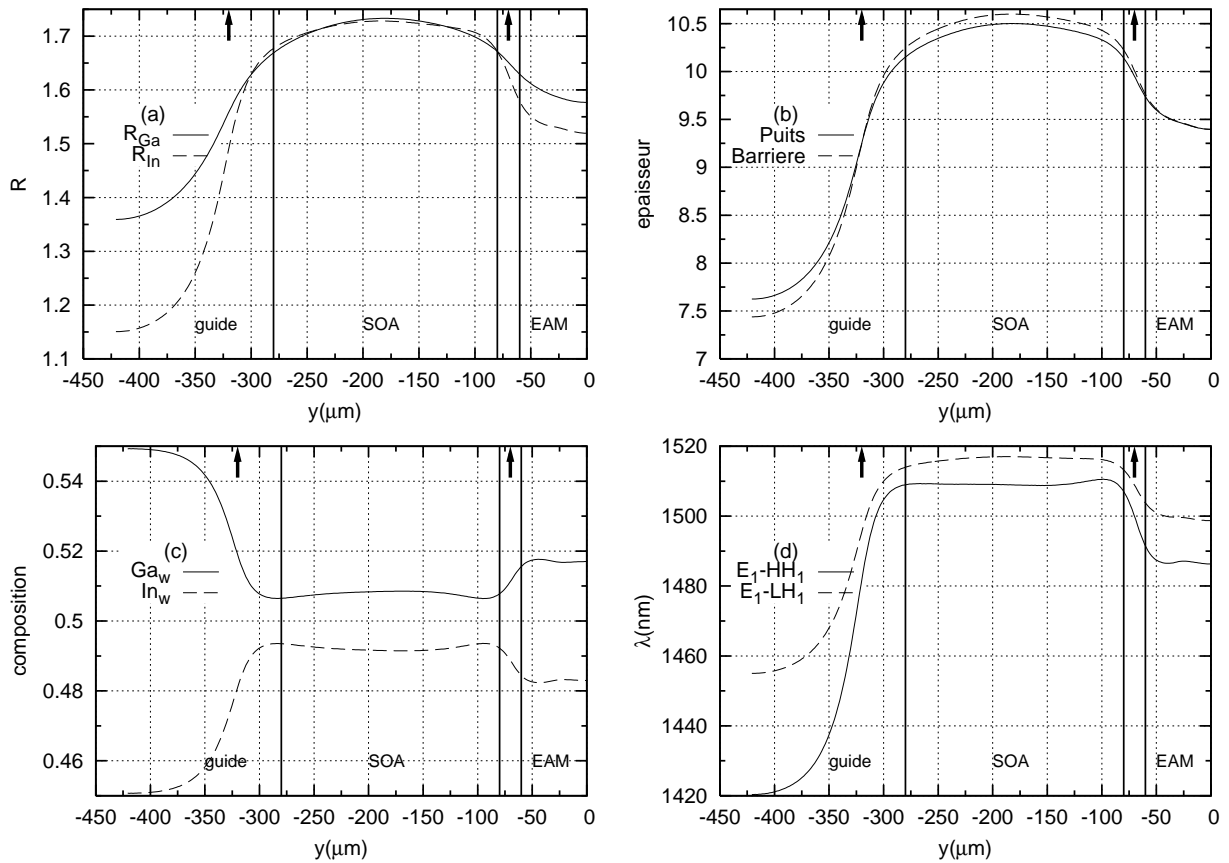


Fig. 4.12 – Simulation SAG pour EAM-SOA₁ (avec masque SAG optimisé) le long de l'axe y . (a) ratio R pour le Gallium et l'Indium; (b) épaisseurs des puits et barrières; (c) compositions en Indium (In_w) et en gallium (Ga_w) du puits; (d) longueurs d'onde d'émission correspondant aux transitions $E_1 - HH_1$ et $E_1 - LH_1$. Les traits verticaux délimitent les trois sections EAM, SOA et guide. Les flèches en haut positionnent les masques SAG.

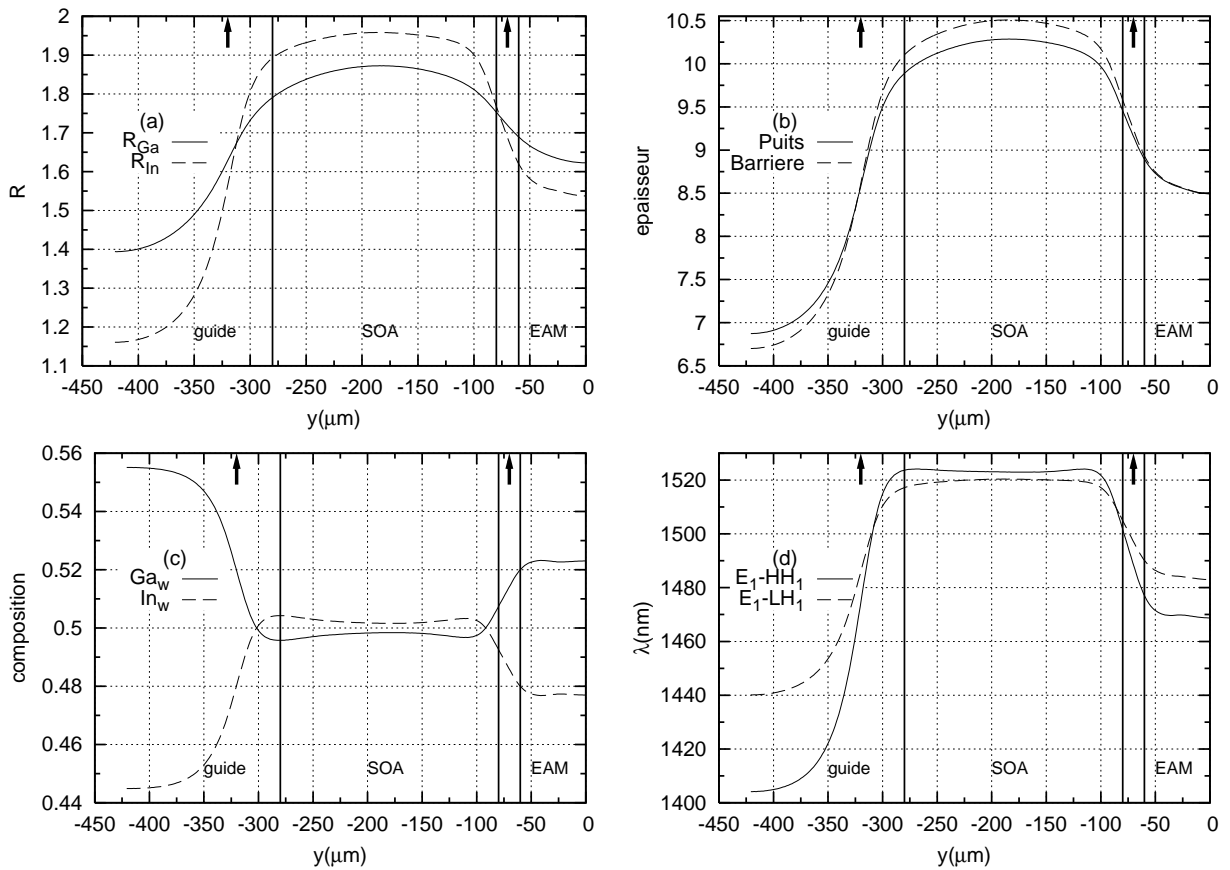


Fig. 4.13 – Simulation SAG pour EAM-SOA₂ le long de l'axe y . (a) ratio R pour le Gallium et l'Indium; (b) épaisseurs des puits et barrières; (c) compositions en Indium (In_w) et en gallium (Ga_w) du puits; (d) longueurs d'onde d'émission correspondant aux transitions $E_1 - HH_1$ et $E_1 - LH_1$. Les traits verticaux délimitent les trois sections EAM, SOA et guide. Les flèches en haut positionnent les masques SAG.

	$e(\text{nm})$	$v(\text{nm/s})$	$p(\text{mbar})$	$T(^{\circ}\text{C})$	dopage(cm^{-3})
InP	300(/1.58)	0.1	50	590	5×10^{17} (p)
Ga ₁₉₅ In ₈₀₅ As ₄₂₅ P ₅₇₅	60(/1.53)	0.4	150	650	<i>nid</i>
Al ₂₁₀ Ga ₁₉₀ In ₆₀₀ As	9.4(/1.54)	0.4	150	650	<i>nid</i>
($\times 10$) Ga ₅₁₇ In ₄₂₃ As	9.4(/1.55)	0.4	150	650	<i>nid</i>
Al ₂₁₀ Ga ₁₉₀ In ₆₀₀ As	9.4(/1.54)	0.4	150	650	<i>nid</i>
Ga ₁₉₅ In ₈₀₅ As ₄₂₅ P ₅₇₅	20(/1.53)	0.4	150	650	<i>nid</i>
InP	100(/1.52)	0.4	150	650	5×10^{17} (n)

Tab. 4.3 – Structure épitaxiée EAM-SOA et conditions de croissance. La vitesse de croissance v est la vitesse nominale mesurée loin des masques. Les épaisseurs sont données pour la zone EAM₁. Pour retrouver les épaisseurs de référence, on divise par le ratio indiqué entre parenthèses.

4.7 Epitaxie sélective de la structure

Dans cette dernière partie, nous développons les premières réalisations concernant la structure épitaxiée sur les masques définis précédemment. A ce stade nous ne présentons que des caractérisations matériaux et aucune étape technologique liée à la fabrication propre du dispositif REAM-SOA n'est discutée. Nous laissons en effet ces différentes étapes pour le chapitre suivant.

4.7.1 Structure épitaxiée et conditions de croissance

La structure épitaxiée est décrite dans le tableau 4.7.1 qui détaille également les conditions de croissance pour chaque couche de l'empilement. Les épaisseurs et les compositions renseignées dans le tableau sont données pour la zone EAM (V1). Pour retrouver les valeurs nominales, loin du masque, il faut diviser les épaisseurs par un ratio $R \approx 1.5$. Les compositions de référence (non renseignées) sont à peu de chose près identiques. Ceci est dû à la géométrie du masque et à la périodicité de la cellule qui entraîne dans ce cas précis $R_{Al} \approx R_{Ga} \approx R_{In}$. Avant de déposer les couches quantiques définissant le milieu actif, une couche tampon d'InP d'une centaine de nm est déposée. L'empilement actif est constitué du multi-puits quantique pris en sandwich entre deux couches de confinement (SCH) GaInAsP ($\lambda = 1.17 \mu\text{m}$). Le milieu actif est finalement chapeauté par une couche supérieure de 300 nm d'InP. Comme précisé dans le chapitre 3, nos conditions standard de croissance sélective sont : $T = 650^{\circ}\text{C}$, $p = 150$ mbar et $v = 0.4$ nm/s. Ces conditions opératoires sont employées pour la couche tampon de début de croissance ainsi que le milieu actif. Pour l'InP supérieur, des conditions spécifiques ont été mises en place. Ces conditions ont été optimisées afin de réduire les fortes surcroissances en bordure de masque. Les surcroissances sont notamment dues à la très courte longueur de diffusion du précurseur de l'Indium (TMIn dans notre cas, *cf.* Tab. 3.1) dans la phase vapeur mais aussi à la surface du semiconducteur. Dans une approche cinétique des gaz, le coefficient de diffusion D dans la vapeur est inversement proportionnel à la pression. La

constante de réaction surfacique est quant à elle très dépendante de la température.⁷ En jouant sur les deux paramètres p et T , il est ainsi possible d'ajuster le coefficient d'échange entre la vapeur et la surface du cristal donné par le paramètre D/k_s . En prenant $T = 590^\circ\text{C}$ et $p = 50$ mbar, nous avons déterminé une nouvelle longueur de diffusion du précurseur de l'Indium. Cette longueur a été extraite de la même manière que précédemment par un ajustement entre un profil d'épaisseur mesuré pour différentes géométries de masque avec le modèle VPD (*cf.* 3.4.4.1). La valeur trouvée est $D/k_s = 90 \mu\text{m}$ [143]. Bien que ces conditions de croissances améliorent très nettement l'homogénéité des couches d'InP déposées, elles ne suppriment pas complètement les surcroissances observées en bordure de masque. Ces surcroissances ne peuvent pas être mises en évidence avec un simple modèle VPD qui est valable uniquement à quelque microns du masque (*cf.* 3.4.8). La vitesse de croissance (non prise en compte dans le modèle VPD stationnaire) est un paramètre qui a également une grande importance. Sugiyama *et al.* [132] ont montré par des modélisations plus fines prenant en compte la diffusion surfacique et un couplage entre la phase vapeur et la surface (cristal ou masque) que la diminution de la vitesse de croissance permettait d'augmenter la longueur de diffusion des espèces sur le cristal et ainsi réduire les surcroissances. Dans notre cas, une vitesse de 0.1 nm/s a permis de supprimer complètement les surcroissances. De plus amples détails sur ces différentes optimisations des conditions de croissance sont donnés dans la référence [143].

4.7.2 Observation au microscope optique

La première caractérisation de la structure épitaxiée sélectivement est l'observation au microscope optique. L'observation permet d'apprécier la morphologie de la plaque et son état de surface général. Pour les deux structures EAM-SOA₁ et EAM-SOA₂ l'état de surface est très propre. Le masque est sélectif (pas de dépôt polycristallin observé) et les zones épitaxiées sont miroir (Fig. 4.14).

4.7.3 Mesures d'épaisseurs par interférométrie optique

Les épaisseurs des couches épitaxiées sont caractérisées par la technique d'interférométrie optique (*cf.* 3.3.2). La figure 4.15 montre les résultats obtenus pour la structure complète EAM-SOA. La coupe y (1) est mesurée par la méthode du glissement de franges (GF) et les coupes x (2 et 3) par la méthode du décalage de phase (DP). Les points expérimentaux sont comparés avec le calcul VPD qui prend en compte toutes les couches de l'empilement défini précédemment. Les compositions et épaisseurs de références de la zone active utilisées dans le calcul ont été déterminés par diffraction X. Les épaisseurs de référence d'InP de la couche tampon et de la couche supérieure ont été calibrées au préalable. Notons que l'échantillon analysé était une structure test et que

⁷On a $k_s \propto e^{-\frac{E_a}{kT}}$, avec E_a l'énergie d'activation de la réaction.

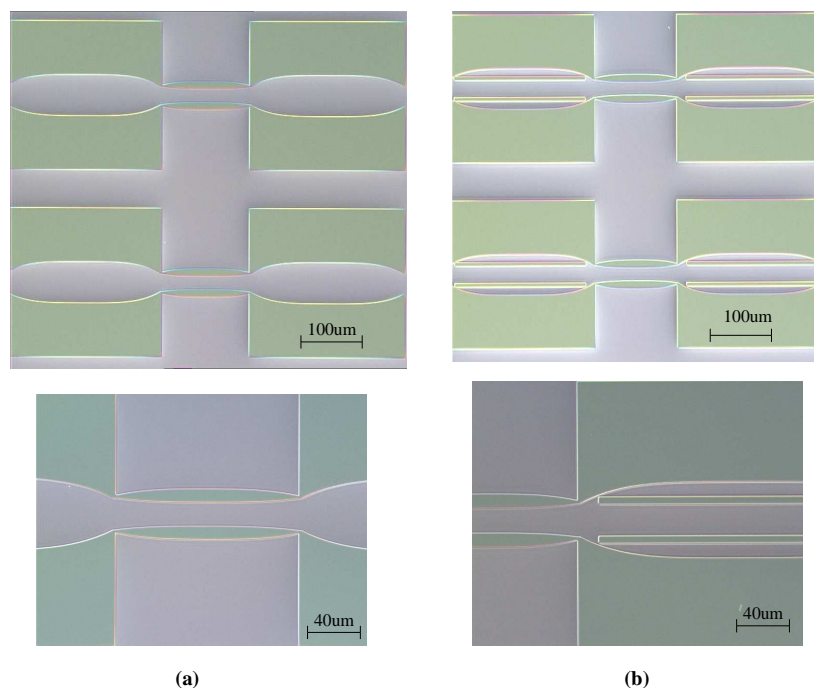


Fig. 4.14 – Observation au microscope optique après croissance sélective de la structure active EAM-SOA : (a) EAM-SOA₁ ; (b) EAM-SOA₂. (—haut) $\times 20$, (—bas) $\times 50$.

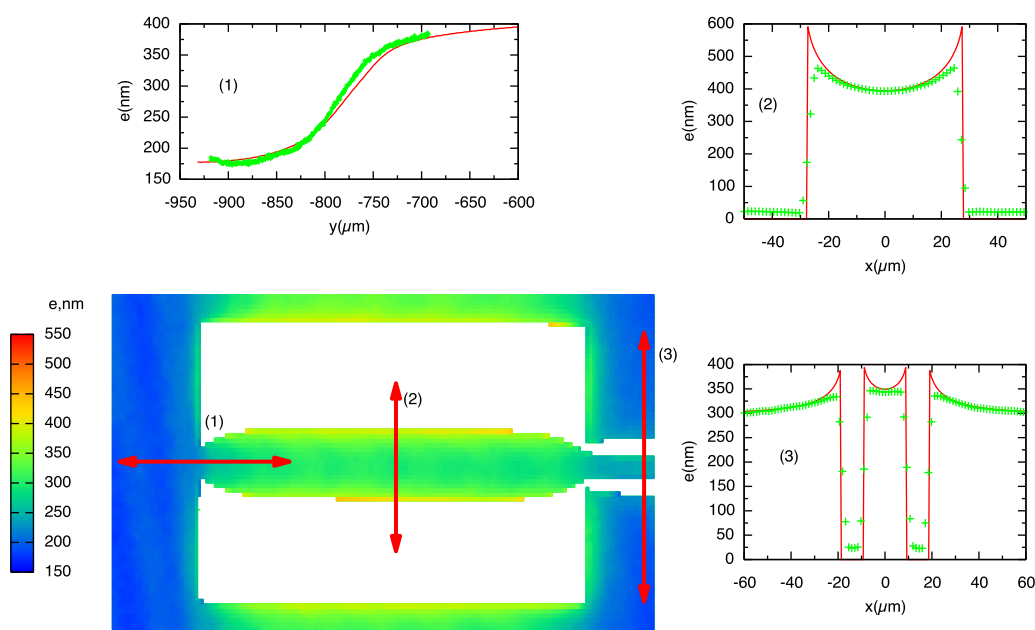


Fig. 4.15 – Mesures par interférométrie optique des couches épitaxiées de la structure EAM-SOA : (—bas, gauche) cartographie 3D mesure GF, (1) coupe y guide mesure DP (points) et calcul VPD (trait), (2) coupe x SOA mesure GF (points) et calcul VPD (trait), (3) coupe x EAM mesure GF (points) et calcul VPD (trait).

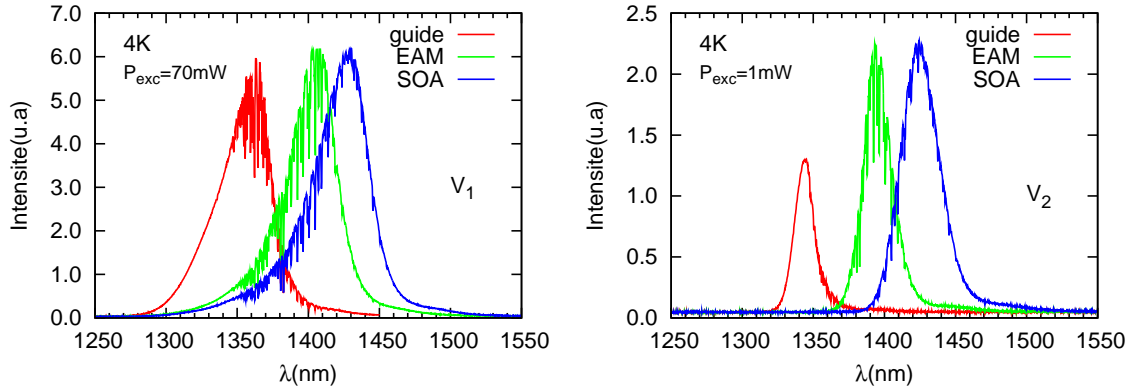


Fig. 4.16 – Spectres de micro-photoluminescence mesurés à 4K pour les deux versions de EAM-SOA : —gauche, V_1 ; —droite, V_2 .

la couche supérieure d'InP était réduite à 5 nm. L'accord entre nos calcul et les mesures par interférométrie est très bon.

4.7.4 Micro-caractérisation du gap par Photo-luminescence

Afin de déterminer le gap des différentes sections actives et passives, nous avons utilisé la micro-photoluminescence. Pour la structure EAM-SOA, la mesure à température ambiante n'était pas assez précise. Ceci est dû au faible splitting qui élargit fortement les pics de luminescence car les deux transitions $E-H$ et $E-L$ sont présentes. Les spectres mesurés à 300K étaient ainsi difficilement interprétables. La mesure a donc été faite à 4K sur un autre banc de micro-photoluminescence. Dans le dispositif utilisé, les échantillons sont excités par un laser émettant à 532 nm. Le signal de photoluminescence est collecté par un objectif de microscope longue distance et analysé par une barrette de photo-diodes GaInAs refroidie à l'azote. Pour de plus amples détails sur le banc de mesure, on pourra consulter la référence [144].

La figure 4.16 montre les spectres mesurés pour les deux jeux de masque V_1 (gauche) et V_2 (droite). Dans les deux cas, les spectres de la zone guide, EAM et SOA sont comparés. Les spectres d'émission sont très bruités dans la zone 1350–1410 nm à cause de l'absorption par l'eau dans l'air. La différence entre les largeurs à mi hauteur ainsi que les intensités de photoluminescence entre V_1 et V_2 est liée à la puissance d'excitation (P_{exc}) du laser qui était plus forte pour V_1 . Les décalages spectraux mesurés entre les différentes sections sont très proches des valeurs simulées. Pour V_1 , on mesure $\Delta\lambda_{SE1} \approx 22$ nm et pour V_2 , $\Delta\lambda_{SE2} \approx 32$ nm. Pour le décalage entre le guide et le modulateur ($\Delta\lambda_{EG}$, identique pour les deux structures) on trouve $\Delta\lambda_{EG} \approx 50$ nm. Pour cette structure précise, la simulation⁸ donne $\Delta\lambda_{SE1} = 18$ nm, $\Delta\lambda_{SE2} = 30$ nm et $\Delta\lambda_{EG} = 45$ nm. Signalons, que dans l'interprétation des résultats et en particulier la comparaison entre les décalages

⁸Le calcul a été refait en prenant en compte les épaisseurs et les compositions de référence issus de la diffraction X.

spectraux à 4K et à 300K, nous avons admis que les paramètres de bowing étaient indépendants de la température. Pour les alliages considérés (GaInAs et AlGaInAs) cette hypothèse semble raisonnable [12].

4.8 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons déterminé la structure guidée EAM-SOA. Le guide d'onde est enterré dans un matériau semi-isolant permettant d'assurer une large bande passante électrique pour le modulateur, une bonne stabilité thermique et un comportement monomode robuste. Différents calculs nous ont permis de déterminer une structure active à base de multi-puits quantique AlGaInAs/GaInAs. Cette structure est *a priori* idéale afin d'obtenir pour le modulateur amplifié des bonnes performances en terme de gain d'insertion, taux d'extinction et insensibilité à la polarisation. Dans le prochain chapitre, nous aborderons la fabrication du dispositif dans la technologie SIBH. Nous présenterons également les résultats obtenus sur des REAM-SOA fabriqués. Nous discuterons donc les différents points de conception développés dans ce chapitre.

Chapitre 5

Fabrication et évaluation des performances du composant

Ce dernier chapitre est entièrement consacré à la fabrication et à la mesure du dispositif intégré REAM-SOA. Dans la première partie, nous détaillons le processus de fabrication ; de l'épitaxie de la couche tampon jusqu'au montage du composant final sur embase HF. Le processus technologique est expliqué pas à pas en mettant l'accent sur les étapes importantes. Dans une deuxième partie, les caractéristiques statiques du dispositif sont examinées. Ces caractéristiques consistent en l'analyse du spectre en réflexion du REAM-SOA qui permet d'extraire des paramètres de fonctionnement importants tels que le taux d'extinction du EAM, le gain d'insertion du composant et la dépendance à la polarisation. Des caractérisations spécifiques pour le SOA sont également réalisées. La troisième partie concerne les résultats dynamiques obtenus avec le REAM-SOA. Pour cela, la bande passante du composant ainsi que la mesure du taux d'erreur pour une séquence de bits pseudo-aléatoire sont analysées. En particulier, nous discutons et comparons les résultats obtenus avec les spécifications des futurs réseaux d'accès passifs. Pour finir, le REAM-SOA est étudié dans une configuration hybride nouvelle pour générer des formats de modulations QPSK (*quadrature phase-shift keying*).

5.1 Fabrication du dispositif

Dans cette première partie, nous décrivons la fabrication du REAM-SOA. Toutes les étapes technologiques importantes sont détaillées et illustrées par des schémas explicatifs. Dans ces étapes, on retrouve les croissances successives MOVPE définissant la structure guidée SIBH, la définition des électrodes EAM et SOA et pour finir le montage des puces sur embase HF.

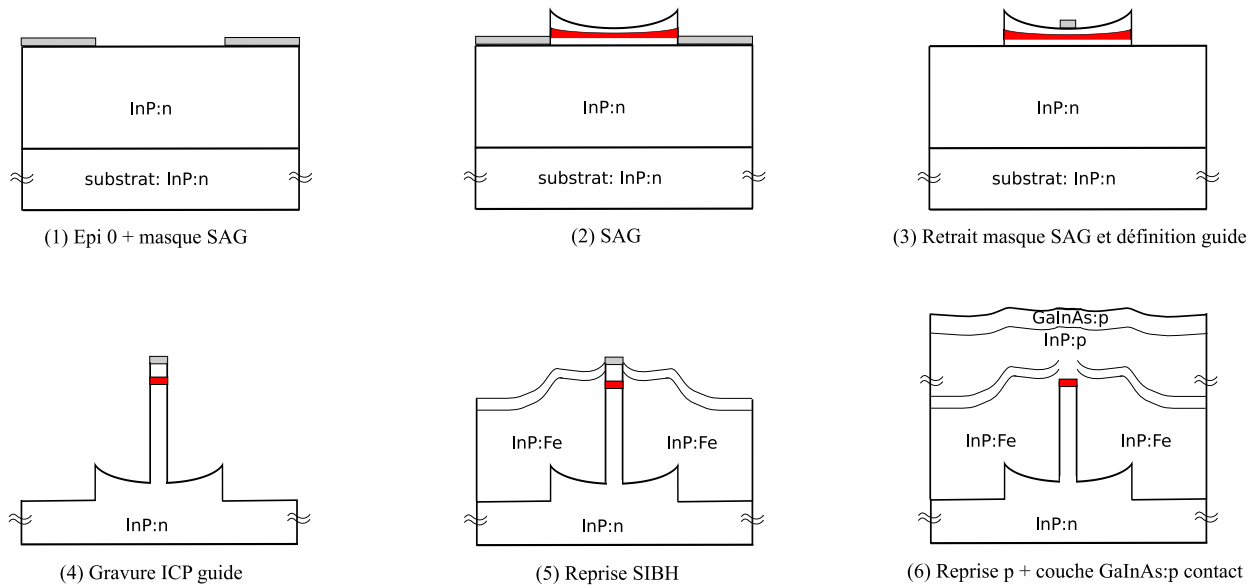


Fig. 5.1 – Croissances MOVPE et étapes technologiques définissant la structure SAG-SIBH.

5.1.1 Définition de la structure SIBH

La figure 5.1 présente le détail des différentes étapes [(1) → (6)] permettant d’arriver à la structure SIBH. Nous détaillons également ces étapes dans le texte.

La structure SAG-SIBH nécessite 4 épitaxies. Une première couche tampon d’InP dopé n et d’épaisseur $2 \mu\text{m}$ est déposée sur un substrat dopé n (S) par MOVPE. Cette couche est appelée dans la suite “Epi 0” [Fig. 5.1 (1)]. Un dépôt de 400 nm de SiO_2 est ensuite déposé sur toute la plaque en utilisant la technique PECVD (*plasma-enhanced chemical vapor deposition*). Le masque pour la croissance sélective est défini par lithographie optique et gravure RIE (*reactive ion etching*), [Fig. 5.1 (1)]. Le plasma de gravure RIE est composé des gaz O_2 , CHF_3 et SF_6 . Le processus de gravure est étalonné afin d’assurer des flancs de masque les plus droits possibles. La croissance sélective est ensuite réalisée dans le bâti MOVPE [Fig. 5.1 (2)]. Pour le détail des couches déposées, on se référera au chapitre précédent (Tab. 4.7.1). Après retrait du masque SAG par gravure chimique [Fig. 5.1 (3)] à l’acide fluorhydrique (HF), un dépôt de SiN_x (600 nm) est fait sur toute la plaque. Un ruban de largeur $w = 1.3 \mu\text{m}$ est ensuite défini par des étapes de lithographie et de gravure RIE [Fig. 5.1 (3)]. Ce ruban doit définir le futur guide d’onde. La gravure du guide se fait par ICP (*inductively coupled plasma*), [Fig. 5.1 (4)]. La hauteur de gravure a été discutée dans le chapitre précédent au moment du calcul de la bande passante électrique du modulateur. Elle est égale à $2 \mu\text{m}$. La troisième épitaxie est la reprise sélective SIBH [Fig. 5.1 (5)]. Le principe de la reprise sélective est très similaire à la SAG. Le masque SiN_x est sélectif et empêche les espèces actives de se déposer dessus. Cette reprise doit enterrer le guide dans le matériau semi-isolant InP:Fe par croissance latérale et verticale, respectivement aux flancs et aux pieds du ruban. Comme pour la SAG, dans des conditions de reprise standards, de fortes surcroissances apparaissent au

bords du masque diélectrique. Le processus de formation de ces surcroissances est difficile à modéliser. La très faible largeur du masque diélectrique ($1.3 \mu\text{m}$) entraîne que le processus dominant est la diffusion surfacique. A cela vient s'ajouter une anisotropie de croissance selon la direction cristallographique du masque. Par exemple, les surcroissances dans la direction $[110]$ sont beaucoup plus importantes que dans la direction $[01\bar{1}]$. Il est donc difficile dans cette technique de maîtriser les reprises sur rubans tiltés par rapport à l'axe cristallographique $[110]$. Les surcroissances doivent être supprimées car elles entraînent des problèmes pour les étapes technologiques ultérieures.¹ Afin de planariser la croissance, le précurseur TBCl (tertio-butyle de chlore) est ajouté dans la phase vapeur. Pendant la croissance, l'élément chlore se combine aux atomes d'Indium formant des complexes très volatiles InCl_x . Il permet ainsi de planariser et homogénéiser la croissance. Le dopage Fer est obtenu avec le précurseur Férocène $[\text{Fe}(\text{C}_2\text{H}_5)_2]$. La concentration du dopant dans la phase solide est de l'ordre de $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cette concentration permet d'atteindre de très fortes résistivités, $\rho \approx 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$. La reprise sélective SIBH est un processus complexe qui a fait l'objet de la thèse de Stephane Gouraud [38,62] réalisée au sein des laboratoires Alcatel-Thales III-V Lab à Marcoussis et HHI (Heinrich-Hertz institute) à Berlin. En particulier, son étude a montré quelles étaient les conditions de croissances MOVPE optimum afin de planariser au mieux les couches. Dans son travail, différents processus de préparation *ex situ* et *in situ* des plaques ont également été élaborés afin d'optimiser la qualité des interfaces du guide. Ces optimisations ont été faites en analysant les courants de fuites de la jonction entre l'interface du guide et l' $\text{InP}:\text{Fe}$. Les courants de fuites ont été réduits à des valeurs résiduelles de l'ordre de 10^{-8} A (pour $U = -2 \text{ V}$), ce qui est tout à fait comparable avec les valeurs de courant d'obscurité mesurées en technologie "shallow-ridge" par exemple [38]. Depuis ces travaux préliminaires, d'autres études ont été menées par le laboratoire afin d'adapter la technologie pour les matériaux AlGaInAs [63]. En particulier, de nouvelles procédures de préparation avant reprise ont été mises en oeuvre. Actuellement, la reprise sélective SIBH est considérée comme une technologie mature au sein de Alcatel-Thales III-V Lab. Après la croissance SIBH, le masque diélectrique est gravé chimiquement (HF). La dernière étape de croissance MOVPE [Fig. 5.1 (6)] est le confinement supérieur ($2.5 \mu\text{m}$ d' InP dopé p) et sa couche de contact (300 nm de GaInAs dopé p).

5.1.2 Définition des sections EAM et SOA

La suite du processus technologique permet la définition des deux sections EAM et SOA. La première étape après la reprise p est la définition des contacts métalliques p [Fig. 5.2 (7)]. Le métal de contact p est constitué de 150 nm de platine et 250 nm d'or. Il est déposé par pulvérisation dans un bâti adapté. Deux contacts distincts sont déposés respectivement pour les électrode EAM et SOA. Afin d'assurer, une isolation

¹Surtout pour les étapes lithographiques à cause d'un plaquage du masque difficile.

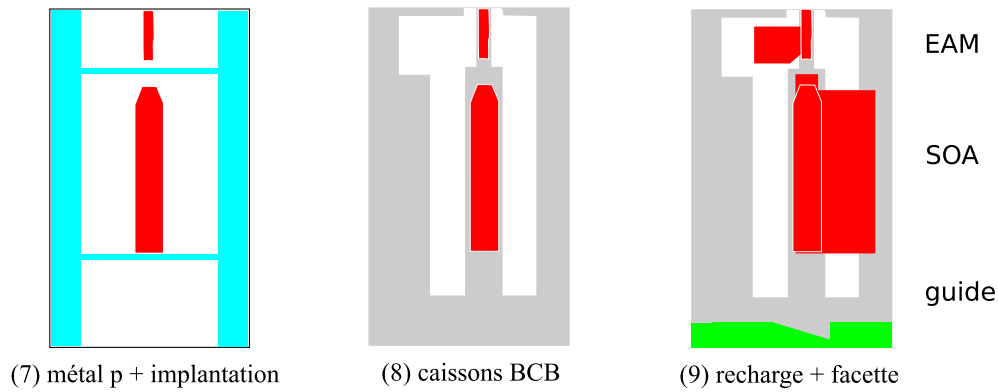


Fig. 5.2 – Suite du processus technologique : implantation, définition des électrodes, des plots de contacts et de la facette de sortie.

inter-électrode suffisante entre les deux sections actives, une étape d'implantation est nécessaire. L'implantation est faite au laboratoire CSNSM (centre de spectroscopie nucléaire et spectroscopie de masse) à Orsay. Les énergies d'implantation sont calculées afin d'implanter toute la zone p, c'est à dire sur une profondeur $\approx 4 \mu\text{m}$. La taille des zones implantées ne doit pas être trop large afin de minimiser les pertes en propagation dans le guide d'onde. Il y a donc un compromis à faire entre une bonne isolation et de faibles pertes optiques. Dans notre cas, nous limitons ces zones à deux bandes de largeur $10 \mu\text{m}$ de part et d'autre du SOA. Par ailleurs, afin d'isoler électriquement les composants sur plaque, les contours de la puce sont également implantés [Fig. 5.2 (7)]. Dans l'étape suivante [Fig. 5.2 (8)], deux "caissons" sont gravés par ICP le long du EAM-SOA. La profondeur de ces caissons est de l'ordre de $5 \mu\text{m}$. La plaque est ensuite recouverte de BCB (bisbenzocyclobutène). Le BCB est gravé en RIE dans les zones hors-caisson. Notons que sur un plan technologique, cette étape est particulièrement délicate. En effet, le BCB se grave en général d'une manière non uniforme qui dépend notamment de la largeur des zones. L'étape est critique dans certaines situations où l'électrode du EAM est découverte contrairement à celle du SOA. Il faut dans cette situation être particulièrement vigilant et adapter la puissance et éventuellement la nature du plasma RIE pour ne pas abîmer le contact en or. Malgré ces difficultés, le matériau BCB reste le meilleur candidat afin de limiter la capacité du plot de contact.² Le plot de contact est constitué d'une recharge en or ($e = 250 \text{ nm}$) déposée comme le contact p par pulvérisation. La recharge recouvre le contact p et déborde sur le matériau BCB [Fig. 5.2 (9)]. La taille de la recharge EAM doit être de petite taille afin de ne pas pénaliser la bande passante électrique de modulation. Cependant, elle doit être suffisamment grande afin de permettre le contact pour le montage. Nous avons adapté la taille de la recharge EAM au diamètre de la soudure, c'est à dire $\approx 50 \mu\text{m}$. Pour le SOA, une faible capacité n'est pas un requis et la recharge est bien plus large. La figure 5.3 montre une mesure $C(V)$ pour le EAM réalisée sur plaque. Au point de fonctionnement entre -1 V et -2 V la capacité est 160 fF ce qui

²Le BCB est en effet un très bon diélectrique avec $\epsilon = 2.56$.

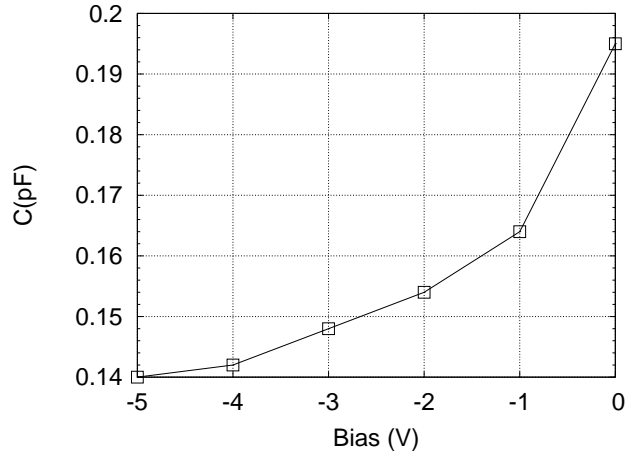


Fig. 5.3 – Mesure $C(V)$ sur plaque pour la section EAM.

correspond à la coupure RC sur 50Ω de l'ordre de 20 GHz. Cette valeur comprend les trois capacités détaillées précédemment : la capacité de la jonction PIN, la capacité de la jonction N:Fe et la capacité du plot de contact. Elle est parfaitement compatible pour la modulation 10 Gb/s. L'étape suivante [Fig. 5.2 (9)] est la définition de la facette de sortie. Nous avons vu précédemment que le fonctionnement réfléchif de notre dispositif entraînait une tolérance extrêmement faible concernant la réflectivité du miroir de sortie. Afin de diminuer cette réflectivité, la facette de sortie est tiltée d'un angle de 7° . La facette est gravée par ICP et la profondeur de gravure est $8 \mu\text{m}$. Après cette gravure, la plaque est amincie chimiquement grâce à une solution bromée puis le contact n (Ti/Pt/Au, 25/50/250 nm) est déposé en face arrière. Les composants EAM-SOA peuvent ensuite être clivés. Les deux dernières étapes, indispensables pour faire fonctionner le dispositif, sont le traitement anti-réflexion (empilement $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) et le traitement haute-réflexion (empilement $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) appliqués respectivement côté EAM et SOA.

Le processus technologique des composants SAG-SIBH décrit ci-dessus présente une étape d'épitaxie en plus que les procédés types "shallow-ridge". Ce point est cependant largement contre-balançé par les propriétés supérieures des composants SIBH détaillées précédemment (meilleures tolérances géométriques, grande stabilité thermique et modale, *etc.*). Dans notre laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab, la technologie est arrivée à un certain degré de maturité devenant une réelle plateforme d'intégration pour les dispositifs optoélectroniques haut débit [63]. De plus, des lasers en technologie SIBH ont été testés en vieillissement en interne et en externe dans des conditions de fort stress (100°C et 100 mA). Les résultats ont confirmé une excellente fiabilité dont l'extrapolation prévoit, par exemple, le fonctionnement laser de plus de 15 ans à 50°C . Le composant REAM-SOA, plus spécifiquement, est de type pseudo-passif (*i.e.* sans fonction laser). Ceci est favorable à une grande fiabilité et un rendement de fabrication puce très élevé.

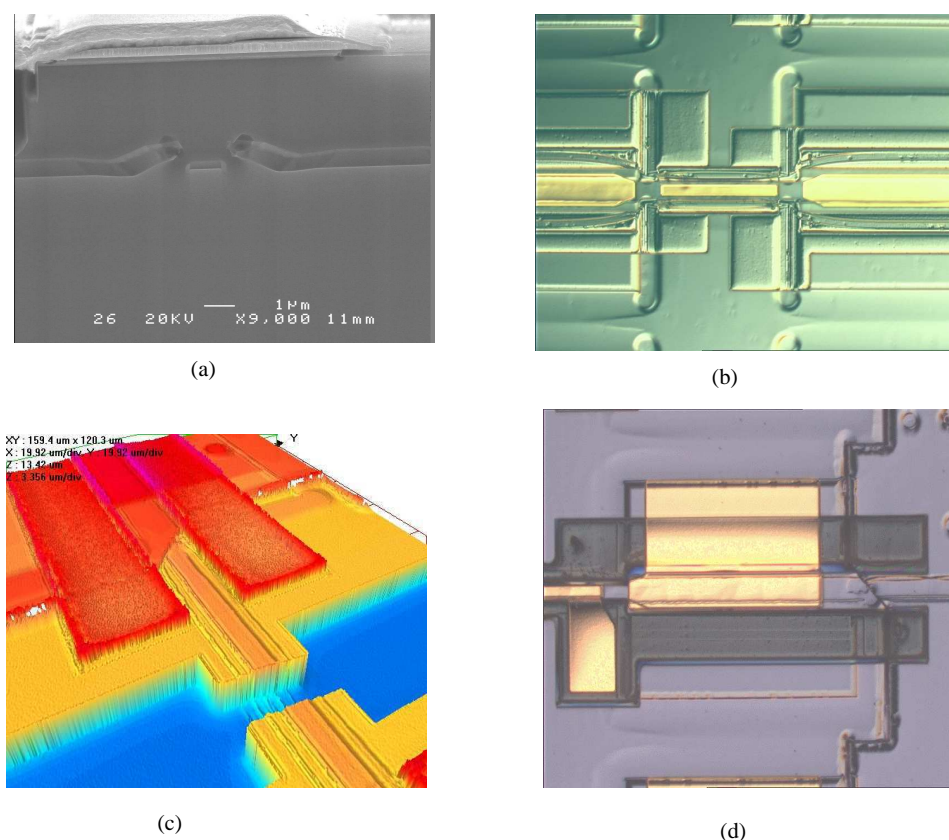


Fig. 5.4 – Technologie du REAM-SOA. (a) structure SIBH au MEB $\times 9000$; (b) après métallisation p et gravure des caissons, microscope optique $\times 50$; (c) guide et facette gravée tiltée, interférométrie optique $\times 20$; (d) REAM-SOA en fin de technologie microscope optique $\times 20$.

5.1.3 Photographies du dispositif en fin de technologie

La figure 5.4 présente des clichés du REAM-SOA à différents stades du processus technologique. En (a), la coupe MEB (microscope électronique à balayage) montre la structure SIBH. Le ruban actif est visible au milieu et est enterré dans l'InP:Fe. Au dessus de l'image, on aperçoit la recharge métallique en or. En (b), un cliché en microscopie optique montre le REAM-SOA après définition des électrodes p EAM/SOA et gravures des caissons. En (c), une image obtenue par interférométrie optique montre la fin du SOA, le guide passif et la facette de sortie tiltée gravée par ICP. On notera que la définition du miroir n'est pas parfaite et que des "stries" verticales apparaissent. En (d), une image au microscope montre le composant REAM-SOA pour le SOA $200 \mu\text{m}$ en fin de process. Les différents clichés proviennent tous de la même conception REAM-SOA₁.

5.1.4 Montage sur embase

Tous les résultats présentés dans les prochaines parties ont été obtenus (sauf mention) avec des composants montés sur embase. L'embase est constituée d'un support en cuivre recouvert d'or. Deux alumines sont collées de part et d'autre de l'ergot à l'aide

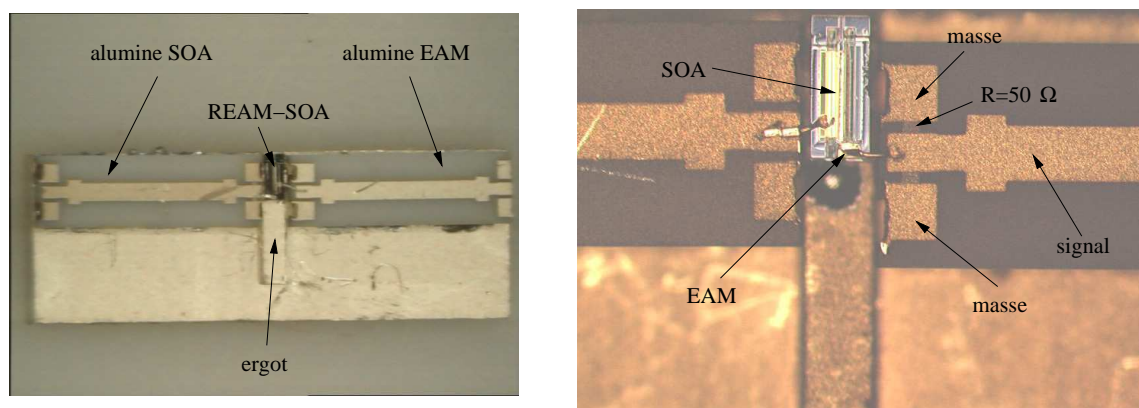


Fig. 5.5 – Photographies de l’embase HF utilisée pour le montage du REAM-SOA.

d’une résine Epoxy conductrice. L’alumine du EAM est constituée d’une ligne micro-ruban masse/signal/masse permettant d’amener le signal électrique hyperfréquence. Une résistance de 50Ω constitue la charge en bout de ligne. La figure 5.5 montre deux clichés du REAM-SOA monté sur son embase.

5.1.5 Technologies testées

Deux technologies ont été testées. La première correspond aux conceptions REAM-SOA₀ et REAM-SOA₁. La deuxième correspond à la conception REAM-SOA₂. Il est à noter que les spécifications attendues en terme de longueurs d’onde n’ont pas réellement été respectées pour ces deux technologies. Ce point est dû à une mauvaise interprétation initiale des spectres de photoluminescence à 300K. Les deux technologies étudiées présentaient des longueurs d’onde environ 30 nm au dessus de nos spécifications initiales. Nous mettons encore une fois en avant la nécessité de micro-caractérisations plus complètes. En effet, dans ce travail, la micro-photoluminescence était le seul moyen dont nous disposions pour remonter à des informations relatives aux compositions et épaisseurs des puits quantiques dans les zones SAG. Comme nous le verrons dans la suite ces difficultés n’ont pas empêché d’obtenir des résultats composants. L’erreur sur le gap a cependant décalé le fonctionnement du composant vers les plus grandes longueurs d’onde.

5.2 Performances statiques du composant

L’analyse des performances statiques du composant permet d’extraire certains des paramètres importants pour le fonctionnement du dispositif. Ces paramètres, largement développés dans les chapitres précédents, sont entre autres le gain d’insertion, le taux d’extinction, la dépendance à la polarisation et la puissance de saturation du SOA. Dans cette partie, nous analysons tous ces paramètres en étudiant les spectres en réflexion sur divers composants REAM-SOA mais aussi sur un modulateur seul REAM. Différentes mesures en transmission sur des SOA seuls sont également présentées.

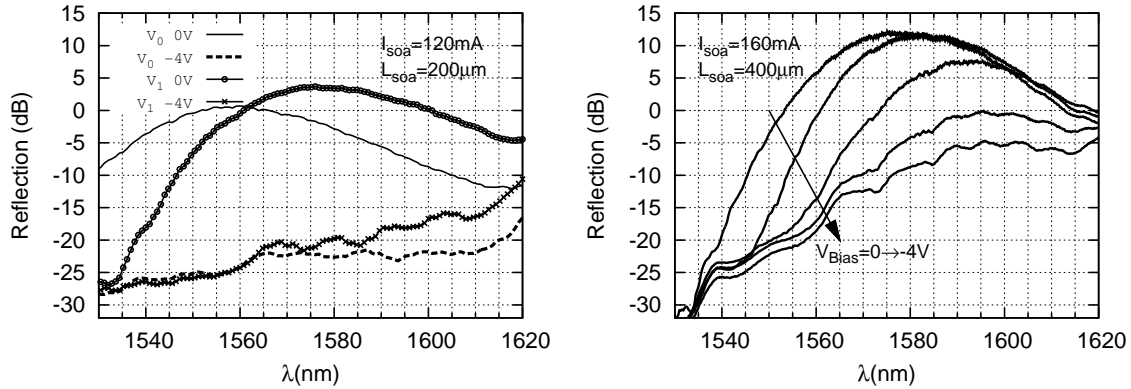


Fig. 5.6 – Spectres TM en réflexion du REAM-SOA pour différentes tensions de polarisation (Bias) sur le EAM. —gauche, comparaison de REAM-SOA₀ (V_0) et REAM-SOA₁ (V_1) pour le SOA de 200 μm ; —droite, REAM-SOA₁ avec un SOA de 400 μm .

5.2.1 Spectres en réflexion

L'acquisition des spectres en réflexion du REAM-SOA permet d'extraire la plupart des informations relatives au fonctionnement statique du composant. Le principe de la mesure est très simple. La source d'émission est obtenue à l'aide de deux amplificateurs EDFA dans les bandes C et L. Leur émission spontanée amplifiée permet de couvrir une large bande optique de 110 nm qui s'étend de 1500 à 1610 nm. La source est connectée au premier port d'un circulateur optique dont le port central est directement connecté au REAM-SOA et le troisième port à un analyseur de spectre. Pour l'analyse des spectres, la puissance lumineuse incidente est normalisée. Le REAM-SOA est monté sur un support commandé par des déplacements piezo-électriques. L'optimisation du couplage entre le REAM-SOA et la fibre optique est fait en maximisant le photo-courant mesuré sur le EAM pour une émission lumineuse incidente donnée. Afin de mesurer la dépendance TE/TM du composant, un séparateur de polarisation est inséré entre la source et le circulateur. De plus, afin d'éviter tout retournement de la polarisation, la fibre optique entre le circulateur et le composant est à maintien de polarisation. La figure 5.6 présente différents résultats obtenus sur ce banc de mesure statique. La figure de gauche montre le spectre de réflexion TM pour deux tensions de polarisation (0 V et -4 V). Une comparaison entre les deux composants REAM-SOA₀ (V_0) et REAM-SOA₁ (V_1) est faite. Rappelons que la différence entre ces deux conceptions concerne le décalage entre EAM et SOA qui est nul pour V_0 et égal à 20 nm pour V_1 . La longueur de l'amplificateur est dans les deux cas 200 μm . La comparaison des courbes montre en premier lieu que le spectre de V_1 est décalé vers les grandes longueurs d'onde par rapport à celui de V_0 . Ceci est dû au décalage de gap de l'amplificateur. D'autre part, le composant V_1 montre un gain d'insertion sur une bande de 40 nm (1560–1600 nm) avec une valeur maximale de 4 dB mesurée pour la longueur d'onde 1580 nm. Le composant V_0 ne dépasse pas la valeur de 0 dB sur toute la bande optique. Deux points expliquent cette forte augmentation du

gain pour V_1 . Le premier a été largement discuté précédemment et concerne le décalage de l'amplification dans une zone "utile". Un deuxième point est également à signaler. Le décalage induit une absorption beaucoup plus faible de l'émission spontanée du SOA côté EAM ce qui contribue également à renforcer le gain. Les spectres montrent également un très bon fonctionnement du modulateur. Pour une tension appliquée de -4 V (qui correspond à un champ électrique $F \approx 140$ kV/cm), le taux d'extinction statique est plus grand que 20 dB sur une bande d'environ 40 nm. La figure de droite montre un spectre TM pour REAM-SOA₁ avec un SOA de 400 μm . Le composant présente ici du gain d'insertion sur une bande de 60 nm (1555 à 1615 nm). La valeur maximale du gain mesurée est 12 dB pour une longueur d'onde incidente de 1580 nm. Le taux d'extinction mesuré pour le modulateur est également très bon : > 20 dB sur une bande de 40 nm et > 10 dB sur 60 nm (valeurs mesurées dans la bande optique où le composant montre du gain d'insertion). Signalons pour finir les pertes de couplage mesurées pour le dispositif qui sont de l'ordre de 5 dB par passage. Ce chiffre pourrait être largement diminué en améliorant l'adaptateur de mode. En effet, dans cette conception, l'adaptation modale est obtenue uniquement par la diminution de l'épaisseur et l'augmentation du gap du milieu actif (par SAG). Avec cette adaptation, la divergence du mode optique mesurée en champ lointain est de l'ordre de $25 \times 25^\circ$. Pour de futures conceptions, il sera intéressant d'adjoindre à l'adaptation modale SAG un rétrécissement de la largeur du ruban actif (*cf.* 4.5) ou même d'ajouter un guide "semelle" pour obtenir un couplage évanescent. Cette dernière solution est de loin la plus efficace [59].

Le problème majeur du dispositif est la très grande dépendance à la polarisation (TM-TE \approx 6 dB). Ce point est discuté dans la sous-partie suivante.

5.2.2 Analyse de la dépendance à la polarisation

La comparaison entre les spectres TE et TM du REAM-SOA nous donne des informations sur la dépendance à la polarisation du composant intégré. La figure 5.7 (gauche) montre les spectres TE et TM, toujours en réflexion, pour différentes tension de polarisation. La différence TE-TM mesurée est > 6 dB sur la bande optique d'intérêt (c'est à dire où le EAM fonctionne). D'autre part, on remarque un décalage en longueur d'onde (≈ 10 nm) entre les maximum de gain d'insertion des deux spectres. Ce décalage est entre autre lié à notre structure REAM-SOA₁ qui favorisait la transition $E_1 - LH_1$. Cependant, il ne constitue malheureusement pas une signature du splitting réellement obtenu étant donné que le gain TM est beaucoup plus grand. La différence TE-TM a été observée pour tous les composants REAM-SOA. En particulier, une comparaison entre V_1 et V_2 a montré des résultats tout à fait similaires pour des composants avec section SOA de 200 μm . Ce point est quelque peu troublant car la version 2 présentait différentes options de splitting (négatif, positif et nul) qui n'ont pas influencé la différence TE-TM de façon significative. Signalons que la version V_2 avec un SOA de 400 μm n'a cependant

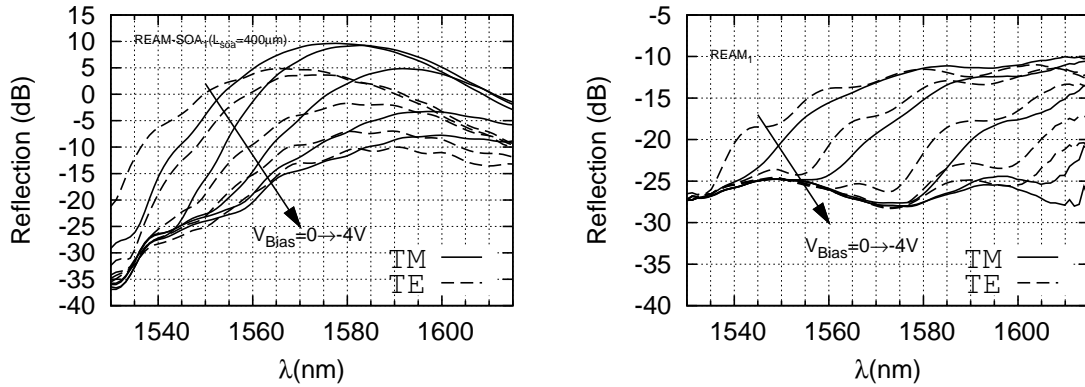


Fig. 5.7 – Spectres TE-TM en réflexion pour différentes tensions de polarisation sur le EAM. —gauche, REAM-SOA₁ avec un SOA de 400 μm ; —droite, REAM₁.

pas été utilisée en raison de divers problèmes de fabrication. Ces problèmes sont liés à une mauvaise définition de la gravure du ruban qui a induit une forte diffusion de l'émission. Deux conséquences ont suivies : le composant lasait à faible courant même avec un très bon traitement anti-réfléchissant ; le champ d'émission présentait des fortes interférences qui ont empêché un bon couplage optique. Dans notre schéma réflectif, une seule facette de sortie doit assurer la suppression de la cavité Fabry-Pérot parasite. Malgré l'inclinaison du miroir (7°) et son traitement anti-réfléchissant les composants avec des sections SOA de 400 μm ont montré une tendance à laser. Dans ce dernier cas, le gain matériau sature et n'augmente plus avec le courant. Le graphique de droite montre les résultats obtenus sur des REAM₁ seuls. La mesure est perturbée par un battement probablement lié à un mauvais traitement anti-réfléchissant sur la facette de sortie du EAM. Cependant les spectres montrent une dépendance à la polarisation assez faible en comparaison avec le dispositif complet REAM-SOA. Une mesure grossière montre une dépendance de l'ordre de ± 1 dB sur une bande de 40 nm. Ce point est très intéressant car il montre clairement que le problème de dépendance à la polarisation vient de l'amplificateur.

5.2.3 Caractérisation de l'amplificateur

5.2.3.1 Analyse et interprétation des performances du SOA

Afin d'évaluer les performances en amplification, nous avons monté sur embase des SOA seuls. Les facettes d'entrée et de sortie ont été traitées anti-réfléchissantes afin de supprimer la cavité Fabry-Pérot et de permettre la mesure en transmission. La figure 5.8 compile des résultats de caractérisation obtenus sur différents lots de puces. En (a), le gain interne G_{in} , le gain fibre à fibre G_{ff} ainsi que le facteur de bruit de l'amplificateur sont tracés en fonction du courant injecté. La différence mesurée entre G_{in} et G_{ff} donne les pertes de couplages qui sont ici égales à 13 dB, c'est à dire 6.5 dB par face. Ce chiffre est très mauvais et pourra être amélioré en travaillant sur l'adaptation modale entre le composant et la fibre. Notons cependant que ce résultat n'est pas représentatif des REAM-

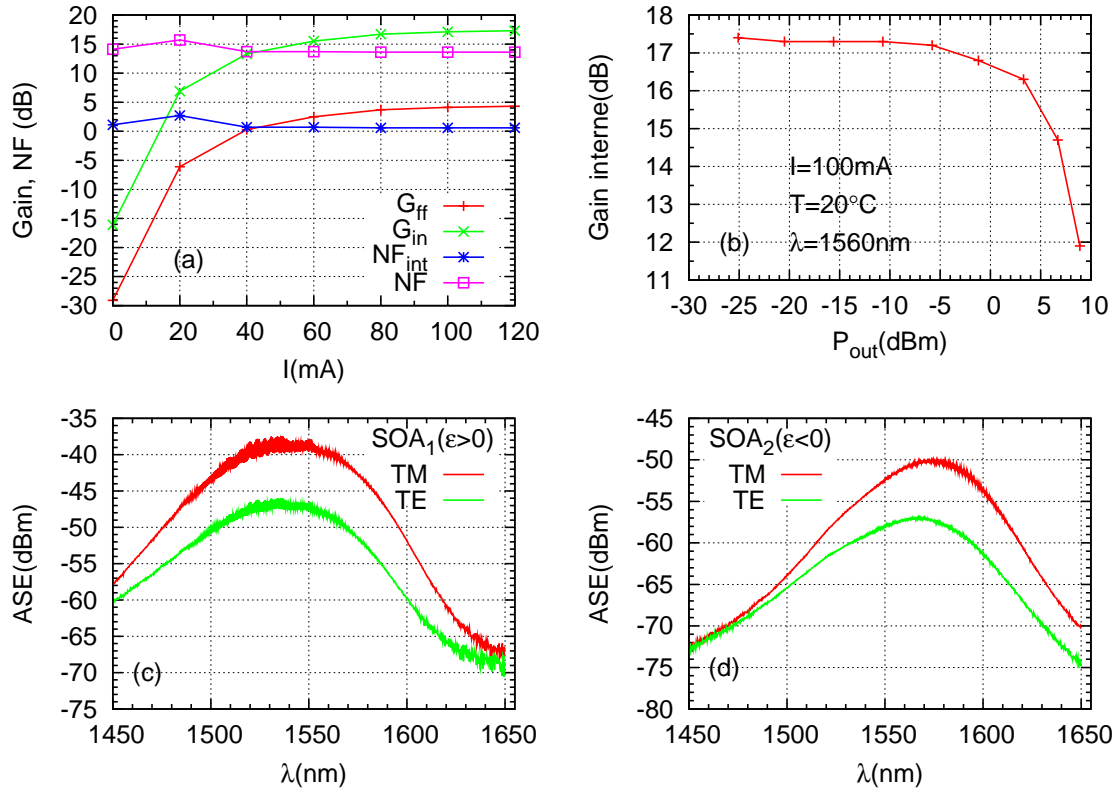


Fig. 5.8 – Caractérisations spécifiques sur des SOA en transmission. (a) variation du gain interne, G_{in} , du gain fibre à fibre, G_{ff} et du facteur de bruit électrique NF en fonction du courant injecté; (b) gain interne en fonction de la puissance de sortie montrant une puissance de saturation $P_{sat} = 7$ dBm; (c) et (d) spectres d'ASE de SOA₁ ($\epsilon > 0$) et SOA₂ ($\epsilon < 0$) en polarisation TE et TM.

SOA testés en statique et en dynamique pour lesquels les pertes de couplage étaient plutôt de l'ordre de $5 \times 2 = 10$ dB. Les fortes pertes de couplage impliquent également des performances en terme de bruit électrique assez mauvaise comme le suggère la courbe montrant NF en fonction de l'injection. Nous avons également tracé le facteur de bruit intrinsèque NF_{int} au matériau qui correspond au facteur de bruit moins les pertes de couplage. Sa valeur est assez standard ce qui montre que le problème est bien lié au couplage et non au matériau actif lui même. En (b), la variation du gain interne en fonction de la puissance de sortie montre la valeur de la puissance de saturation qui est ici de 7 dBm. Cette valeur est tout à fait normale au vu de nos valeurs de confinement et de gain et est comparable avec les valeurs de la littérature pour des structures équivalentes. Les courbes (c) et (d) montrent les spectres d'émission spontanée amplifiée (ASE) TE et TM obtenus pour un courant de 100 mA. Les spectres (c) sont issus du lot SOA₁ et les spectres (d) du lot SOA₂. Rappelons que la différence entre les deux conceptions étaient les valeurs de splitting (ϵ) entre HH_1 et LH_1 . Dans la conception SOA₁ (SOA₂), on avait $\epsilon > 0$ ($\epsilon < 0$). Dans le cas SOA₁ la différence TE-TM mesurée est de l'ordre de 8 dB. L'ajustement du splitting dans la zone SOA a visiblement peu d'effet au vu du résultat obtenu pour SOA₂, c'est-à-dire une différence TE-TM de 7 dB. Cette

observation, quelque peu troublante, montre que la grande dépendance à la polarisation est liée à un autre problème. A ce stade, nous pensons que le problème pourrait venir des barrières AlGaInAs définissant l'hétérostructure. Ces barrières sont contraintes en compression et le ratio Al/Ga est assez faible. En nous basant sur la composition de référence mesurée en diffraction X ainsi que nos calculs de modélisation, nous avons déterminé les compositions attendues dans les zones SAG pour le SOA. Pour SOA₁ nous trouvons l'empilement suivant Al₂₁₀Ga₁₈₆In₆₀₄As/Ga₅₂₃In₄₇₇As avec $L_w = L_b = 10$ nm et pour SOA₂, Al₂₀₅Ga₁₇₇In₆₁₈As/Ga₅₀₅In₄₉₅As avec $L_w = L_b = 9.43$ nm. Les hauteurs "effectives"³ des barrières de trous lourds et de trous légers sont à peu près similaires dans les deux cas. On trouve $\Delta HH_1 - 3D \approx 30$ meV et $\Delta LH_1 - 3D \approx 75$ meV. La faible valeur de $\Delta HH_1 - 3D$ pourrait être à l'origine d'un problème de confinement des trous lourds. Il est ainsi probable que pour les fortes injections de courant les trous lourds s'échappent par émission thermo-ionique. Cette hypothèse est en accord avec les mesures sur EAM seul qui ont montré une dépendance à la polarisation de l'ordre de ± 1 dB (*cf.* Fig. 5.7). En effet, le modulateur électro-absorbant ne nécessite pas d'injection de porteurs mais uniquement l'application d'un champ électrique.

5.2.3.2 Futures caractérisations et optimisations des structures SOA

Deux points sont envisagés afin d'avoir une meilleure compréhension du problème de dépendance à la polarisation. Le premier concerne l'utilisation de la micro-diffraction X afin de mesurer précisément les contraintes des puits barrières et la période de l'empilement. Sans nous donner directement les valeurs de $\Delta L(H)H_1 - 3D$, la mesure donnerait au moins un ordre de grandeur plus précis. Une deuxième expérience, certainement plus facile à réaliser, nous permettrait de valider notre hypothèse. S'il y a effectivement des problèmes liés à la fuite des porteurs HH , la puissance de saturation en mode TE devrait être très faible par rapport à la puissance de saturation en mode TM. Il suffirait ainsi de mesurer P_{sat} en envoyant de la lumière polarisée en TE puis en TM et comparer les deux résultats. L'interprétation de la mesure sera peut être délicat car la puissance de saturation est également liée au gain de l'amplificateur qui est dans notre cas très différent en TE et TM. Si notre hypothèse est justifiée par ces expériences, la solution la plus sage pour les futurs composants REAM-SOA serait d'augmenter la barrière pour les trous lourds. Pour cela, la souplesse du matériau quaternaire AlGaInAs est un atout. La première solution consiste à augmenter le ratio Al/Ga sans toucher à l'indium (et donc sans bouger la contrainte). Cette solution est la plus simple. Elle présente cependant le désavantage d'augmenter à la fois les barrières de trous lourds et de trous légers. Ce point pourrait éventuellement être un problème si la barrière des trous légers devient trop haute. Dans ce cas, on pourrait imaginer des problèmes de saturation du modulateur

³La hauteur "effective" est ici définie comme l'écart énergétique entre le niveau quantique confiné et le continuum d'énergie 3D.

liés cette fois à une mauvaise évacuation des trous légers. Par ailleurs, cette solution augmente également la barrière des électrons et implique l'apparition d'autres transitions entre niveaux excités $E_2 - L(H)_2$. Ces transitions entre niveaux excités ne participent au gain matériau que pour les très fortes injections de courant. En effet, si la différence entre les quasi niveaux de Fermi est plus faible que le gap entre ces niveaux, des pertes supplémentaires par absorption seront introduites. Une autre solution serait d'ajuster à la fois les trois ratios de compositions Al/Ga/In. La diminution de l'Indium dans la barrière réduit l'écart entre les gaps HH et LH. Une fois l'indium fixé, on peut ajuster le ratio Al/Ga afin d'augmenter ou diminuer dans les mêmes proportions les deux barrières $\Delta HH_1 - 3D$ et $\Delta LH_1 - 3D$. Ce double ajustement a l'avantage de régler le problème de la hauteur de la barrière des trous lourds sans toucher aux barrières des électrons et des trous légers. Cependant, ces ajustements réduisent la contrainte en compression dans la barrière qui se rapproche de l'accord de maille avec son substrat. Ce point pourrait être un problème car la compensation globale de la structure contrainte serait moins efficace ou même éventuellement absente. La solution idéale est certainement un compromis entre ces deux approches.

5.3 Performances dynamiques du composant

Cette partie est dédiée aux mesures dynamiques réalisées sur REAM-SOA. La mesure de la bande passante est le premier point examiné. Ensuite, des mesures de taux d'erreur à 10 Gb/s pour des transmissions de 0 km et 10 km sont présentées. Un accent particulier est mis sur l'analyse de la dépendance spectrale et thermique du taux d'erreur et de la puissance modulée reçue. Ces deux points sont essentiels car ils donnent des informations précieuses sur le comportement achromatique et athermal du REAM-SOA et donc sur sa capacité potentielle à être intégré dans un réseau d'accès.

5.3.1 Mesure de la bande passante

La réponse électro-optique du REAM-SOA a été mesurée en régime de petit signal. La figure 5.9 montre cette réponse pour différentes tensions de polarisation sur le EAM. La longueur d'onde incidente est $\lambda = 1558$ nm. La mesure a été faite de 0.13 GHz jusqu'à 20 GHz, c'est-à-dire la limite de l'analyseur utilisé. La courbe de réponse ne présente pas de fréquence de coupure à 3 dB dans le domaine fréquentiel analysé. Cette mesure montre que la bande passante du REAM-SOA est largement supérieure à 20 GHz.

5.3.2 Mesure du taux d'erreur à 10 Gb/s

Le composant REAM-SOA a été testé à 10 Gb/s. La figure 5.10 montre le schéma du banc de mesure. Un laser accordable est utilisé comme source continue de lumière.

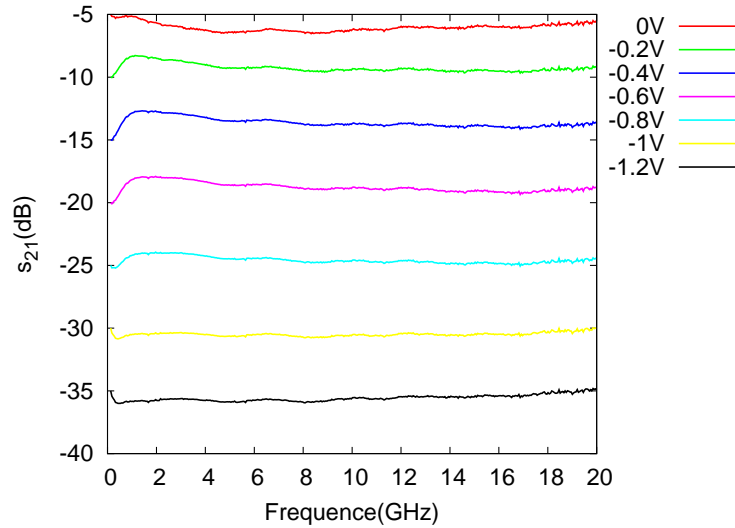


Fig. 5.9 – Bande passante mesurée sur REAM-SOA pour différentes tensions de Bias.

La puissance optique du laser varie entre 2 et 5 mW. Le laser est connecté au port 1 d'un circulateur optique. Le REAM-SOA est directement connecté au port 2 via une fibre optique SMF (*single mode fiber*). Le signal optique continu descendant vient exciter le composant REAM-SOA qui repose sur un module Peltier afin de réguler la température. Le composant est modulé par un signal électrique obtenu avec un générateur délivrant une séquence pseudo-aléatoire de bits (PRBS *pseudo random bit sequence*). La longueur de la séquence PRBS est $2^{31} - 1$. La tension crête-à-crête appliquée sur le modulateur est $V_{pp} = 2$ V. La polarisation de la source est ajustée avec des boucles de Lefèbvre afin de maximiser la puissance modulée. La lumière incidente sur le composant est donc polarisée en TM. Le signal optique modulé descendant passe par la fibre optique et ressort par le port 3 du circulateur. La chaîne de réception est composée d'un atténuateur optique (VOA), d'un récepteur PIN standard (Rx) 10 Gb/s et un détecteur d'erreur (BERT *bit error rate tester*). Il est également possible de commuter sur un oscilloscope à échantillonnage (scope) afin de visualiser le diagramme de l'oeil. Aucun amplificateur EDFA n'a été utilisé pour les mesures. Ce point est en accord avec la finalité du composant qui doit s'insérer dans un futur réseau d'accès **passif** bas coût (PON *passive optical network*). Les mesures à 10 Gb/s ont été faites sur le REAM-SOA₁ avec une section SOA de 400 μm . Suivant la longueur d'onde incidente, le courant dans le SOA et la tension de polarisation inverse du EAM ont été ajustés dans les gammes 80-160 mA et 0.6-2.3V respectivement. Avec la modulation d'amplitude $V_{pp} = 2$ V, la valeur du taux d'extinction dynamique était comprise entre 8 et 15 dB. La puissance moyenne modulée en sortie de composant était comprise entre -7 et -4 dBm. Cette valeur pourrait être largement améliorée avec une adaptation modale plus efficace qui nous permettrait de diminuer les pertes de couplage d'au moins 4 dB (2 dB \times 2). Afin d'améliorer la puissance modulée, un autre point reste à optimiser. Il concerne la tendance du composant à laser en Fabry-Pérot. Ce problème a été observé surtout dans le cas de fortes injection de courant pour les longueurs

d'onde trop proche du maximum de gain du composant. Pour ces longueurs d'onde, nous ne profitons donc pas complètement des performances du composant qui a encore une "réserve de puissance" non exploitée. Pour corriger ce problème, il sera nécessaire dans les futures conceptions de revoir le dessin de la facette de sortie afin de diminuer encore la réflexion. On pourrait par exemple implémenter un guide passif courbé comme remplaçant de la facette gravée tiltée. Cette solution permettrait de réduire d'avantage les réflexions en sortie de composant. Avec cette solution, le miroir de sortie serait clivé et donc bien plus précis que notre miroir gravé. Cependant, il reste à adapter le processus technologique et en particulier la reprise sélective SIBH sur des rubans courbés. La figure 5.11 montre la puissance optique reçue sur la PIN pour un taux d'erreur de 10^{-9} pour différentes longueurs d'onde et différentes températures. La mesure est faite ici pour une longueur de fibre de 0 km entre le composant et le circulateur. En anglais, il est d'usage d'appeler ce type d'expérience, mesure en *back-to-back*. A 20°C , la variation de la puissance reçue pour un taux d'erreur de 10^{-9} est inférieure à 2 dB sur une gamme spectrale de 80 nm ($\lambda : 1550 \rightarrow 1630$ nm). Ce résultat démontre ainsi le fonctionnement quasi achromatique du REAM-SOA et répond à une des exigences des futurs réseaux d'accès PON. L'augmentation de la température décale la bande spectrale de fonctionnement vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage est directement lié à la diminution du gap du matériau actif. On remarque que la sensibilité à la réception s'améliore légèrement, c'est-à-dire que la puissance optique reçue pour un taux d'erreur de 10^{-9} est plus faible. Ce point est également visible sur les diagrammes de l'oeil. En effet, à 70°C l'oeil est plus ouvert qu'à 20°C . Sur la gamme de température $20 \rightarrow 80^{\circ}\text{C}$, la pénalité est de 2 dB sur une bande spectrale de l'ordre de 40 nm ($1600 \rightarrow 1640$ nm). Ce deuxième point est également très important car il démontre un fonctionnement athermal de la source REAM-SOA et répond ainsi à une autre exigence des PON.

L'introduction d'un tronçon de fibre SMF entre le REAM-SOA et le circulateur optique a permis l'analyse des performances en transmission **bidirectionnelle**⁴ sur une distance de 10 km. La figure 5.12 montre la courbe du taux d'erreur en fonction de la puissance optique recue. A gauche, la comparaison entre la transmission sur 10 km et la transmission en *back-to-back* montre une pénalité tout à fait négligeable. A droite, différentes longueurs d'onde et différentes températures sont présentées. La pénalité spectrale obtenue est très faible (≈ 2 dB) et à peu près similaire à la mesure en *back-to-back*. Notons cependant que la bande spectrale est plus faible (50 nm) à cause d'un manque de gain pour les grandes longueurs d'onde. Comme précédemment, on remarque un déplacement de la bande spectrale optimum de fonctionnement avec la température. Dans ce cas, la sensibilité à la réception se dégrade en augmentant la température. Ces performances en transmission bidirectionnelle à 10 Gb/s REAM-SOA sur une telle gamme de température et de longueur

⁴Dans cette configuration, la transmission est bidirectionnelle car le signal montant et descendant passent par la même fibre optique. Ce fonctionnement simule ainsi une vraie architecture de réseau pour composant réfléchissants.

d'onde sont excellentes [89,90,145]. Ces résultats sont à l'état de l'art et positionnent pour la première fois le composant REAM-SOA comme un candidat potentiel pour utilisation dans les réseaux d'accès passifs WDM.

5.3.3 Budget de puissance pour les réseaux d'accès

Dans la conception des futurs réseaux d'accès PON, un point essentiel est le budget de puissance qu'il est possible d'atteindre. Ce budget est défini comme la différence entre la puissance optique modulée et la sensibilité du récepteur. En se basant sur ce concept, différentes classes de composants ont été définies. Dans notre cas le budget est calculé en prenant comme référence la sensibilité d'une photodiode APD qui sera probablement le composant utilisé pour la réception des données de l'ONU [146]. Afin de rentrer dans les spécifications des réseaux d'accès, un budget de puissance minimal de 20 dB est nécessaire [146]⁵. En collaboration avec l'ENSSAT (Ecole Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie) à Lannion, une étude sur le budget de puissance du REAM-SOA dans une configuration bidirectionnelle PON a été menée. Pour cette étude le récepteur utilisé était une photodiode APD avec une sensibilité de -27 dBm pour un taux d'erreur de 10^{-9} . Aucune pénalité n'a été mesurée pour la transmission sur 10 km et une pénalité de 1.5 dB a été observée pour la transmission sur 25 km. Notre puissance moyenne modulée étant comprise entre -7 et -4 dBm, le composant REAM-SOA permet ainsi d'obtenir le budget de puissance de 20 dB escompté. Ce budget pourra encore être augmenté en diminuant les pertes de couplage et en diminuant les réflexions en sorties de composant afin de bénéficier d'avantage de gain. De plus amples détails sont donnés dans l'article de G. Girault [147] présenté à la conférence ECOC en 2008. En particulier, l'impact de la dispersion chromatique des fibres ainsi que la rétrodiffusion Rayleigh sur la pénalité en transmission est analysé. L'étude montre que pour une transmission sur 25 km, la limitation principale est la rétrodiffusion Rayleigh.

5.4 Intégration hybride REAM-SOA et guides silice pour modulation QPSK

Les formats de modulations complexes type QPSK (*quadrature phase shift keying*) attirent aujourd'hui de plus en plus d'attention [148]. Dans le format QPSK, c'est la phase de la porteuse optique qui est directement modulée. L'information est codée sur 4 niveaux de phase. Par conséquent, le débit électronique nécessaire est exactement la moitié du débit effectif visé [148]. Afin d'obtenir les 4 niveaux phases, on utilise en général un interféromètre constitué de modulateurs de phase Mach-Zehnder GaAs [149]

⁵En réalité, la norme sur les réseaux WDM PON n'existe pas encore. Nous nous appuyons ici sur un document destiné aux architectures GPON/EPON.

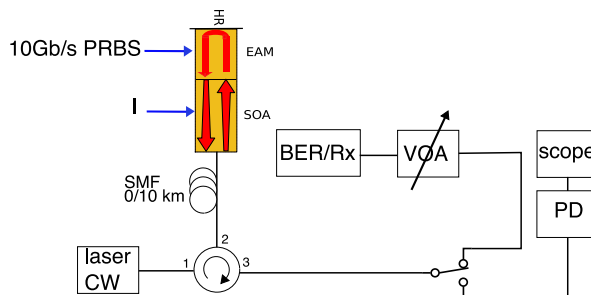


Fig. 5.10 – Schéma du banc de mesure pour la modulation à 10 Gb/s sur le REAM-SOA.

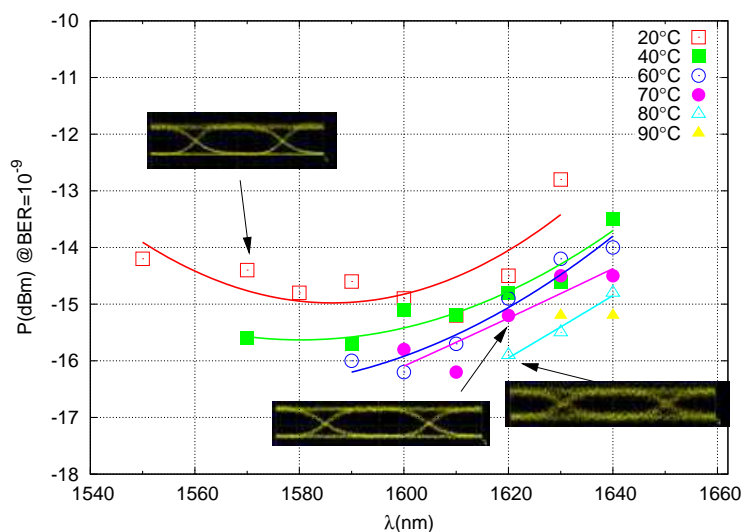


Fig. 5.11 – Mesure *back-to-back* de la puissance reçue pour un BER de 10^{-9} sur la bande optique 1550-1640 nm et pour une température variant de 20°C à 90°C. Des exemples du diagramme de l’oeil sont également montrés pour différentes températures.

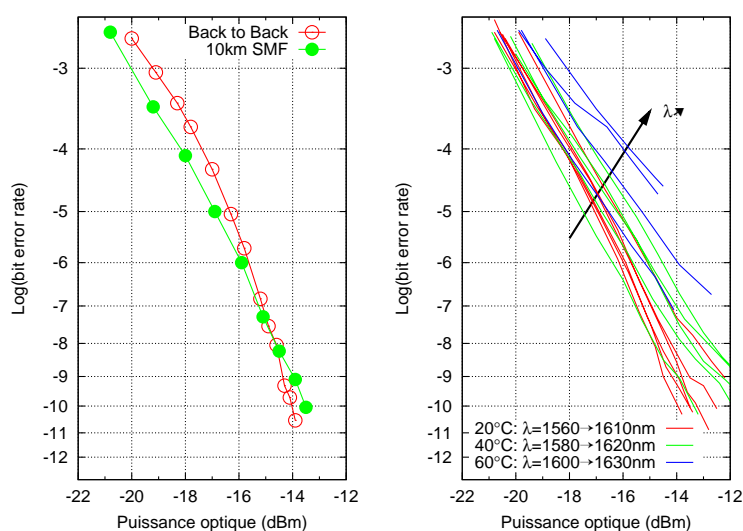


Fig. 5.12 – Taux d’erreur mesurés à 10 Gb/s. —gauche, comparaison de la mesure en *back-to-back* et en transmission bidirectionnelle sur 10 km pour $\lambda = 1570$ nm. —droite, mesures en transmission bidirectionnelle sur 10 km pour différentes longueurs d’onde et différentes températures.

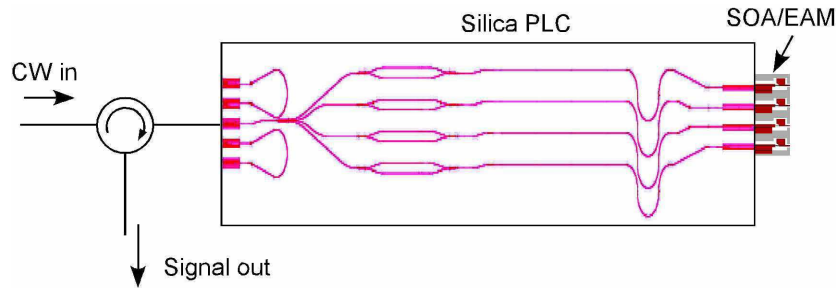


Fig. 5.13 – Schéma montrant le composant intégré hybride PLC-REAM-SOA. Le dessin n'est pas à l'échelle.

ou LiNbO_3 [150]. Cependant, ces modulateurs sont en général de taille très importante (≈ 40 mm) et demande une structure à onde progressive. Récemment, il a été montré que les modulateurs électro-absorbants pouvaient également être utilisés pour générer des signaux QPSK [151]. L'utilisation de composants constitués de EAM doit permettre une réduction de la taille des composants, de la consommation en puissance et au final une réduction des coûts par rapport aux dispositifs Mach-Zehnder.

En collaboration avec les laboratoires américains Bell-Labs (Crawford-Hill et Murray Hill, NJ) un nouveau dispositif hybride a été conçu à partir de nos composants. Le dispositif hybride est constitué d'une barrette de 4 REAM-SOA couplée avec un interféromètre défini par des guides en silice sur un circuit PLC (*planar lightwave circuit*) silicium. Les guides en silice sont dopés avec du germanium afin d'obtenir un fort contraste d'indice (4%) [152] permettant de réduire la taille du dispositif et d'obtenir une adaptation modale plus efficace entre le mode du guide PLC et le mode du REAM-SOA. L'interféromètre est constitué d'un MMI (multimode interferometer) 1 vers 4 avec sur chacune des 4 branches un atténuateur et un déphaseur qui fonctionnent par effet thermo-optique. Le composant fonctionne dans un schéma réflectif avec un circulateur optique à l'entrée CW du circuit PLC (Fig. 5.13). La taille du composant intégré est $1.4 \text{ cm} \times 2.3 \text{ cm}$. De plus amples détails sur le composant intégré sont donnés dans la référence [153].

En utilisant le modulateur intégré, il a été possible d'obtenir un signal QPSK à 50 Gb/s. Pour cela, une première paire de EAM est modulée à 25 Gb/s en utilisant une séquence PRBS RZ (*return to zero*) et son complément. L'autre paire de EAM est modulée avec le même signal mais décalé dans le temps. Les déphaseurs optiques du PLC ont été réglés de manière à obtenir un déphasage de $\pi/2$ entre les signaux optiques provenant des deux paires de EAM. L'amplitude des signaux était de 2.5 V_{pp} et la tension de polarisation inverse du EAM était -0.8 V . Le courant dans le SOA était de l'ordre de 20 mA. La source laser CW a une longueur d'onde de 1561.2 nm et la puissance délivrée à l'entrée du PLC était 2 dBm. La puissance en sortie du PLC était de -19 dBm ce qui donne 22 dB de pertes. Ce chiffre comprend les pertes de couplage entre la fibre et le PLC (≈ 1 dB), les pertes de l'interféromètre (≈ 9 dB) et les pertes de couplage entre le PLC et les REAM-SOA ($\approx 12 - 13$ dB). Ce dernier chiffre est particulièrement important et pourra

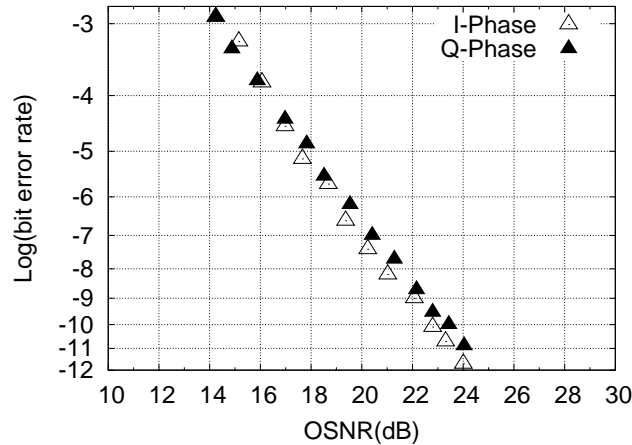


Fig. 5.14 – Mesure du taux d’erreur pour les signaux en phase (triangles ouverts) et en quadrature de phase (triangles fermés).

être réduit en améliorant l’adaptateur modal (*cf.* 4.5). La qualité du signal QPSK a été validée en mesurant le taux d’erreur. Le détecteur d’erreur (BERT) a été programmé avec les séquences PRBS des signaux utilisés pour générer le QPSK. La figure 5.14, montre le diagramme de l’oeil du signal optique QPSK ainsi que le rapport signal à bruit nécessaire (OSNR *optical signal-to-noise ratio*) pour différents taux d’erreur. Pour atteindre un taux d’erreur de 10^{-3} (10^{-9}) l’OSNR nécessaire est 14 dB (22 dB). Ces performances sont équivalentes aux meilleurs résultats obtenus avec des modulateurs Mach-Zehnder [154]. De plus amples détails sur ces différents résultats sont donnés dans les références [155–157].

5.5 Synthèse

Dans ce dernier chapitre, nous avons développé la fabrication et la mesure du REAM-SOA. Le détail de la fabrication du composant dans la filière technologique SAG-SIBH a été décrit. Afin de valider les technologies, différentes caractérisations statiques et dynamiques ont été réalisées. En statique, le REAM-SOA montre du gain d’insertion, avec un maximum de 12 dB en polarisation TM, et un très bon taux d’extinction (> 15 dB) sur une large bande optique (≈ 50 nm). Les très bons résultats concernant le gain d’insertion valident notre conception par épitaxie sélective dont l’apport principal était ici de décaler le pic de gain dans la zone de modulation. Un point à améliorer est la dépendance à la polarisation. Notre étude sur des SOA et EAM isolés a montré que la dépendance à la polarisation du EAM était de l’ordre de ± 1 dB alors que celle du SOA était de ≈ 7 dB. Le modulateur est donc pratiquement insensible à la polarisation. Concernant le SOA, nous avons émis une hypothèse sur la fuite thermo-ionique des porteurs qui pourrait être à l’origine de la différence TE-TM. Cette hypothèse reste à confirmer et nous laissons ici la question en suspens. Des mesures dynamiques à 10 Gb/s ont aussi été présentées à 0 km mais aussi pour une transmission bidirectionnelle de 10 km. A 0 km,

le composant présente une pénalité sur la puissance détectée inférieure à 2 dB sur une bande spectrale de 80 nm. La pénalité thermique a également été mesurée et est de l'ordre de 2 dB sur une bande de 30 nm. Ce très bon comportement thermique est attribué au système AlGaInAs. Pour une transmission bidirectionnelle de 10 km, les pénalités spectrales et thermiques sont également très bonnes. Pour les températures plus élevées, le composant manque cependant encore un peu de gain pour certaines longueurs d'onde. Une étude complémentaire en configuration PON avec détection par une photodiode APD a montré que le composant était compatible avec les budgets de puissance exigés pour le fonctionnement dans les réseaux d'accès. Malgré quelques points perfectibles, nous avons ainsi montré que le composant REAM-SOA était compatible pour un fonctionnement dans les réseaux d'accès en tant que source achromatique et athermique. Pour finir, le composant a également été utilisé pour réaliser en collaboration avec Bell-Labs un nouveau dispositif hybride original pour générer des formats de modulations QPSK. Les sensibilités obtenues à 50 Gb/s égalent ou même dépassent les meilleures sensibilités mesurées pour des interféromètres constitués de modulateurs Mach-Zehnder [154]. Très récemment, nous avons également montré que notre modulateur hybride pouvait générer d'autre format de modulation. Ainsi, une démonstration à 80 Gb/s pour des formats OTDM (*optical time domain multiplexing*) a été présentée à la conférence ECOC en 2008 [158]. Ces résultats montrent que le REAM-SOA peut être utilisé pour des débits bien plus grands que 10 Gb/s.

Conclusion

Le développement des réseaux d'accès passifs multi-longueurs d'onde fait apparaître un besoin pour des modules bas-coûts. Ces modules comprennent un transmetteur et un récepteur. Dans ce travail, nous avons développé un nouveau composant assurant la fonction de transmetteur et répondant aux spécifications techniques exigées par l'accès. Le composant est une source pseudo-passive constituée d'un modulateur électro-absorbant et d'un amplificateur optique. Le fonctionnement du composant est réfléchissant ce qui permet une utilisation mono-fibre. Le travail entrepris dans cette thèse couvrait tous les aspects relatifs à la conception, fabrication et évaluation d'un modulateur électro-absorbant et d'un amplificateur optique à semiconducteurs intégrés par épitaxie sélective.

La conception du dispositif était la partie la plus dense du travail synthétisé dans ce mémoire. Elle nous a demandé des efforts soutenus, en particulier pour le développement de la croissance sélective aux organo-métalliques. Différents modèles ont été développés pour concevoir le dispositif.

Un modèle de diffusion en phase vapeur a été élaboré en collaboration avec l'institut Jean le Rond dit d'Alembert à Paris 6. Ce modèle est à la base de toutes les simulations d'intégration et du dessin de masque pour la croissance sélective. Le modèle repose sur une résolution numérique de l'équation de Laplace avec des conditions aux limites adaptées au problème de l'épitaxie sélective. Ces conditions aux limites sont définies par des relations mixtes entre le flux de matière dans la phase vapeur et la concentration en espèces sur le substrat. Un des intérêts du modèle est sa simplicité puisqu'il ne fait intervenir qu'un seul paramètre ajustable qui est une sorte de longueur de diffusion effective. Pour une géométrie de masque donnée, le calcul nous permet alors de tracer les profils de concentration des espèces qui diffusent. L'application du modèle de diffusion à la famille de matériaux AlGaInAs est un des aspects originaux de ce travail. L'ajustement entre le calcul et des profils d'épaisseur expérimentaux mesurés sur différents alliages ont permis l'extraction de constantes de diffusion propres au système de matériau. L'étude a été menée pour les binaires InP, GaAs et AlAs afin d'extraire les longueurs de diffusion des précurseurs actifs. Ces longueurs de diffusion sont propres au réacteur MOVPE et aux conditions de croissance utilisées. Dans l'approche développée, les longueurs de diffusion des éléments III sont les briques de base sur lesquelles reposent les calculs. En

partant de cette démarche, d'autres outils de simulation ont été développés permettant de calculer les variations de compositions, épaisseurs et gaps des alliages ternaires et quaternaires dans le régime de la croissance sélective. Pour finir, le modèle a été adapté pour le calcul des niveaux d'énergies dans les puits quantiques. La méthode de résolution est semi-analytique. Elle revient à résoudre numériquement une équation de dispersion issue du modèle de Kane à 8 bandes. Les différents outils de calcul développés ont permis l'aboutissement d'un véritable logiciel de simulation de la croissance sélective, adapté aux problématiques des composants opto-électroniques. L'utilisateur du logiciel peut dessiner la géométrie de son masque et le logiciel calcule les profils d'épaisseurs, les variations de compositions, de contraintes, de gaps ainsi que les variations des niveaux fondamentaux et excités dans les puits quantiques. Au stade actuel, le modèle est tout à fait satisfaisant car prédictif. Cependant, une compréhension plus fine des phénomènes de diffusion, des réactions surfaciques et des effets cristallographiques à l'échelle micronique pourrait être acquise en utilisant des outils de caractérisation adaptés. L'outil manquant est sans aucun doute la micro-diffraction X. C'est cependant une technique très lourde de mise en oeuvre car elle nécessite non seulement un rayonnement synchrotron mais également une expertise scientifique de très haut niveau. Cette étape nous semble cependant nécessaire pour avancer plus loin dans le domaine. Un point qui mériterait par exemple à lui seul une étude concerne la variation des constantes de réactions surfaciques en fonction de la contrainte. Ces variations existent car l'énergie surfacique sur le cristal dépend naturellement de l'état de contrainte. La micro diffraction X permettrait de mesurer ces variations et au final d'appliquer des facteurs correctifs empiriques pour le modèle.

La définition de la structure du modulateur et de l'amplificateur ont également nécessité un travail de conception. Notre composant est fabriqué dans une technologie à ruban enterré afin d'assurer de bonnes performances en terme de stabilité thermique et modale. Des paramètres tels que la largeur du ruban, la longueur des sections actives et passives, la dimension des électrodes ont ainsi été abordés et discutés. Ils nous ont permis d'estimer la bande passante attendue pour le dispositif. Les structures actives pour le modulateur et l'amplificateur ont été déterminées indépendamment en analysant la dépendance à la polarisation dans les structures quantiques. Pour cette partie, nous nous sommes tout d'abord appuyés sur différents travaux issus de la bibliographie. Dans un deuxième temps, nous avons développé un code adapté pour le calcul de l'effet Stark dans les puits quantiques. La structure analysée était constituée de puits quantiques GaInAs et de barrières AlInAs. En accord avec la littérature, les calculs ont montré qu'afin d'obtenir l'insensibilité à la polarisation, il était nécessaire de contraindre le puits quantique en extension biaxiale afin de compenser la différence de confinement des niveaux de trous lourds et de trous légers. La prise en compte du champ électrique et l'analyse en polarisation TE/TM ont montré que la dégénérescence parfaite entre les niveaux quantiques n'était pas suffisante pour le modulateur. Le calcul des courbes de réponse

du modulateur a montré que l'insensibilité à la polarisation sur une bande spectrale de 30 nm était possible en favorisant légèrement ($\epsilon = 5$ meV) la transition électrons-trous légers. La structure de l'amplificateur a ensuite été étudiée. Une structure très similaire au modulateur a été adoptée. Les compositions et les épaisseurs des puits quantiques ont cependant été ajustées afin d'avoir une énergie d'émission plus faible. Ce point est favorable pour maximiser le gain d'insertion du modulateur amplifié car le pic de gain de l'amplificateur est décalé dans la zone effective de modulation. Deux décalages spectraux ($\Delta\lambda_{ES}$) entre le modulateur et l'amplificateur ont été étudiés : $\Delta\lambda_{ES} = 20$ et 30 nm. Nous laissons en perspective pour de futures études la validation expérimentale des ajustements du splitting. Des mesures du photocourant ou de l'excitation de la micro-photoluminescence à basse température permettraient par exemple d'étudier la variation du splitting pour le modulateur et l'amplificateur. Ces mesures nous donneraient certainement des informations précieuses afin d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes physiques.

Dans le troisième et dernier volet du travail de conception, nous avons utilisé le logiciel de simulation de la croissance sélective afin de définir et dessiner un masque répondant aux problématiques matériaux.

La fabrication et l'évaluation des performances du composant ont été détaillées dans le dernier chapitre. Le processus de fabrication repose sur un savoir-faire du laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab que nous avons adapté pour le modulateur amplifié. Ce processus a été détaillé pas à pas en mettant l'accent sur les étapes délicates. Les mesures des composants finis ont montré de très bons résultats sur différents points. Les performances statiques ont été analysées à l'aide du spectre en réflexion du modulateur amplifié. Les spectres ont montré que le composant présentait du gain d'insertion sur une large bande spectrale. Ce point valide l'apport du décalage spectral entre le modulateur et l'amplificateur obtenu par épitaxie sélective. Le taux d'extinction du modulateur est également très bon. Il reste cependant à optimiser la dépendance à la polarisation qui est encore très grande. Une analyse sur modulateur et amplificateur seuls a montré que le problème était lié à l'amplificateur. Une mesure d'émission spontanée a montré que le gain TM était 7-8 dB plus fort que le gain TE. A ce stade, nous pensons que le problème pourrait être lié à une fuite des trous lourds vers le continuum d'énergie pour les injections de courant trop élevées. La barrière des trous lourds serait donc trop faible. Ce point pourrait être vérifié en faisant une mesure de la puissance de saturation de l'amplificateur dans les deux polarisations TE et TM. Si les trous lourds s'échappent effectivement par émission thermo-ionique, la puissance de saturation en mode TE devrait être beaucoup plus faible qu'en mode TM. Dans tous les cas, nous préconisons pour les itérations suivantes une hauteur de barrière plus haute d'au moins 20 meV. Les mesures dynamiques ont également montré de très bons résultats. Le composant a été modulé au

débit de 10 Gb/s. En mesure *back-to-back* nous avons démontré un fonctionnement quasi achromatique sur une bande de 80 nm. Une étude en température de 20 à 80°C a montré que sur une gamme de 30 nm, la puissance reçue nécessaire pour un taux d'erreur de 10^{-9} variait seulement de 2 dB. Des mesures en transmission sur 10 km ont été réalisées pour différentes longueurs d'onde et différentes températures. Les mesures ont été faites dans une configuration passive, c'est-à-dire qu'aucun amplificateur EDFA n'a été utilisé. Dans cette configuration, l'analyse des courbes donnant le taux d'erreur en fonction de la puissance reçue a montré encore une fois une pénalité très faible de l'ordre de 2 dB pour une bande spectrale de 50 nm à 20°C. Pour les températures plus élevées, la pénalité était plus forte à cause d'un manque de gain, attribué à différentes raisons. En premier lieu, les pertes de couplage du dispositif étaient assez importantes. Ce problème pourra être réglé en améliorant l'adaptateur modal défini dans la zone passive. L'autre point concernait la fenêtre de sortie qui ne supprimait pas complètement les effets Fabry-Pérot pour les forts courants. Nous pensons donc, que le composant présente encore une "réserve de puissance" non exploitée et qu'il sera possible d'obtenir du gain sur la puissance modulée et donc d'améliorer encore les résultats en budget de liaison. Cependant, les différents résultats obtenus sont déjà compatibles avec les spécifications de l'accès. En effet, en utilisant une photodiode APD, qui sera très probablement le récepteur de l'ONU, un budget en puissance de 20 dB a été mesuré pour une transmission bidirectionnelle de 25 km.

Pour finir, une barrette de modulateur amplifié a été utilisée dans une configuration originale, intégrée avec un circuit photonique en Silice. Ce modulateur hybride, fabriqué en collaboration avec Bell-Labs New Jersey, a été utilisé pour générer des formats de modulation QPSK à 50 Gb/s et RZ-OOK à 80 Gb/s. Ces résultats démontrent que notre composant est également apte à relever le défi d'une montée importante en débit et des modulations avancées.

Bibliographie

- [1] P. E. Green Jr. *Fiber to the home the new empowerment*. Wiley-Interscience, 2006.
- [2] S. M. Lee, K. M. Choi, S. G. Mun, J. H. Moon, and C. H. Lee. “Dense WDM-PON based on wavelength-locked Fabry-Pérot laser diodes”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(7) : pp. 1579–1581, Jul. 2005.
- [3] F. Payoux, P. Chanclou, M. Moignard, and R. Brenot. “Gigabit optical access using WDM-PON based on spectra slicing and reflective SOA”. In *Proc. ECOC*, number We3.3.5, 2005.
- [4] T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, M. Koizumi, H. Sano, and H. Inoue. “Ultra-high-speed multiple-quantum-well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 14(9) : pp. 2026–2034, Sept. 1996.
- [5] B. Mason, A. Ougazzaden, C. W. Lentz, K. G. Glogovsky, C. L. Reynolds, G. J. Przybylek, R. E. Leibenguth, T. L. Kercher, J. W. Boardman, M. T. Rader, J. M. Geary, F. S. Walters, L. J. Peticolas, J. M. Freund, S. N. G. Chu, A. Sirenko, R. J. Jurchenko, M. S. Hybertsen, L. J. P. Ketelsen, and G. Raybon. “40-Gb/s tandem electroabsorption modulator”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14(1) : pp. 27–29, Jan. 2002.
- [6] G. Bastard and J. Brum. “Electronic states in semiconductor heterostructures”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 22(9) : pp. 1625–1644, Sep. 1986.
- [7] E. O. Kane. “The semi-empirical approach to band structure”. *J. Phys. Chem. Solids*, 8 : pp. 38–44, 1959.
- [8] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les éditions de physique, Les Ulis, 1988.
- [9] F. H. Pollak and M. Cardona. “Piezo-Electroreflectance in Ge, GaAs, and Si”. *Phys. Rev.*, 172(3) : pp. 816–837, Aug. 1968.
- [10] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, P. Voisin, and J. A. Brum. *Semiconductors and semimetals vol 32*, chapter Optical Studies of strained III-V heterolayers, pages 56–118. Academic Press, 1990.
- [11] Landolt-Bornstein. *vol. 17 A*. 1982.

- [12] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. “Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys”. *J. Appl. Phys.*, 89(11) : pp. 5815–5875, 2001.
- [13] E. Lugagne-Delpon, P. Voisin, M. Voos, and J.-P. André. “Observation of laser emission in an InP–AlInAs type II superlattice”. *Appl. Phys. Lett.*, 60(25) : pp. 3087–3089, 1992.
- [14] J.-Y. Marzin. “*Effets des déformations sur les propriétés optiques des super-réseaux contraints à base de semi-conducteurs III-V*”. PhD thesis, Université de Paris VI, 1987.
- [15] C. Kittel. *Physique de l’état solide*. Dunod, 2007.
- [16] W. Seidel and P. Voisin. “Calculations of interdiffusion and the quantum-confined Stark effect in GaAs–GaAlAs quantum wells”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 8(10) : pp. 1885–1888, 1993.
- [17] A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. R. Shenoy. “A novel numerical technique for solving the one-dimensional Schrödinger equation using matrix approach-application to quantum well structures”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24(8) : pp. 1524–1531, 1988.
- [18] B. Jonsson and S. T. Eng. “Solving the Schrödinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using the transfer matrix method”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 26(11) : pp. 2025–2035, 1990.
- [19] S. L. Chuang. *Physics of Optoelectronic Devices*. Wiley-Interscience, 1995.
- [20] *Numerical Recipes in C, Second Edition*. Cambridge University Press, 1992.
- [21] E. Bigan. “*Etude des effets d’électro-absorption en onde guidée pour la modulation d’intensité lumineuse à 1.5 μm* ”. PhD thesis, Université de Paris-Sud, 1990.
- [22] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki. “Exciton binding energy in quantum wells”. *Phys. Rev. B*, 26(4) : pp. 1974–1979, Aug. 1982.
- [23] R. L. Greene, K. K. Bajaj, and D. E. Phelps. “Energy levels of Wannier excitons in GaAs–Ga_{1-x}Al_xAs quantum-well structures”. *Phys. Rev. B*, 29(4) : pp. 1807–1812, Feb. 1984.
- [24] R. Winkler. “Excitons and fundamental absorption in quantum wells”. *Phys. Rev. B*, 51(20) : pp. 14395–14409, May 1995.
- [25] E. J. Austin and M. Jaros. “Electronic structure of an isolated GaAs–GaAlAs quantum well in a strong electric field”. *Phys. Rev. B*, 31(8) : pp. 5569–5572, Apr. 1985.
- [26] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki. “Variational calculations on a quantum well in an electric field”. *Phys. Rev. B*, 28(6) : pp. 3241–3245, Sep. 1983.

- [27] J. A. Brum and G. Bastard. “Electric-field-induced dissociation of excitons in semiconductor quantum wells”. *Phys. Rev. B*, 31(6) : pp. 3893–3898, Mar. 1985.
- [28] O. Pironneau, F. Hecht, and A. Le Hyaric. <http://www.freefem.org/>.
- [29] C. R. Doerr and H. Kogelnik. “Dielectric Waveguide Theory”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 26(9) : pp. 1176–1187, 2008.
- [30] P. Voisin. *Heterojunctions and Semiconductor superlattices*, chapter Optical and magneto-optical absorption in quantum wells and superlattices, pages 73–83. Springer-Verlag, 1985.
- [31] S. Chelles, R. Ferreira, and P. Voisin. “On the design of polarization-insensitive optoelectronic devices”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 10(1) : pp. 105–109, 1995.
- [32] S. Chelles. “*Etude de faisabilité de modulateurs électroabsorbants en onde guidée insensibles à la polarisation*”. PhD thesis, Université Paris VI, 1995.
- [33] P. Voisin. “Bandgap engineering of electro-optical modulators and switches”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 11(11S) : pp. 1601–1607, 1996.
- [34] G. P. Agrawal. *Fiber-optic communication systems, 2nd edition*. John Wiley & Sons, 1997.
- [35] C. Henry. “Theory of the linewidth of semiconductor lasers”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 18(2) : pp. 259–264, 1982.
- [36] F. Devaux. “*Fabrication, caractérisation et mise en oeuvre des modulateurs électroabsorbants en onde guidée à 1.55 μm pour les liaisons à très haut débit*”. PhD thesis, Université de Paris-Sud, 1993.
- [37] T. G. B. Mason. *WDM technologies : active optical components*, chapter Electroabsorption modulators, pages 249–311. Academic Press Elsevier, 2002.
- [38] S. Gouraud. “*Croissance sélective d’InP dopé fer par MOVPE assistée par tertio-butyle de chlore (TBCl). Application à la réalisation de modulateurs électro-optiques à base de GaInAsP et d’AlGaInAs sur substrat InP*”. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2005.
- [39] P. Speier, G. Schemmel, and W. Kuebart. “MOVPE growth and characteristics of Fe-doped semi-insulating InP layers”. *Electron. Lett.*, 22(23) : pp. 1216–1218, 1986.
- [40] A. Dadgar, O. Stenzel, A. Näser, M. Zafar Iqbal, D. Bimberg, and H. Schumann. “Ruthenium : A superior compensator of InP”. *Appl. Phys. Lett.*, 73(26) : pp. 3878–3880, 1998.
- [41] J.-G. Provost, C. Kazmierski, F. Blache, and J. Décobert. “High extinction ratio picosecond pulses at 40 GHz rate over 40 nm with an AlGaInAs EAM characterised by a spectrogram acquisition method”. In *Proc. 31st European Conference on Optical Communication ECOC 2005*, volume 2, pages 171–172 vol.2, 2005.

- [42] S. Chelles, R. Ferreira, P. Voisin, A. Ougazzaden, M. Allovon, and A. Carenco. “Efficient polarization insensitive electroabsorption modulator using strained InGaAsP-based quantum wells”. *Appl. Phys. Lett.*, 64(26) : pp. 3530–3532, 1994.
- [43] F. Devaux, S. Chelles, A. Ougazzaden, A. Mircea, M. Carre, F. Huet, A. C. Y. Sorel, J. F. Kerdiles, and M. Henry. “Full polarization insensitivity of a 20 Gb/s strained-MQW electroabsorption modulator”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6(10) : pp. 1203–1206, 1994.
- [44] K. Wakita, I. Kotaka, K. Yoshino, S. Kondo, and Y. Noguchi. “Polarization-independent electroabsorption modulators using strain-compensated InGaAs-InAlAs MQW structures”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 7(12) : pp. 1418–1420, Dec. 1995.
- [45] S. Chelles, R. Ferreira, P. Voisin, and J.-C. Harmand. “High performance polarization insensitive electroabsorption modulator based on strained GaInAs–AlInAs multiple quantum wells”. *Appl. Phys. Lett.*, 67(2) : pp. 247–249, 1995.
- [46] J.-C. Simon. “GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single-mode fiber communications”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 5(9) : pp. 1286–1295, Sep 1987.
- [47] M. Asada and Y. Suematsu. “Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-gain and gain-suppression in semiconductor lasers”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 21(5) : pp. 434–442, May 1985.
- [48] B. Mersali. “*Conception et réalisation d’amplificateurs optiques à semiconducteur indépendants de la polarisation*”. PhD thesis, Université Paris XI, 1991.
- [49] T. Saitoh and T. Mukai. “Recent progress in semiconductor laser amplifiers”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 6(11) : pp. 1656–1664, Nov. 1988.
- [50] D. Sigogne, A. Ougazzaden, D. Meichenin, B. Mersali, A. Carenco, J.-C. Simon, I. Valiente, C. Vassallo, and L. Billes. “1.55 μm polarisation insensitive InGaAsP strained MQW optical amplifier integrated with short spot-size converters”. *Electron. Lett.*, 32(15) : pp. 1403–1405, 1996.
- [51] K. Morito, M. Ekawa, T. Watanabe, and Y. Kotaki. “High-output-power polarization-insensitive semiconductor optical amplifier”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 21(1) : pp. 176–181, 2003.
- [52] D. M. Baney, P. Gallion, and R. S. Tucker. “Theory and measurement techniques for the noise figure of optical amplifiers”. *Opt. Fiber. Technol.*, 6 : pp. 122–154, 2000.
- [53] P. Koonath, S. Kim, W. J. Cho, and A. Gopinath. “Polarization-insensitive quantum-well semiconductor optical amplifiers”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 38(9) : pp. 1282–1290, Sept. 2002.

- [54] K. Morito, S. Tanaka, S. Tomabechi, and A. Kuramata. “A broad-band MQW semiconductor optical amplifier with high saturation output power and low noise figure”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(5) : pp. 974–976, 2005.
- [55] F. Devaux, S. Muller, A. Ougazzaden, A. Mircéa, A. Ramdane, P. Krauz, J. Semo, F. Huet, M. Carré, and A. Carencu. “Zero-loss multiple-quantum-well electroabsorption modulator with very low chirp”. *Appl. Phys. Lett.*, 64(8) : pp. 954–956, 1994.
- [56] U. Koren, B. I. Miller, M. G. Young, M. Chien, G. Raybon, T. Brenner, R. Ben-Michael, K. Dreyer, and R. J. Capik. “Polarisation insensitive semiconductor optical amplifier with integrated electroabsorption modulators”. *Electron. Lett.*, 32(2) : pp. 111–112, 18 Jan. 1996.
- [57] K. Asaka, Y. Suzaki, Y. Kawaguchi, S. Kondo, Y. Noguchi, H. Okamoto, R. Iga, and S. Oku. “Lossless electroabsorption modulator monolithically integrated with a semiconductor optical amplifier and a passive waveguide”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15(5) : pp. 679–681, May 2003.
- [58] L. Hou, H. Zhu, F. Zhou, L. Wang, J. Bian, and W. Wang. “Lossless electroabsorption modulator monolithically integrated with a semiconductor optical amplifier and dual-waveguide spot-size converters”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(8) : pp. 1635–1637, Aug. 2005.
- [59] J. E. Johnson, L. J. P. Ketelsen, J. A. Grenko, S. K. Sputz, J. Vandenberg, M. W. Focht, D. V. Stampone, L. J. Peticolas, L. E. Smith, K. G. Glogovsky, G. J. Przybylek, S. N. G. Chu, J. L. Lentz, N. N. Tzafaras, L. C. Luther, T. L. Pernell, F. S. Walters, D. M. Romero, J. M. Freund, C. L. Reynolds, L. A. Gruezeke, R. People, and M. A. Alam. “Monolithically integrated semiconductor optical amplifier and electroabsorption modulator with dual-waveguide spot-size converter input”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 6(1) : pp. 19–25, Jan.–Feb. 2000.
- [60] N. C. Frateschi, J. Zhang, W. J. Choi, H. Gebretsadik, R. Jambunathan, and A. E. Bond. “High performance uncooled C-band, 10 Gbit/s InGaAlAs MQW electroabsorption modulator integrated to semiconductor amplifier in laser-integrated modules”. *Electron. Lett.*, 40(2) : pp. 140–141, 2004.
- [61] <http://www.3-5lab.fr/images/Datasheets/REAMSOA-Preliminary.pdf>.
- [62] S. Gouraud, M. C. Cuisin, C. Kazmierski, J. Décobert, F. Alexandre, F. Blache, A. Paraskevopoulos, and D. Franke. “High speed AlGaInAs multiple-quantum-well electroabsorption modulator buried and planarized with semi-insulating Fe-doped InP grown by chloride assisted LP-MOVPE”. In *Proc. International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pages 82–85, 2005.
- [63] C. Jany, C. Kasmierski, J. Décobert, F. Alexandre, F. Blache, O. Drisse, D. Carpentier, N. Lagay, F. Martin, E. Derouin, T. Johansen, and C. Jiang. “Semi-

- insulating Buried Heterostructure 1.55 μm InGaAlAs Electroabsorption Modulated laser with 60 GHz bandwidth”. In *ECOC Berlin*, 2007.
- [64] E. J. Skogen, J. W. Raring, G. B. Morrison, C. S. Wang, V. Lal, M. L. Masanovic, and L. A. Coldren. “Monolithically integrated active components : a quantum-well intermixing approach”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 11(2) : pp. 343–355, 2005.
- [65] Y. Kawamura, K. Wakita, Y. Yoshikuni, Y. Itaya, and H. Asahi. “Monolithic integration of a DFB laser and an MQW optical modulator in the 1.5-1.6 μm wavelength range”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 23(6) : pp. 915–918, 1987.
- [66] M. Suzuki, Y. Noda, H. Tanaka, S. Akiba, Y. Kushiro, and H. Isshiki. “Monolithic integration of InGaAsP/InP distributed feedback laser and electroabsorption modulator by vapor phase epitaxy”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 5(9) : pp. 1277–1285, Sep 1987.
- [67] T. Kameda, H. Mori, S. Onuki, T. Kikugawa, Y. Takahashi, F. Tsuchiya, and H. Nagai. “A DBR laser employing passive-section heaters, with 10.8 nm tuning range and 1.6 MHz linewidth”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5(6) : pp. 608–610, June 1993.
- [68] B. Mason, G. A. Fish, S. P. DenBaars, and L. A. Coldren. “Widely tunable sampled grating DBR laser with integrated electroabsorption modulator”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(6) : pp. 638–640, Jun. 1999.
- [69] B. Mason, J. Barton, G. A. Fish, L. A. Coldren, and S. P. Denbaars. “Design of sampled grating DBR lasers with integrated semiconductor optical amplifiers”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12(7) : pp. 762–764, 2000.
- [70] J. S. Barton, E. J. Skogen, M. L. Masanovic, S. P. Denbaars, and L. A. Coldren. “A widely tunable high-speed transmitter using an integrated SGDBR laser-semiconductor optical amplifier and Mach-Zehnder modulator”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 9(5) : pp. 1113–1117, Sept.–Oct. 2003.
- [71] I. Moerman, P. P. Van Daele, and P. M. Demeester. “A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 3(6) : pp 1308–1320, Dec. 1997.
- [72] S. S. Saini, V. Vusirikala, R. Whaley, F. G. Johnson, D. Stone, and M. Dagenais. “Compact mode expanded lasers using resonant coupling between a 1.55- μm InGaAsP tapered active region and an underlying coupling waveguide”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10(9) : pp. 1232–1234, Sept. 1998.
- [73] A. McKee, C. J. McLean, G. Lullo, A. C. Bryce, R. M. De La Rue, J. H. Marsh, and C. C. Button. “Monolithic integration in InGaAs-InGaAsP multiple-quantum-well structures using laser intermixing”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 33(1) : pp. 45–55, Jan. 1997.

- [74] S. K. Si, D. H. Yeo, H. H. Yoon, and S. J. Kim. “Area selectivity of InGaAsP-InP multiquantum-well intermixing by impurity-free vacancy diffusion”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 4(4) : pp. 619–623, 1998.
- [75] W. C. Shiu, J. Micallef, I. Ng, and E. Li. “Effects of Different Cation and Anion Interdiffusion Rates in Disordered In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP Single Quantum Wells”. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34 : pp. 1778–1783, 1995.
- [76] E. H. Li and W. C. H. Choy. “Electro-absorptive properties of interdiffused InGaAsP/InP quantum wells”. *J. Appl. Phys.*, 82(8) : pp. 3861–3869, 1997.
- [77] J. W. Raring, E. J. Skogen, L. A. Johansson, M. N. Sysak, J. S. Barton, M. L. Masanoviae, and L. A. Coldren. “Demonstration of widely tunable single-chip 10-Gb/s laser-modulators using multiple-bandgap InGaAsP quantum-well intermixing”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(7) : pp. 1613–1615, 2004.
- [78] J. S. Barton, A. Tauke-Pedretti, M. Dummer, M. N. Sysak, M. L. Masanovic, J. Raring, E. J. Skogen, and L. A. Coldren. “10 Gb/s wavelength conversion using a widely tunable series push-pull photocurrent-driven transmitter”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(9) : pp. 1902–1904, Sept. 2005.
- [79] G. B. Stringfellow. *Organometallic vapor-phase epitaxy : theory and practise*. Academic Press, 1989.
- [80] T. F. Kuech, E. Veuhoff, T. S. Kuan, V. Deline, and R. Potemski. “The influence of growth chemistry on the MOVPE growth of GaAs and Al_xGa_{1-x}As layers and heterostructures”. *J. Cryst. Growth*, 77 : pp. 257–271, 1987.
- [81] M. Gibbon, J. P. Stagg, C. G. Cureton, E. J. Thrush, C. J. Jones, R. E. Mallard, R. E. Pritchard, N. Collis, and A. Chew. “Selective-area low-pressure MOCVD of GaInAsP and related materials on planar InP substrates”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 8(6) : pp. 998–1010, 1993.
- [82] R. J. Deri, C. Caneau, E. Colas, L. M. Schiavone, N. C. Andreadakis, G. H. Song, and E. C. M. Pennings. “Integrated optic mode-size tapers by selective organometallic chemical vapor deposition of InGaAsP/InP”. *Appl. Phys. Lett.*, 61(8) : pp. 952–954, 1992.
- [83] R. Azoulay, N. Bouadma, J.-C. Bouley, and L. Dugrand. “Selective MOCVD Epitaxy for optoelectronic devices”. *J. Cryst. Growth*, 55 : pp. 229–234, 1981.
- [84] Y. Takahashi, S. Sakai, and M. Umeno. “Selective MOCVD growth of GaAlAs on partly masked substrates and its application to optoelectronic devices”. *J. Cryst. Growth*, 68 : pp. 206–213, 1984.
- [85] S. Kitamura, K. Komatsu, and M. Kitamura. “Polarization-insensitive semiconductor optical amplifier array grown by selective MOVPE”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6(2) : pp. 173–175, Feb. 1994.

- [86] T. Sasaki and K. Kudo. *WDM technologies : active optical components*, chapter Selective Growth techniques and their application in WDM device fabrication, pages 443–532. Academic Press Elsevier, 2002.
- [87] Y. Sakata, T. Hosoda, Y. Sasaki, S. Kitamura, M. Yamamoto, Y. Inomoto, and K. Komatsu. “All-selective MOVPE-grown 1.3- μm strained multi-quantum-well buried-heterostructure laser diodes”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 35(3) : pp. 368–376, 1999.
- [88] L. Hou, H. Zhu, F. Zhou, L. Wang, J. Bian, and W. Wang. “Monolithically integrated semiconductor optical amplifier and electroabsorption modulator with dual-waveguide spot-size converter input and output”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 20(9) : pp. 912–916, 2005.
- [89] N. Dupuis, A. Garreau, C. Jany, J. Décobert, F. Alexandre, R. Brenot, J. Landreau, N. Lagay, F. Martin, D. Carpentier, and C. Kazmierski. “10 Gbit/s Semi-Insulating Buried Heterostructure Loss-less Reflective Amplified Modulator for Wavelength Agnostic Networks”. In *Proc. Conference on Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference OFC/NFOEC 2008*, pages 1–3, 2008.
- [90] N. Dupuis, J. Decobert, C. Jany, F. Alexandre, A. Garreau, N. Lagay, F. Martin, D. Carpentier, J. Landreau, and C. Kazmierski. “10-Gb/s AlGaInAs Colorless Remote Amplified Modulator by Selective Area Growth for Wavelength Agnostic Networks”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 20(21) :1808–1810, 2008.
- [91] M. Aoki, M. Suzuki, H. Sano, T. Kawano, T. Ido, T. Taniwatari, K. Uomi, and A. Takai. “InGaAs/InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser fabricated by band-gap energy control selective area MOCVD”. *IEEE J. Quantum Electron*, 29(6) : pp. 2088–2096, 1993.
- [92] D. Delprat, A. Ramdane, L. Silvestre, A. Ougazzaden, F. Delorme, and S. Slemptes. “20-Gb/s integrated DBR laser-EA modulator by selective area growth for 1.55 μm WDM applications”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 9(7) : pp. 898–900, 1997.
- [93] J. R. Kim, J. S. Lee, S. Park, M. W. Park, J. S. Yu, S. D. Lee, A. G. Choo, T. I. Kim, and Y. H. Lee. “Spot-size converter integrated polarization insensitive semiconductor optical amplifiers”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11(8) : pp. 967–969, Aug. 1999.
- [94] T. Van Caenegem, D. Van Thourhout, M. Galarza, S. Verstuyft, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, P. Demeester, C. G. P. Herben, X. J. M. Leijten, and M. K. Smit. “Monolithically integrated multi-wavelength laser by selective area growth with metal organic vapour phase epitaxy”. *Electron. Lett.*, 37(5) : pp. 296–298, 2001.

- [95] H. Hatakeyama, K. Kudo, Y. Yokoyama, K. Naniwae, and T. Sasaki. “Wavelength-selectable microarray light sources for wide-band DWDM applications”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 8(6) : pp. 1341–1348, Nov.–Dec. 2002.
- [96] Y. Kawakita, T. Saitoh, S. Shimotaya, and K. Shimomura. “A novel straight arrayed waveguide grating with linearly varying refractive-index distribution”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(1) : pp. 144–146, Jan. 2004.
- [97] D. Zubia and S. D. Hersee. “Nanoheteroepitaxy : The Application of nanostructuring and substrate compliance to the heteroepitaxy of mismatched semiconductor materials”. *J. Appl. Phys.*, 85(9) : pp. 6492–6496, 1999.
- [98] S. Luryi and E. Suhir. “New approach to the high quality epitaxial growth of lattice-mismatched materials”. *Appl. Phys. Lett.*, 49(3) : pp. 140–142, 1986.
- [99] R. D. Dupuis, J. Park, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, and Z. Liliental-Weber. “Selective-area and lateral epitaxial overgrowth of III-N materials metalorganic chemical vapor phase deposition”. *J. Cryst. Growth*, 195 : pp. 340–345, 1998.
- [100] B. Beaumont, P. Gibart, M. Vaille, S. Haffouz, G. Nataf, and A. Bouille. “Lateral overgrowth of GaN on patterned GaN/substrate via selective metal organic vapour phase epitaxy : a route to produce self supported GaN substrates”. *J. Cryst. Growth*, 189 : pp. 97–102, 1998.
- [101] J. Martin, A. Martinez, W. H. Goh, S. Gautier, N. Dupuis, L. Le Gratiot, J. Décobert, A. Ramdane, N. Maloufi, and A. Ougazzaden. “New approach of Nano-Selective Area Growth (NSAG) for a precise control of GaN nanodots grown by MOVPE”. *Mat. Sci. and Eng. B*, 147 : pp. 114–117, 2007.
- [102] D. Zubia, S. H. Zaidi, S. R. J. Brueck, and S. D. Hersee. “Nanoheteroepitaxial growth of GaN on Si by organometallic vapor phase epitaxy”. *Appl. Phys. Lett.*, 76(7) : pp. 858–860, 2000.
- [103] G. Khitrova, H. M. Gibbs, M. Kira, S. W. Koch, and A. Scherer. “Vacuum Rabi splitting in semiconductors”. *Nature Physics*, 2 : pp. 81–90, 2006.
- [104] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg. “Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities”. *Appl. Phys. Lett.*, 79(18) : pp. 2865–2867, 2001.
- [105] A. A. Tseng. “Recent developments in micromilling using focused ion beam technology”. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 14 : pp. 15–34, 2004.
- [106] L. Largeau. “*Etude de la plasticité des semi-conducteurs III-V sous chargement localisé : du massif au film mince*”. PhD thesis, Université de Poitier, 2005.
- [107] A. Yamaguchi, M. Shibata, and T. Hashinaga. “Transmission electron microscopy specimen preparation technique using focused ion beam fabrication : Application to

- GaAs metal–semiconductor field effect transistors”. *Journ. Vac. Sci. Technol. B*, 11(6) : pp. 2016–2020, 1993.
- [108] M. A. Alam, R. People, E. Isaacs, C. Kim, K. Evans-Lutterodt, T. Siegrist, T. L. Pernel, J. Vandenberg, S. K. Sputz, S. N. G. Chu, D. V. Lang, L. Smith, and M. S. Hybertsen. “Simulation and characterization of the selective area growth process”. *Appl. Phys. Lett.*, 74(18) : pp. 2617–2619, 1999.
- [109] A. A. Sirenko, A. Kazimirov, R. Huang, D. H. Bilderback, S. O’Malley, V. Gupta, K. Bacher, L. J. P. Ketelsen, and A. Ougazzaden. “Microbeam high-resolution x-ray diffraction in strained InGaAlAs-based multiple quantum well laser structures grown selectively on masked InP substrates”. *J. Appl. Phys.*, 97(6) : 063512, 2005.
- [110] A. A. Sirenko, A. Kazimirov, A. Ougazzaden, S. M. O’Malley, D. H. Bilderback, Z. H. Cai, B. Lai, R. Huang, V. K. Gupta, M. Chien, and S. N. G. Chu. “Strain relaxation and surface migration effects in InGaAlAs and InGaAsP selective-area-grown ridge waveguides”. *Appl. Phys. Lett.*, 88(8) : pp. 081111, 2006.
- [111] T. Tsuchiya, J. Shimizu, M. Shirai, and M. Aoki. “Selective-area growth of high-crystalline-quality InGaAlAs by metal-organic vapor-phase epitaxy”. *J. Cryst. Growth*, 276 : pp. 439, 2005.
- [112] W. Feng, W. Wang, H. Zhu, L. Zhao, L. Hou, and J. Pan. “Characteristics of oxide-free InGaAlAs layers grown by narrow stripe selective MOVPE”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 20(10) : pp. 1083–1086, 2005.
- [113] M. S. Kim, C. Caneau, E. Colas, and R. Bhat. “Selective area growth of InGaAsP by OMVPE”. *J. Cryst. Growth*, 123 : pp. 69–74, 1992.
- [114] R. Westphalen, B. Elsner, M. Maassen, O. Kayser, K. Heime, and P. Balk. “Selective embedded growth by LP-MOVPE in the Ga-In-As-P system”. *J. Cryst. Growth*, 125 : pp. 347–362, 1992.
- [115] C. Caneau, R. Bhat, C. C. Chang, K. Kash, and M. A. Koza. “Selective organometallic vapor phase epitaxy of Ga and In compounds : a comparison of TMIn and TEGa versus TMIn and TMGa”. *J. Cryst. Growth*, 132 : pp. 364–370, 1993.
- [116] T. Shioda, M. Sugiyama, Y. Shimogaki, and Y. Nakano. “Vapor phase diffusion and surface diffusion combined model for InGaAsP selective area metal-organic vapor phase epitaxy”. *J. Cryst. Growth*, 298 : pp. 37–40, 2007.
- [117] J. C. Campbell, S. Demiguel, F. Ma, A. Beck, X. Guo, S. Wang, X. Zheng, X. Li, J. D. Beck, M. A. Kinch, A. Huntington, L. A. Coldren, J. Décobert, and N. Tschertner. “Recent advances in avalanche photodiodes”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 10(4) : pp. 777–787, 2004.

- [118] A. Rouvie, D. Carpentier, N. Lagay, J. Décobert, F. Pommereau, and M. Achouche. “High Gain \times Bandwidth Product Over 140-GHz Planar Junction AlInAs Avalanche Photodiodes”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 20(6) : pp. 455–457, 2008.
- [119] N. Dupuis. “Etude de la croissance sélective de matériaux AlGaInAs par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques : application à l’intégration d’un convertisseur de mode optique avec un modulateur très haut débit pour les télécommunications optiques à 1.55 μm ”. Master’s thesis, Université Blaise-Pascal, Clermont-Ferrand, 2005.
- [120] M. Sugiyama, H. J. Oh, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. “Polycrystals growth on dielectric masks during InP/GaAs selective MOVPE”. *J. Cryst. Growth*, 261 : pp. 411–418, 2003.
- [121] T. Tsuchiya, J. Shimizu, M. Shirai, and M. Aoki. “Selective-area growth of high-crystalline-quality InGaAlAs by metal-organic vapor-phase epitaxy”. *J. Cryst. Growth*, 248(248) : pp. 384–389, 2003.
- [122] N. Dupuis, J. Décobert, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, C. Cuisin, F. Poingt, A. Ramdane, and C. Kazmierski. “AlGaInAs selective area growth by LP-MOVPE : experimental characterisation and predictive modelling”. *IEE Proceedings - Optoelectronics*, 153(6) : pp. 276–279, 2006.
- [123] J. Décobert, N. Dupuis, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, A. Ramdane, A. Ougazzaden, F. Poingt, C. Cuisin, and C. Kazmierski. “Modeling and characterization of AlGaInAs and related materials using selective area growth by metal-organic vapor-phase epitaxy”. *J. Cryst. Growth*, 298 : pp. 28–31, January 2007.
- [124] N. Dupuis, J. Décobert, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, F. Poingt, C. Kazmierski, A. Ramdane, and A. Ougazzaden. “Mask pattern interference in AlGaInAs selective area metal-organic vapor-phase epitaxy : Experimental and modeling analysis”. *J. Appl. Phys.*, 103(11), 2008.
- [125] A. M. Jones, M. L. Osowski, R. M. Lammert, J. A. Dantzig, and J. J. Coleman. “Growth, characterization, and modeling of ternary InGaAs-GaAs quantum wells Selective-Area Metalorganic Chemical vapor Deposition”. *J. Electron. Mater.*, 24 : pp. 1631–1636, 1995.
- [126] M. Ida, N. Shigekawa, T. Furuta, H. Ito, and T. Kobayashi. “Compositional change near the mask edge in selective InGaAs growth by low-temperature MOCVD”. *J. Cryst. Growth*, 158 : pp. 437–442, 1996.
- [127] A. Mircéa, D. Jahan, A. Ougazzaden, D. Delprat, L. Silvestre, G. Zimmermann, A. Manolescu, and A. M. Manolescu. “Computer modelling of selective area epitaxy with organometallics”. In *Proc. International Semiconductor Conference*, volume 2, pages 625–628, 9–12 Oct. 1996.

- [128] J. E. Greenspan. “Alloy composition dependence in selective area epitaxy on InP substrates”. *J. Cryst. Growth*, 236 : pp. 273–280, 2002.
- [129] H. J. Oh, M. Sugiyama, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. “Surface Reaction Kinetics in Metalorganic Vapor Phase Epitaxy of GaAs through Analyses of Growth Rate Profile in Wide-Gap Selective-Area Growth”. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42 : pp. 6284–6291, 2003.
- [130] A. Al Amin, T. Doi, K. Sakurai, Z. Zhang, X. Song, M. Sugiyama, and Y. Nakano. “Simulation of bandgap in MOVPE selective area growth of InGaAsP-based photonic integrated circuits”. In *Proc. 4th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices NUSOD '04*, pages 25–26, 24–26 Aug. 2004.
- [131] D. G. Coronel and K. F. Jensen. “analysis of MOCVD of GaAs on patterned substrates”. *J. Cryst. Growth*, 114 : pp. 581–592, 1991.
- [132] M. Sugiyama, N. Waki, Y. Nobumori, H. Song, T. Nakano, T. Arakawa, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. “Control of abnormal edge growth in selective area MOVPE of InP”. *J. Cryst. Growth*, 287 : pp. 668–672, 2005.
- [133] P.-Y. Lagrée. “SAG et diffusion de surface”. Technical report, Institut Jean D’Alembert, Paris 6, 2008.
- [134] H. Debregeas-Sillard, M. Le Pallec, J.-G. Provost, D. Carpentier, and C. Kazmierski. “Low-cost coolerless integrated laser-modulator for 10 Gbit/s transmissions at 1.5 μm ”. *Electron. Lett.*, 40(21) : pp. 1367–1369, 14 Oct. 2004.
- [135] J. Décobert, N. Dupuis, P.-Y. Lagrée, and N. Lagay. “240 nm wide wavelength range of AlGaInAs MQWs selectively grown by MOVPE”. In *Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, Versailles*, 2008.
- [136] A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan. “Quantum well carrier sweep out : relation to electroabsorption and exciton saturation”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 27(10) : pp. 2281–2295, Oct. 1991.
- [137] R. Sahara, K. Morito, and H. Soda. “Engineering of barrier band structure for electroabsorption MQW modulators”. *Electron. Lett.*, 30(9) : pp. 698–699, 1994.
- [138] J. Shim, B. Liu, and J. E. Bowers. “Dependence of transmission curves on input optical power in an electroabsorption modulator”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 40(11) : pp. 1622–1628, 2004.
- [139] T. H. Wood, T. Y. Chang, J. Z. Pastalan, Jun. Burrus, C. A., N. J. Sauer, and B. C. Johnson. “Increased optical saturation intensities in GaInAs multiple quantum wells by the use of AlGaInAs barriers”. *Electron. Lett.*, 27(3) : pp. 257–259, 1991.
- [140] L. A. Coldren and S. W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, 1995.

- [141] A. Garreau, J. Décobert, C. Kazmierski, M.-C. Cuisin, J.-G. Provost, H. Sillard, F. Blache, D. Carpentier, J. Landreau, and P. Chanclou. “10Gbit/s Amplified Reflective Electroabsorption Modulator for Colourless Access Networks”. In *Proc. International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pages 168–170, 2006.
- [142] F. Pommereau, R. Brenot, J. Landreau, L. Gouezigou, O. Gouezigou, F. Lelarge, F. Martin, F. Poingt, B. Rousseau, G.-H. Duan, and B. Thedrez. “Realisation of semiconductor optical amplifiers with homogeneous carrier density and low noise factor”. In *Proc. International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pages 102–105, 2005.
- [143] N. Dupuis, J. Décobert, P.-Y. Lagrée, N. Lagay, D. Carpentier, and F. Alexandre. “Demonstration of planar thick InP layers by selective MOVPE”. *J. Cryst. Growth*, 310 : pp. 4795–4798, 2008.
- [144] R. Hostein, A. Michon, G. Beaudoin, N. Gogneau, G. Patriache, J.-Y. Marzin, I. Robert-Philip, I. Sagnes, and A. Beveratos. “Time-resolved characterization of InAsP/InP quantum dots emitting in the C-band telecommunication window”. *Appl. Phys. Lett.*, 93(7) : pp. 073106, 2008.
- [145] N. Dupuis, J. Décobert, C. Jany, F. Alexandre, A. Garreau, R. Brenot, N. Lagay, F. Martin, D. Carpentier, J. Landreau, F. Pommereau, F. Poingt, and C. Kazmierski. “Selective area growth engineering for 80 nm spectral range AlGaInAs 10Gbit/s remote amplified modulator”. In *Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, Versailles*, 2008.
- [146] IEEE 802.3 10GEPON.
- [147] G. Girault, L. Bramerie, O. Vaudel, S. Lobo, P. Besnard, M. Joindot, J.-C. Simon, C. Kazmierski, N. Dupuis, A. Garreau, Z. Belfqih, and P. Chanclou. “10Gbit/s PON demonstration using a REAM-SOA in a bidirectional fiber configuration up to 25 km SMF”. In *Proc. ECOC Bruxelles*, 2008.
- [148] P. J. Winzer and R.-J. Essiambre. “Advanced Modulation Formats for High-Capacity Optical Transport Networks”. *IEEE J. Lightw. Technol.*, 24(12) : pp. 4711–4728, Dec. 2006.
- [149] R. A. Griffin, R. G. Walker, R. I. Johnstone, R. Harris, N. M. B. Perney, N. D. Whitbread, T. Widdowson, and P. Harper. “Integrated 10 Gb/s chirped return-to-zero transmitter using GaAs-AlGaAs modulators”. In *Proc. Optical Fiber Communication Conference and Exhibit OFC 2001*, volume 4, pages PD15–1–PD15–3, 2001.
- [150] K. Higuma, S. Mori, T. Kawanishi, and M. Izutsu. “A bias condition monitor technique for the nested Mach-Zehnder modulator”. *IEICE Electronics Express*, 3(11) : pp. 238–242, 2006.

- [151] C. R. Doerr, L. Zhang, P. J. Winzer, J. H. Sinsky, A. L. Adamiecki, N. J. Sauer, and G. Raybon. “Compact High-Speed InP DQPSK Modulator”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(15) : pp. 1184–1186, 2007.
- [152] M. S. Rasras, I. Kang, M. Dinu, J. Jaques, N. Dutta, A. Piccirilli, M. A. Cappuzzo, E. Y. Chen, L. T. Gomez, A. Wong-Foy, S. Cabot, G. S. Johnson, L. Buhl, and S. S. Patel. “A Programmable 8-bit Optical Correlator Filter for Optical Bit Pattern Recognition”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 20(9) : pp. 694–696, 2008.
- [153] I. Kang, S. Chandrasekhar, L. Buhl, P. G. Bernasconi, X. Liu, C. R. Giles, C. Kazmierski, N. Dupuis, J. Décobert, F. Alexandre, C. Jany, A. Garreau, J. Landreau, M. Rasras, M. Cappuzzo, L. T. Gomez, Y. F. Chen, M. P. Earnshaw, J. Lee, A. Leven, and C. Dorrer. “A hybrid electroabsorption modulator device for generation of high spectral-efficiency optical modulation formats”. *Opt. Express*, 16(12) : pp. 8480–8486, 2008.
- [154] A. H. Gnauck, P. J. Winzer, C. Dorrer, and S. Chandrasekhar. “Linear and nonlinear performance of 42.7-Gb/s single-polarization RZ-DQPSK format”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 18(7) : pp. 883–885, 2006.
- [155] C. Kazmierski, N. Dupuis, J. Décobert, F. Alexandre, C. Jany, J. Landreau, M. Rasras, M. Cappuzzo, L.T. Gomez, Y.F. Chen, M.P. Earnshaw, J. Lee, A. Leven, I. Kang, S. Chandrasekhar, L. Buhl, P.G. Bernasconi, X. Liu, G. Raybon, C.R. Giles, and A.R. Chraplivy. “A Hybrid Photonic-Integrated Electroabsorption Modulator Device for 50-Gb/s DQPSK generation”. In *Proc. IPRM, Versailles, PdP*, 2008.
- [156] I. Kang, S. Chandrasekhar, L. Buhl, P. G. Bernasconi, X. Liu, G. Raybon, C. R. Giles, A. R. Chraplivy, C. Kazmierski, N. Dupuis, J. Décobert, F. Alexandre, C. Jany, A. Garreau, J. Landreau, M. Rasras, M. Cappuzzo, L. T. Gomez, Y. F. Chen, M. P. Earnshaw, J. Lee, and A. Leven. “Direct 50-Gb/s RZ-DQPSK generation using hybrid photonic-integrated electroabsorption modulators”. In *Proc. ECOC Bruxelles*, 2008.
- [157] N. Dupuis, C. Kazmierski, J. Décobert, F. Alexandre, C. Jany, A. Garreau, J. Landreau, M. Rasras, M. Cappuzzo, L. T. Gomez, Y. F. Chen, M. P. Earnshaw, J. Lee, A. Leven, I. Kang, S. Chandrasekhar, L. Buhl, P. G. Bernasconi, X. Liu, G. Raybon, and C. R. Giles. “Hybrid optical vector modulator utilizing AlGaInAs reflective EAMs and high index-contrast silica circuit”. *Electron. Lett., à paraître*, 2008.
- [158] I. Kang, S. Chandrasekhar, L. Buhl, P. G. Bernasconi, X. Liu, G. Raybon, C. R. Giles, A. R. Chraplivy, C. Kazmierski, N. Dupuis, J. Décobert, F. Alexandre, C. Jany, A. Garreau, J. Landreau, M. Rasras, M. Cappuzzo, L. T. Gomez, Y. F. Chen, M. P. Earnshaw, J. Lee, and A. Leven. “80-Gb/s RZ-OOK generation using hybrid photonic-integrated electroabsorption modulators and 40G electronics”. In *Proc. ECOC Bruxelles*, 2008.

Annexe A

Calcul des états de valence d'un puits quantique pour $\vec{k}_\perp \neq 0$

Les calculs des niveaux d'énergie dans les puits quantiques sont beaucoup plus compliqués quand le vecteur d'onde du mouvement dans le plan des couches \vec{k}_\perp est différent de zero. L'Hamiltonien de Luttinger décrit la bande de valence en prenant en compte le couplage avec les bandes d'ordre supérieur donné par les paramètres γ_1 , γ_2 et γ_3 . Il est valable pour les matériaux dont l'énergie de spin orbite Δ est grande comparée à l'énergie cinétique des trous et s'écrit sur la base $|3/2, 3/2\rangle$, $|3/2, -1/2\rangle$, $|3/2, 1/2\rangle$ et $|3/2, -3/2\rangle$:

$$H_{\Gamma_8} = \begin{bmatrix} H_{hh} & c & b & 0 \\ c^* & H_{lh} & 0 & -b \\ b^* & 0 & H_{lh} & c \\ 0 & -b^* & c^* & H_{hh} \end{bmatrix} \begin{matrix} |3/2, 3/2\rangle \\ |3/2, -1/2\rangle \\ |3/2, 1/2\rangle \\ |3/2, -3/2\rangle \end{matrix}, \quad (\text{A.1})$$

avec

$$H_{hh} = -\frac{1}{m_0}p_z(\gamma_1 - 2\gamma_2)p_z + V_p(z) - \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_0}(\gamma_1 - \gamma_2), \quad (\text{A.2})$$

$$H_{lh} = -\frac{1}{m_0}p_z(\gamma_1 + 2\gamma_2)p_z + V_p(z) - \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_0}(\gamma_1 + \gamma_2), \quad (\text{A.3})$$

$$c(\vec{k}_\perp, z) = \frac{\hbar^2 \sqrt{3}}{m_0} [\gamma_2(k_x^2 - k_y^2) - 2i\gamma_3 k_x k_y], \quad (\text{A.4})$$

$$b(\vec{k}_\perp, z) = \frac{\hbar \sqrt{3}}{m_0} (k_x - ik_y)(\gamma_3 p_z + p_z \gamma_3). \quad (\text{A.5})$$

Plusieurs méthodes ont été développées pour résoudre cet hamiltonien [1, 2]. G. Bastard [3] résout l'Hamiltonien en $\mathbf{k}_\perp = 0$ et écrit ensuite la solution générale en $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ comme une combinaison linéaire de ces solutions qui forment une base. C'est cette méthode que nous avons employée.

Nous écrivons les fonctions propres de H_{Γ_8} sur la base des états propres en $\mathbf{k}_\perp = 0$, c'est-à-dire :

$$\vec{\Psi}_{\mathbf{k}_\perp} = \begin{pmatrix} \sum_m \alpha_m^+ \xi_m(z) \\ \sum_n \beta_n^- \varphi_n(z) \\ \sum_n \beta_n^+ \varphi_n(z) \\ \sum_m \alpha_m^- \xi_m(z) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.6})$$

où $\varphi(z)$ et $\xi(z)$ sont les fonctions propres des trous lourds et des trous légers. Les indices m et n correspondent au nombre de vecteurs que l'on veut mettre dans la base. Si on prend tous les états liés et les états résonnants, $\Psi_{\mathbf{k}_\perp}$ est une solution exacte du problème. Dans la pratique, on se limite aux états liés. La projection de H_{Γ_8} sur cette base donne une matrice de dimension $(2 \times (m+n)) \times (2 \times (m+n))$ qu'il est nécessaire de diagonaliser pour chaque valeur du vecteur d'onde \mathbf{k}_\perp . L'exemple suivant illustre la méthodologie. Nous calculons les relations de dispersion d'un puits quantique GaAs avec des barrières $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$. La largeur du puits est volontairement choisie assez mince ($L_w = 8$ nm) afin de minimiser le nombre d'états liés et donc faciliter l'écriture de la matrice. On a 3 niveaux de trous lourds et 2 niveaux de trous légers ce qui donne une matrice de taille 10×10 . En $\mathbf{k}_\perp = 0$, cette matrice est diagonale :

$$\begin{pmatrix} -0.01086 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & -0.04500 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & -0.11722 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.03222 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.11558 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.03222 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.11558 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.01086 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.04500 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.11722 \end{pmatrix} \begin{matrix} \alpha_1^+ \\ \alpha_2^+ \\ \alpha_3^+ \\ \beta_1^- \\ \beta_2^- \\ \beta_1^+ \\ \beta_2^+ \\ \alpha_1^- \\ \alpha_2^- \\ \alpha_3^- \end{matrix}$$

En $\mathbf{k}_\perp \neq 0$, des termes non diagonaux apparaissent et couplent les sous-bandes de valence. La matrice suivante est obtenue pour $\mathbf{k}_\perp = \pi \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$:

$$\begin{pmatrix} -0.04602 & 0.00000 & 0.00000 & -0.01625 & 0.00000 & 0.00000 & 0.02755 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & -0.08016 & 0.00000 & 0.00000 & -0.01610 & -0.02443 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & -0.15238 & -0.00088 & 0.00000 & 0.00000 & -0.03852 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ -0.01625 & 0.00000 & -0.00088 & -0.04858 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.02443 & 0.00000 \\ 0.00000 & -0.01610 & 0.00000 & 0.00000 & -0.13194 & 0.00000 & 0.00000 & 0.02755 & 0.00000 & -0.03853 \\ 0.00000 & -0.02443 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.04858 & 0.00000 & -0.01625 & 0.00000 & -0.00088 \\ 0.02755 & 0.00000 & -0.03852 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.13194 & 0.00000 & -0.01610 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.02755 & -0.01625 & 0.00000 & -0.04602 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.02443 & 0.00000 & 0.00000 & -0.01610 & 0.00000 & -0.08016 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.03853 & -0.00088 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.15238 \end{pmatrix} \begin{matrix} \alpha_1^+ \\ \alpha_2^+ \\ \alpha_3^+ \\ \beta_1^- \\ \beta_2^- \\ \beta_1^+ \\ \beta_2^+ \\ \alpha_1^- \\ \alpha_2^- \\ \alpha_3^- \end{matrix}$$

Les différents éléments de matrices sont obtenus en utilisant les équations A.2, A.3, A.4 et A.5. Par exemple, l'élément de matrice M_{14} est obtenu en calculant l'intégrale $\langle \varphi_1 | c | \xi_1 \rangle$ et l'élément M_{73} en calculant l'intégrale $\langle \xi_3 | c^* | \varphi_2 \rangle$. La procédure employée consiste à écrire

et diagonaliser les matrices pour différentes valeurs du vecteur d'onde. Dans notre cas, la diagonalisation est faite par une méthode de Jacobi [4]. Dans cet exemple très simple, nous prenons les paramètres de Luttinger constants dans GaAs et GaAlAs. Les valeurs sont $\gamma_1 = 6.85$, $\gamma_2 = 2.1$ et $\gamma_3 = 2.9$. De plus, afin de rendre la matrice axi-symétrique, nous utilisons l'approximation axiale [1] qui consiste à remplacer dans c et c^* , les paramètres γ_2 et γ_3 par leur moyenne géométrique $\gamma_m = (\gamma_2 + \gamma_3)/2$. Cette approximation revient à négliger l'anisotropie dans le plan et ainsi considérer les directions [100], [010] et [110] comme équivalentes. Ces approximations ne sont cependant pas fondamentales et la méthode peut très bien s'appliquer avec des paramètres de Luttinger différents dans le puits et la barrière. La prise en compte des contraintes est également possible [5]. Les résultats de l'exemple sont présentés figure A.1. Les traits pleins correspondent au calcul exact et les traits pointillés à l'approximation diagonale qui ne prend en compte que les termes diagonaux de l'Hamiltonien. La figure A.1 présente également un autre exemple de

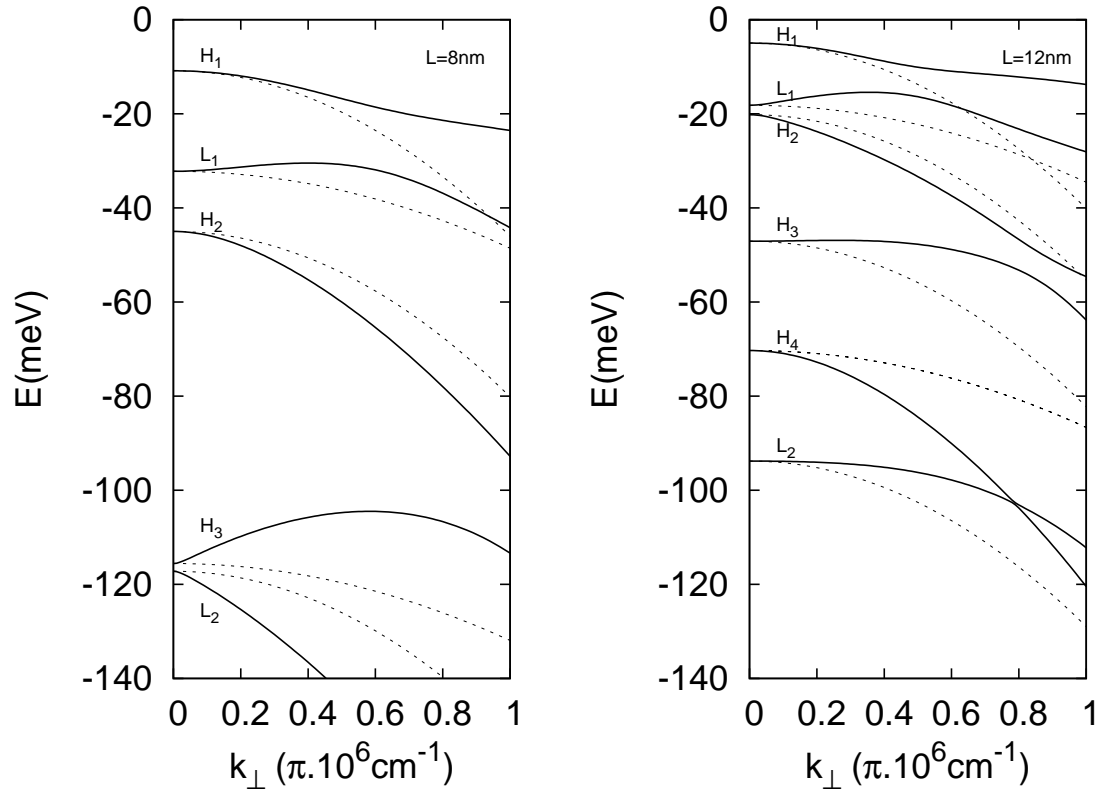


Fig. A.1 – Calcul des relations de dispersion dans le plan des couches pour un puits quantique GaAs avec des barrières Ga_{0.7}Al_{0.3}As. Les traits pleins correspondent au calcul exact et les traits pointillés à l'approximation diagonale.

la même structure mais pour un puits de 12 nm. On remarquera en particulier le couplage entre les sous-bandes qui est beaucoup plus prononcé car les états liés sont plus proches en énergie.

L'avantage de cette méthode est d'être également appropriée pour les profils de potentiel asymétriques (sous champ électrique par exemple) ou encore pour les puits et barrières

contenant une concentration non nulle d'électrons et trous (dopage). Ces deux types de calculs étant bien entendu soumis à la condition de connaître les états propres du problème en $\mathbf{k}_\perp = 0$.

Références

- [1] M. Altarelli, U. Ekenberg, and A. Fasolino. “Calculations of hole subbands in semiconductor quantum wells and superlattices”. *Phys. Rev. B*, 32(8) : pp. 5138–5143, Oct. 1985.
- [2] T. Ando. “Hole Subband at GaAs/AlGaAs Heterojunctions and Quantum Wells”. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 54 : pp. 1528–1536, 1985.
- [3] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les éditions de physique, Les Ulis, 1988.
- [4] *Numerical Recipes in C, Second Edition*. Cambridge University Press, 1992.
- [5] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, P. Voisin, and J. A. Brum. *Semiconductors and semimetals vol 32*, chapter Optical Studies of strained III-V heterolayers, pages 56–118. Academic Press, 1990.

Annexe B

Résolution numérique des équations de propagation dans un guide d'onde

Nous donnons dans cette annexe les différentes équations de propagation à résoudre dans le cas d'un guide d'onde rectangulaire de géométrie comparable à celle de la figure 1.12 du chapitre 1. Un code `FreeFem++` [1] et un exemple de résolution sont également donnés.

Dans le cas du mode TE, les équations à résoudre sont [2, 3] :¹

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E_x}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) + (k^2 n^2 - \beta^2) E_x = 0, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H_y}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0, \quad (\text{B.2})$$

et dans le cas TM,

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{E_y}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0, \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{H_x}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) + (k^2 n^2 - \beta^2) H_x = 0. \quad (\text{B.4})$$

Pour la résolution en `FreeFem++`, il nous faut mettre ces équations sous forme variationnelle. En projetant sur une fonction test \tilde{E}_x et en utilisant la formule de Green, l'équation B.1 peut s'écrire :

$$\int \int \left(- \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial x} \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial y} \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial x} \frac{E_x}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} + (k^2 n^2 - \beta^2) \tilde{E}_x E_x \right) dx dy = 0, \quad (\text{B.5})$$

et idem pour les équations B.2, B.3 et B.4. Les pages suivantes présentent le code.

¹Attention, pour être cohérent avec le code de résolution, le système de coordonnées est inversé par rapport au chapitre 1. L'axe de propagation de l'onde est ici z .

```

1 // modes propres dans une cavite carree
2 //equation semi-vectorielle resolue pour Ux
3 // d^2Ux/dx^2 + d^2Ux/dy^2 + ( f - lambda)Ux + d/dx(Ux*1/k2*(d/dx)k2) = 0
4 // U=0 sur le bord
5
6 // on cherche lambda, f est donne (k^2*indice)
7 //
8 // sigma est l'approximation de la valeur propre
9
10
11 //domaine
12 int N=10;
13 real Lx=10.,Ly=10.;
14 border b (t=0,1){x=Lx*t; y=0;}
15 border d (t=0,1){x=Lx; y=Ly*t;}
16 border h (t=0,1){x=Lx*(1-t); y=Ly;}
17 border g (t=0,1){x=0; y=Ly*(1-t);}
18 mesh Th=buildmesh(b(N)+d(N)+h(N)+g(N));
19 plot(Th,wait=0);
20
21 //geom structure + indices layers
22 real L; //largeur ridge
23 real w1,w2,w3; //epaisseur layer
24 real n1,n2,n3; //indice layer
25 real nc=3.17; //indice cover
26
27 n1=3.31;n2=3.4;n3=3.31;
28 L=1.3;
29 w1=0.02;w2=0.3;w3=0.06;
30
31 //mesh pour guide->calcul d'integrales de recouvrement
32 border gb (t=0,2){x=Lx/2.+L/2.*(t-1); y=Ly/2.-w2/2.;}
33 border gd (t=0,2){x=Lx/2.+L/2.; y=Ly/2.+w2/2.*(t-1);}
34 border gh (t=0,2){x=Lx/2.+L/2.*(-t+1); y=Ly/2.+w2/2.;}
35 border gg (t=0,2){x=Lx/2.-L/2.; y=Ly/2.+w2/2.*(-t+1);}
36 int Ng=5;
37 mesh Gh=buildmesh(gb(Ng)+gd(Ng)+gh(Ng)+gg(Ng));
38
39
40 fespace Vh(Th,P2);
41 Vh u,v,w,nn2,dxn2;
42
43 //adaptmesh au alentour des discontinuities
44 w=exp(-((x-Lx/2)/1.5)^2-((y-Ly/2)/.6)^2);
45 Th = adaptmesh(Th,w,hmin=.01,hmax=.5);
46 plot(Th,w,wait=0);
47
48 //fonctions n^2, dx(n^2) et dx(1/(n^2))
49 int m=10;
50
51 func real N2(real xt, real yt, real X, real Y, real L, real w, real ng){
52     real N,G1,G2;
53     G1=L/( 2*(log(2.))^(1/(2.*m)) );
54     G2=w/( 2*(log(2.))^(1/(2.*m)) );
55     real dN=ng-nc;
56     N=(dN*exp(-((xt-X)/G1)^(2.*m))-((yt-Y)/G2)^(2.*m))+nc)^2;
57     return N;
58 }
59
60 func real dXN2(real xt, real yt, real X, real Y, real L, real w, real ng){

```

```

61     real N,G1,G2;
62     G1=L/( 2*(log(2.))^(1/(2.*m)) );
63     G2=w/( 2*(log(2.))^(1/(2.*m)) );
64     real dN=ng-nc;
65     N=(-4*dN*exp(-((xt - X)/G1)^(2*m) -((yt - Y)/G2)^(2*m))*m*
66     (dN*exp(-((xt - X)/G1)^(2*m) -((yt - Y)/G2)^(2*m)) + nc)*
67     ((xt - X)/G1)^(-1 + 2*m))/G1;
68     return N;
69 }
70
71
72 //structure
73 nn2=N2(x,y,Lx/2.,Ly/2.-w2/2.-w1/2.,L,w1,n1)+N2(x,y,Lx/2.,Ly/2.,L,w2,n2)+
74     N2(x,y,Lx/2.,Ly/2.+w2/2.+w3/2.,L,w3,n3)-2.*nc*nc;
75 plot(Th,nn2,wait=0,fill=0);
76
77 dxn2=dXN2(x,y,Lx/2.,Ly/2.-w2/2.-w1/2.,L,w1,n1)+dXN2(x,y,Lx/2.,Ly/2.,L,w2,n2)+
78 dXN2(x,y,Lx/2.,Ly/2.+w2/2.+w3/2.,L,w3,n3);
79 plot(Th,dxn2,wait=0,fill=0);
80
81
82 //probleme variationnel et resolution pour E
83 real lambda=1.55;
84 real K2=(2.*pi/lambda)^2;
85 real sigma=200;
86
87 varf op(u,v)= int2d(Th)(-(dx(u)*dx(v)+dy(u)*dy(v)) + nn2*K2*u*v -
88 dx(v)*(1/nn2)*u*dxn2 - (sigma)*u*v)
89     +on(b,d,h,g,u=0);
90
91
92 varf bop([u],[v])=int2d(Th)( u*v);
93
94 //Crout
95 matrix A= op(Vh,Vh,solver=Crout,factorize=1);
96 matrix B= bop(Vh,Vh,solver=CG,eps=1e-20);
97
98 int nev=3; // number of computed eigen value close to sigma
99
100 real[int] ev(nev); // to store nev eigen value
101 Vh[int] eV(nev); // to store nev eigen vector
102
103 int k=EigenValue(A,B,sym=true,sigma=sigma,value=ev,vector=eV,tol=1e-10,maxit=0,ncv=0);
104 // tol= the tolerace
105 // maxit= the maximal iteration see arpack doc.
106 // ncv see arpack doc.
107 // the return value is number of converged eigen value.
108
109 for (int i=0;i<k;i++)
110 {
111     u=eV[i];
112     real mm= int2d(Th)(-(dx(u)*dx(u) + dy(u)*dy(u)) + nn2*K2*u*u -dx(v)*(1/nn2)*u*dxn2);
113     real gg= int2d(Th)(u*u) ;
114     real conf;
115
116     conf=int2d(Gh)(u*u);
117
118     cout << " —— " << i << " " << ev[i]<< " neff=" << (ev[i]/K2)^0.5 << " err= "
119     << mm - (ev[i])* gg << " —— " << " conf=" << conf << endl;
120

```



```

121   plot(eV[i],cmm="E Eigen Vector "+i+" valeur =" + ev[i] ,wait=1,value=1);
122
123 }
124
125 //probleme variationnel et resolution pour H
126 varf opH(u,v)= int2d(Th)(-(dx(u)*dx(v)+dy(u)*dy(v)) + nn2*K2*u*v +
127 dx(v)*(1/nn2)*u*dxn2 - (sigma)*u*v)
128           +on(b,d,h,g,u=0);
129
130 varf bopH([u],[v])=int2d(Th)( u*v);
131
132 //Crout
133 matrix AH= opH(Vh,Vh,solver=Crout ,factorize=1);
134 matrix BH= bopH(Vh,Vh,solver=CG,eps=1e-20);
135
136
137 real[int] evH(nev); // to store nev eigen value
138 Vh[int] eVH(nev); // to store nev eigen vector
139
140 int kH=EigenValue(AH,BH,sym=true ,sigma=sigma ,value=evH ,vector=eVH ,tol=1e-10,maxit=0,ncv=0);
141 //   tol= the tolerance
142 //   maxit= the maximal iteration see arpack doc.
143 //   ncv   see arpack doc.
144 //   the return value is number of converged eigen value.
145
146
147
148 for (int i=0;i<k;i++)
149 {
150   u=eVH[i];
151   v=eV[i];
152   real mm= int2d(Th)(-(dx(u)*dx(u) + dy(u)*dy(u)) + nn2*K2*u*u +dx(v)*(1/nn2)*u*dxn2 );
153   real gg= int2d(Th)(u*u) ;
154   real conf;
155
156   conf=int2d(Gh)(u*v)/int2d(Th)(u*v);
157
158   cout << " " << i << " " << ev[i]<< " neff="<< (evH[i]/K2)^0.5 << " err= "
159     << mm - (evH[i])* gg << " "<< conf<<endl;
160
161   plot(eVH[i],cmm="H Eigen Vector "+i+" valeur =" + evH[i] ,wait=1,value=1);
162
163 } // ,ps="eigen"+i+".eps"
164
165
166 N=100;
167
168 ofstream file("E-modeTE.txt");
169 for (int i=0;i<=N-1;i++){
170   x =(i*Lx/((N-1.)*1.0));
171   for (int j=0;j<=N-1;j++){
172     y =(j*Ly/((N-1.)*1.0));
173     file << x << " " << y << " " << (eV[2]^2)^0.5 << endl; }
174   file << endl;
175 }
176
177 ofstream file2("H-modeTE.txt");
178 for (int i=0;i<=N-1;i++){
179   x =(i*Lx/((N-1.)*1.0));
180   for (int j=0;j<=N-1;j++){

```

```

181         y =(j*Ly/((N-1.)*1.0));
182         file2 << x << " " << y << " " << (eVH[2]^2)^0.5 << endl;}
183     file2 << endl;
184 }

```

La figure B.1 présente un exemple de résolution en polarisation TE pour un guide enterré bimode. La figure montre le tracé des deux modes TE (00 et 01) et donne les indices effectifs correspondants (pour mémoire $n_{eff} = \beta/k$).

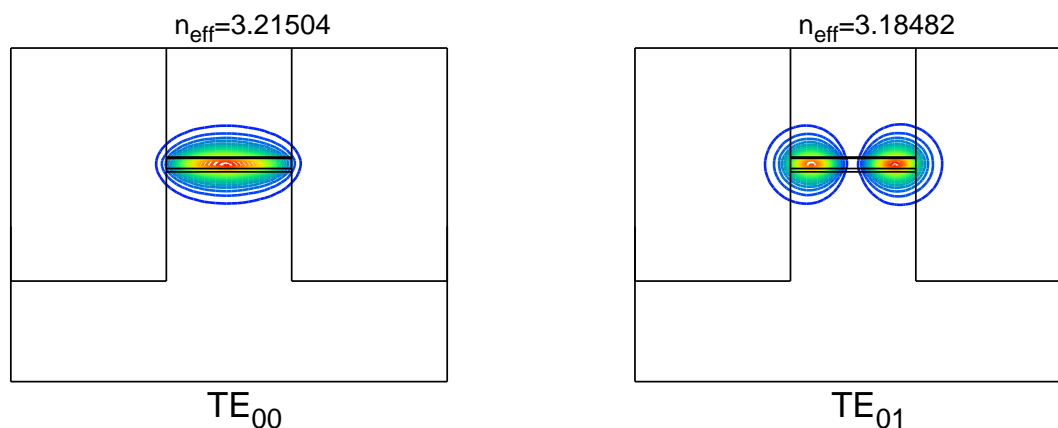


Fig. B.1 – Calcul des modes propres (E^2 tracé) pour un guide d'onde enterré. La largeur du ruban est $w = 2.3 \mu\text{m}$, l'indice de coeur du guide est $n = 3.4$ et son épaisseur est $e = 0.19 \mu\text{m}$. Le coeur du guide est pris en sandwich entre deux SCH asymétriques d'épaisseur 20 nm (inf) et 60 nm (sup). Le matériau pour enterrer le guide est InP et on a pris un indice de 3.17.

Références

- [1] O. Pironneau, F. Hecht, and A. Le Hyaric. <http://www.freefem.org/>.
- [2] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1962.
- [3] D. Marcuse. *“Theory of dielectric optic waveguides”*. Academic, New York, 1974.

Annexe C

Résolution FFT de l'équation de Laplace.

Le code de résolution FFT du Laplacien en phase vapeur a été écrit en C par P.-Y. Lagrée de l'institut d'Alembert à Paris 6. Nous donnons dans cette annexe des précisions sur la résolution du Laplacien en FFT ainsi que l'implémentation de la périodicité et des conditions aux limites et le schéma de relaxation. La majorité des commentaires est fortement inspirée du rapport de fin de contrat écrit par P.-Y. Lagrée [1].

C.1 Relation liant le flux à la concentration

La résolution numérique se fait par transformée de Fourier en x et y , la troisième direction z est résolue explicitement. On écrit que la solution est une somme continue de modes de Fourier de la forme (il s'agit de FFT, *fast Fourier transform* [2])

$$\int \int \hat{N}_{k_x k_y} \exp(ik_x x + ik_y y) dk_x dk_y.$$

Si le flux est donné à la paroi (disons $\hat{\phi}_{k_x k_y}$), on a alors une solution analytique exacte pour chaque mode de Fourier $\hat{N}_{k_x k_y}(z)$ en fonction des modes de Fourier du flux $\hat{\phi}_{k_x k_y}$. En effet, la solution élémentaire de l'équation de Laplace (Eq. 3.3 du chapitre 3) est $\exp(\pm\sqrt{(k_x^2 + k_y^2)z})$, soit avec $l = \sqrt{(k_x^2 + k_y^2)}$

$$\hat{N}_{k_x k_y} = n_+ \exp(\sqrt{(k_x^2 + k_y^2)z}) + n_- \exp(-\sqrt{(k_x^2 + k_y^2)z})$$

avec $n(H) = 0$ donc $n_- = -n_+ \exp 2lH$ et par l'expression du flux à la paroi :

$$\hat{\phi}_{k_x k_y} = n_+ l (1 + \exp(2lH)).$$

Si on se donne le flux : $\hat{\phi}_{k_x k_y}$, la solution du problème avec $n(H) = 0$ est donc :

$$\frac{\hat{\phi}_{k_x k_y}}{l} \left(\frac{e^{lz}}{1 + \exp(2lH)} - \frac{e^{-lz}}{1 + \exp(-2lH)} \right). \quad (\text{C.1})$$

La valeur à la paroi dépendant de la distribution de flux que l'on s'est donnée est donc

$$N_\phi(x, y) = \sum \sum \left(\frac{1}{1 + \exp(2lH)} - \frac{1}{1 + \exp(-2lH)} \right). \quad (\text{C.2})$$

C.2 Prise en compte du mode “0”

Pour avoir la bonne solution, il faut faire attention au mode “0”. Soit le domaine est assez grand, et on tient compte du mode 0 en imposant $N^n = N_0 \frac{1}{\frac{kH}{D} + 1}$ aux bornes. Donc

$$N_\phi^{effectif}(x, y) = N_0 \frac{1}{\frac{kH}{D} + 1} + N_\phi(x, y) - N_\phi(\infty, \infty).$$

Soit le domaine est bel et bien périodique. Dans ce dernier cas, on utilise le théorème de Gauss (ou la formule de Green Ostrogradski) qui nous dit que le flux sur une surface fermée est nul :

$$\int \vec{\nabla} N \cdot d\vec{S} = 0.$$

Soit sur la surface délimitée sur la figure 3.19 en 2D du chapitre 3, il ne reste que le flux en bas $\int_{-Wx/2}^{Wx/2} \left(\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \right) dx$ et le flux en haut (en supposant qu'il est assez haut) : $\int_{-Wx/2}^{Wx/2} \frac{k}{D} N(0) dx$ (car $N'(H) = \frac{k}{D} N(0)$). Le flux sur les côtés est nul $\int_0^H \left(\frac{\partial N}{\partial z}(-Wx/2, z) \right) dx = 0$ (idem en $Wx/2$). Il reste donc

$$\int_{-Wx/2}^{Wx/2} \frac{D}{kN_0 Wx} \left(\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \right) dx = 1.$$

De même en 3D :

$$\int_{-Wx/2}^{Wx/2} \int_{-Wy/2}^{Wy/2} \frac{D}{kN_0 2WxWy} \left(\frac{\partial N}{\partial z} \Big|_{z=0} \right) dx dy = 1.$$

Multiplié par k/D plus la correction du mode 0, cela doit être le flux déduit du calcul à flux donné (appelons le $\Phi(\phi^n)$).

C.3 Relaxation

Il faut ensuite relaxer dans l'espace physique pour obtenir la condition imposée sur le substrat. La relaxation s'interprète comme une évolution en temps écrite en implicite

$$\phi^{n+1} = \phi^n + (\Delta t)(\Phi(\phi^n) - \phi^{n+1})$$

et ϕ^{n+1} sur le masque.

C.4 Exemples de résolution

Les figures C.1 et C.2 présentent deux exemples de calcul FFT.

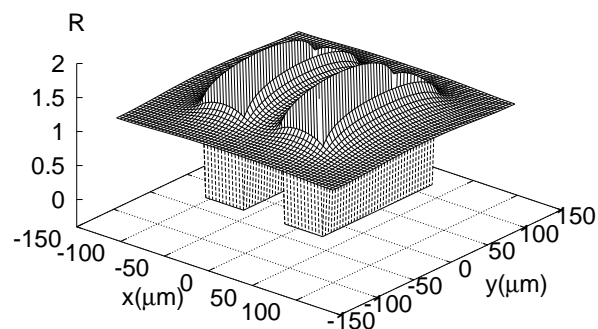


Fig. C.1 – Cartographie 3D du R pour $D/k = 85 \mu\text{m}$.

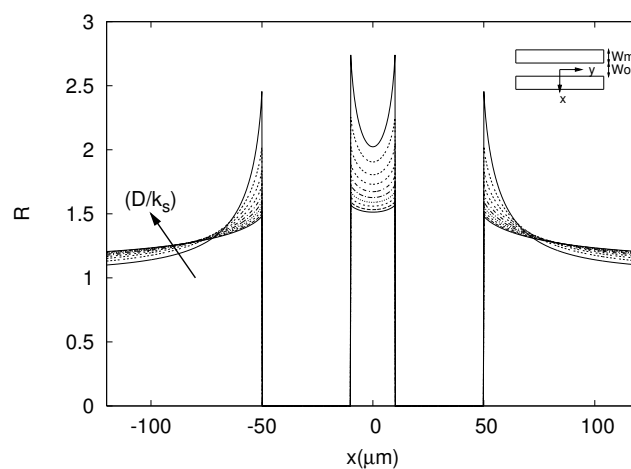


Fig. C.2 – Coupe x du R pour différentes valeurs de D/k .

Références

- [1] P.-Y. Lagrée. “Résolution numérique des équations SAG, comparaisons de différentes approches numériques”. Technical report, Institut Jean D’Alembert, Paris 6, 2006.
- [2] T. Ooura. <http://www.kurims.kyoto-u.ac.jp/ooura/index.html>.

Annexe D

Calcul du coefficient de diffusion par la théorie cinétique des gaz

Pour calculer le coefficient de diffusion D , différentes approches plus ou moins complexes sont présentes dans la littérature. La théorie cinétique des gaz propose une approche simplifiée du problème. Cette théorie donne une bonne estimation du coefficient D et montre assez précisément les différents mécanismes physiques mis en jeu dans le processus de diffusion. La théorie de Chapman-Enskog complique quelque peu en prenant en compte un terme d'attraction moléculaire [1]. Une large partie sera consacrée à la théorie cinétique des gaz afin de déduire notamment la première loi de Fick puis le coefficient de diffusion D . Notre intérêt se portera ensuite sur le calcul du coefficient de diffusion en phase vapeur d'un mélange binaire de gaz (molécules organiques dans un gaz vecteur). Le calcul de D sera mené pour les molécules organiques mono-méthyl d'indium (MMIn), mono-méthyl de gallium (MMGa) et enfin mono-méthyl d'aluminium (MMAI) dans un gaz vecteur hydrogène (H_2).

D.1 Théorie cinétique des gaz

La théorie cinétique des gaz décrit le comportement microscopique des molécules constituant un gaz et permet de déduire les propriétés macroscopiques de ce gaz. Cette théorie repose sur les approximations suivantes :

- (i) L'énergie du gaz est uniquement cinétique et l'interaction entre particules est négligée.
- (ii) Les chocs entre molécules sont supposés élastiques
- (iii) Le nombre de molécules par unité de volume est grand et constant.
- (iv) La direction des vecteurs vitesse des molécules obéit à une répartition spatiale uniforme.
- (v) Le module des vecteurs vitesse répond à une loi de distribution indépendante du temps lorsque les variables d'état macroscopiques sont fixes.

En dépit de ces approximations, cette théorie s'avère très efficace pour le calcul de grandeurs macroscopiques telles que le coefficient de diffusion d'une molécule dans la phase gazeuse. Ce calcul sera développé dans la partie D.2 mais avant ça, les concepts essentiels de libre parcours moyen et probabilité de collision dans un mélange gazeux seront abordés. Les différents calculs et commentaires de cette partie sont largement inspirés de l'ouvrage de L.Reichl [2].

D.1.1 Notion de libre parcours moyen et fréquence de collision

La notion de libre parcours moyen (en anglais, *mean free path*) est fondamentale en théorie cinétique des gaz. Cette notion correspond à la distance λ qu'une particule peut parcourir entre deux collisions successives. En théorie cinétique des gaz, les molécules sont associées à des sphères. Ainsi, en considérant un gaz binaire composé de molécules A et B de diamètres respectifs d_A et d_B , il y aura une collision dans le cas où la distance entre les deux centres des sphères est inférieure ou égale à d_{AB} (cf. Fig. D.1). Le diamètre de collision d_{AB} ainsi que le libre parcours moyen λ , définissent le cylindre de collision de volume $V = \pi d_{AB}^2 \lambda$ (cf. Fig. D.1).

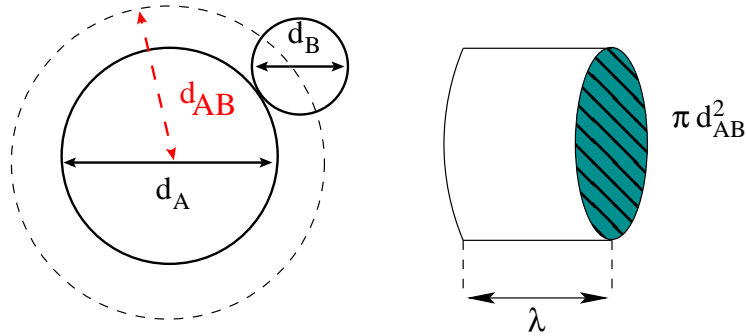


Fig. D.1 – Collision entre deux molécules sphériques de diamètres respectifs d_A et d_B et cylindre de collision.

On déduit du cylindre de collision l'expression du libre parcours moyen :

$$\lambda = \frac{V}{\pi d_{AB}^2}. \quad (\text{D.1})$$

Ou encore, en considérant un gaz parfait $pV = nRT$ et :

$$\lambda = \frac{kT}{\pi d_{AB}^2 p}. \quad (\text{D.2})$$

La fréquence de collision f_{AB} est donnée par la relation suivante, avec $\langle v_r \rangle_{AB}$, la vitesse relative moyenne entre A et B :

$$f_{AB} = n_B \pi d_{AB}^2 \langle v_r \rangle_{AB}. \quad (\text{D.3})$$

D.1.2 Probabilité de non collision

Soit $P_0(r)$ la probabilité qu'il n'y ait aucune collision le long de r et $P_0(r + dr)$ la probabilité qu'il n'y ait aucune collision le long de $r + dr$. On a :

$$P_0(r + dr) = P_0(r)\left(1 - \frac{dr}{\lambda}\right), \quad (\text{D.4})$$

$\left(1 - \frac{dr}{\lambda}\right)$ correspond à la probabilité qu'il n'y ait aucune collision dans l'intervalle dr . En développant $P_0(r + dr)$ en série de Taylor au premier ordre, il vient :

$$P_0(r + dr) = P_0(r) + \frac{dP_0(r)}{dr}dr + \dots = P_0(r)\left(1 - \frac{dr}{\lambda}\right). \quad (\text{D.5})$$

On en déduit l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dP_0(r)}{dr} = -\frac{P_0(r)}{\lambda}. \quad (\text{D.6})$$

En intégrant cette équation, on obtient la probabilité de non collision entre particules le long de r :

$$P_0(r) = \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right). \quad (\text{D.7})$$

D.2 Coefficient de diffusion D par la théorie cinétique des gaz

D.2.1 Coefficient de diffusion : une première analyse simplette

On considère la diffusion en phase vapeur d'une molécule sphérique de diamètre d . Le coefficient de diffusion est homogène à une vitesse multiplié par une longueur ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), c'est-à-dire $D = v\lambda$. En utilisant l'expression du libre parcours moyen (D.2) et en considérant que la vitesse est proportionnelle à $(kT)^{1/2}$, nous obtenons directement une première expression du coefficient de diffusion :

$$D \propto \frac{(kT)^{3/2}}{\pi d^2 p}. \quad (\text{D.8})$$

Cette première expression montre que le coefficient de diffusion est proportionnel à la température et inversement proportionnel à la pression.

D.2.2 Coefficient de diffusion D et première loi de Fick

Afin de mieux appréhender la notion de diffusion, nous considérons l'expérience suivante. Soit un gaz dilué de N particules identiques dans un volume V . Certaines de ces particules sont marquées par un traceur radioactif permettant de les distinguer

pendant l'expérience. On suppose que le gaz est à l'équilibre et que l'énergie d'interaction entre particules est négligeable devant leur énergie cinétique. Si au début de l'expérience ($t = 0$), la distribution des particules est désordonnée, au cours du phénomène de diffusion la distribution tend à devenir uniforme. Le taux auquel a lieu ce processus est déterminé par la valeur du coefficient de diffusion D .

Imaginons un mur dans le fluide en $z = 0$ et cherchons le flux de particules radioactives qui traversent ce mur. dV est l'élément de volume du gaz localisé à la position r, θ, ϕ par rapport au mur. On a en coordonnées sphériques $dV = r d\theta (d\phi \cos(\frac{\pi}{2} - \theta) r) dr = r^2 d\theta \sin \theta d\phi dr$

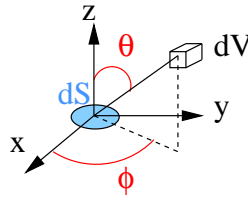


Fig. D.2 – Element de volume dV du gaz en coordonnées sphériques.

Le nombre de particules radioactives dans le volume dV qui subissent des collisions par unité de temps est égal à

$$f n_T(z) dV = \left(\frac{\langle v \rangle}{\lambda} \right) n_T(z) dV, \quad (\text{D.9})$$

avec f la fréquence de collision dans dV . Les particules quittent dV dans toutes les directions et la fraction de particules qui se dirige vers dS , élément de surface du mur est proportionnelle à $\frac{d\Omega}{4\pi}$ avec, $d\Omega = \frac{\vec{u} \cdot d\vec{S}}{r^2} = \frac{dS |\cos(\theta)|}{r^2}$ l'angle solide. Il est à noter que

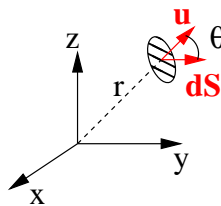


Fig. D.3 – Angle solide.

toutes les particules se dirigeant en direction de dS n'atteignent pas dS . La probabilité qu'une particule radioactive atteigne dS a été calculée ci-dessus (Eq. D.7) et est égale à $\exp(-r/\lambda)$. Elle correspond à la probabilité qu'il n'y ait pas de collision entre dV et dS . Nous obtenons ainsi le nombre de particules radioactives qui entrent en collision dans dV et quittent directement ce même volume pour atteindre dS sans collisions,

$$dn_T(z) = \left(\frac{\langle v \rangle}{\lambda} n_T(z) dV \right) \left(\frac{dS |\cos(\theta)|}{4\pi r^2} \right) e^{-\frac{r}{\lambda}}. \quad (\text{D.10})$$

En intégrant cette quantité (pour $z > 0$) sur dV , nous obtenons le nombre total de

particules radioactive qui traversent dS par unité de temps

$$\dot{N}_+ = \frac{\langle v \rangle}{4\pi\lambda} \int_0^\infty r^2 dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi n_T(z) \cos(\theta) \frac{\exp(-r/\lambda)}{r^2}. \quad (\text{D.11})$$

Si la distribution des particules radioactives est uniforme alors $n_T(z) = cste$

$$\dot{N}_+ = \frac{\langle v \rangle}{4\pi\lambda} n_T \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi, \quad (\text{D.12})$$

$$\dot{N}_+ = \frac{\langle v \rangle n_T}{4}. \quad (\text{D.13})$$

Pour $z < 0$ en intégrant θ de $\frac{\pi}{2}$ à π , on obtient très facilement $\dot{N}_- = \dot{N}_+$ ce qui est équivalent à dire qu'il n'y a dans ce cas aucun phénomène de diffusion.

Pour des petites variations de la densité de particules radioactives, on développe $n_T(z)$ en série de Taylor :

$$n_T(z) = n_T(0) + z \left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0 + \frac{z^2}{2} \left(\frac{\partial^2 n_T}{\partial z^2} \right)_0 + \dots \quad (\text{D.14})$$

Le facteur $\exp(-r/\lambda)$ nous permet d'arrêter le DL au terme d'ordre 2 car on ne prend ici en compte que les petites valeurs de z (i.e $z \approx \lambda$)

$$\dot{N}_+ = \frac{\langle v \rangle}{4\pi\lambda} \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi n_T(z) \quad (\text{D.15})$$

$$\dot{N}_- = -\frac{\langle v \rangle}{4\pi\lambda} \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) dr \int_{\frac{\pi}{2}}^\pi \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi n_T(z) \quad (\text{D.16})$$

$$\dot{N}_+ - \dot{N}_- = \frac{\langle v \rangle}{4\pi\lambda} \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) dr \int_0^\pi \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \left(\underbrace{n_T(0)}_A + z \underbrace{\left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0}_B + \frac{z^2}{2} \underbrace{\left(\frac{\partial^2 n_T}{\partial z^2} \right)_0}_C \right) \quad (\text{D.17})$$

On sépare ce résultat en trois intégrales A , B et C .

$$A = \frac{\langle v \rangle n_T(0)}{4\pi\lambda} \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) dr \left[-\frac{\cos^2(\theta)}{2} \right]_0^\pi 2\pi = 0 \quad (\text{D.18})$$

Pour le calcul de B on pose $x = \cos(\theta)$

$$B = \frac{\langle v \rangle}{4\pi\lambda} \left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0 \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) r dr \int_0^\pi 2\pi \cos^2(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (\text{D.19})$$

$$B = -\frac{\langle v \rangle}{2\lambda} \left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0 \int_0^\infty \exp(-r/\lambda) r dr \int_{-1}^1 x^2 dx \quad (\text{D.20})$$

$$B = \frac{\langle v \rangle \lambda}{3} \left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0 \quad (\text{D.21})$$

Par un calcul similaire à celui de B , on trouve $C = 0$ donc

$$\dot{N}_+ - \dot{N}_- = \frac{\langle v \rangle \lambda}{3} \left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0. \quad (\text{D.22})$$

Si $n_T(z)$ est une fonction croissante de z alors $\left(\frac{\partial n_T}{\partial z} \right)_0 > 0$ et donc $\dot{N}_+ - \dot{N}_- > 0$ et il y aura dans ce cas un transport des particules vers les z négatifs. Si l'on note $J_D(z)$ le nombre de particules qui traversent l'unité de surface par unité de temps tel que $z > 0$ alors :

$$J_D(z) = -D \frac{\partial n_T(z)}{\partial z}, \quad (\text{D.23})$$

avec

$$D = \frac{\langle v \rangle \lambda}{3}. \quad (\text{D.24})$$

Si la densité de particules est une fonction, variant lentement, de x , y et z alors le courant de particules peut être écrit comme suit :

$$J_D(\vec{r}) = -D \vec{\nabla}_r n_T(\vec{r}). \quad (\text{D.25})$$

Cette dernière équation (D.25), bien connue, a été formulée par Fick en 1855, par une analogie avec l'équation de la chaleur. Elle porte également le nom de première loi de Fick.

D.2.3 Vitesse moyenne relative $\langle v_r \rangle$ entre deux particules

Dans cette section, on considère un gaz composé de deux types de particules A et B . Nous calculons la vitesse moyenne relative de ces deux particules qui est donnée par la formule suivante [2] :

$$\langle v_r \rangle_{AB} = \int dv_A \int dv_B F(v_A) F(v_B) |v_A - v_B|. \quad (\text{D.26})$$

$F(v)$ correspond à la distribution des vitesses. On prendra ici une distribution aléatoire selon Maxwell-Boltzmann :

$$F(v) = \left(\frac{\beta m}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{\beta m v^2}{2}}. \quad (\text{D.27})$$

Cette distribution correspond à une densité de probabilité de trouver la particule avec une vitesse comprise entre v et $v + dv$.

La ruse pour calculer l'intégrale D.26 consiste à faire un changement de variable. On considère ainsi la vitesse du centre de masse $v_{cm} = \frac{m_A v_A + m_B v_B}{m_A + m_B}$ du nouveau système AB et la vitesse relative $v_r = v_A - v_B$. On découpe ensuite le domaine d'intégration en éléments de volume par les surfaces coordonnées $v_{cm} = cste$ et $v_r = cste$. L'élément de volume dv s'écrit $dv = |Det| dv_r dv_{cm}$ où Det est le déterminant fonctionnel Jacobien :

$$Det = \begin{vmatrix} \frac{\partial v_A}{\partial v_{cm}} & \frac{\partial v_A}{\partial v_r} \\ \frac{\partial v_B}{\partial v_{cm}} & \frac{\partial v_B}{\partial v_r} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & \frac{m_B}{m_A+m_B} \\ 1 & \frac{-m_A}{m_A+m_B} \end{vmatrix} = -1. \quad (D.28)$$

Le calcul du Jacobien donne $Det = -1$, le changement de variable est donc possible et l'intégrale D.26 se réécrit :

$$\langle v_r \rangle_{AB} = \int dv_r \int dv_{cm} F(v_r) F(v_{cm}) |v_r|, \quad (D.29)$$

$$F(v_{cm}) = \left(\frac{\beta m_{v_{cm}}}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{\beta m_{v_{cm}} v_{cm}^2}{2}}, \quad (D.30)$$

$$F(v_r) = \left(\frac{\beta m_{v_r}}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\frac{\beta m_{v_r} v_r^2}{2}}. \quad (D.31)$$

On prend $m_{v_{cm}} = m_A + m_B = M_{AB}$ et $m_{v_r} = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} = \mu_{AB}$ ¹

L'intégrale D.29 devient donc :

$$\langle v_r \rangle_{AB} = \left(\frac{\beta M}{2\pi} \right)^{3/2} \left(\frac{\beta \mu}{2\pi} \right)^{3/2} \int_0^{+\infty} v_r^3 4\pi e^{-\frac{\beta \mu v_r^2}{2}} dv_r \int_0^{+\infty} v_{cm}^2 4\pi e^{-\frac{\beta M v_{cm}^2}{2}} dv_{cm}. \quad (D.32)$$

En utilisant le fait que $\int_0^{+\infty} u^2 e^{-\alpha u^2} = \frac{\sqrt{\pi} \alpha^{-3/2}}{4}$ et que $\int_0^{+\infty} u^3 e^{-\alpha u^2} = \frac{\alpha^{-2}}{2}$ on obtient :

$$\langle v_r \rangle_{AB} = (\beta \mu)^{-1/2} \frac{4}{\sqrt{2\pi}}.$$

Finalement on trouve :

$$\langle v_r \rangle_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \mu}}. \quad (D.33)$$

¹ **demo** : L'énergie cinétique totale du système AB est donnée par la somme des énergies cinétiques des particules A et des particules B. On peut donc écrire :

$$E = \frac{m_A v_A^2}{2} + \frac{m_B v_B^2}{2}.$$

Dans la base (v_{cm}, v_r) les coordonnées de v_A et v_B sont égales à :

$$\begin{cases} v_A = v_{cm} + \mu_{AB} \frac{v_r}{m_A} \\ v_B = v_{cm} - \mu_{AB} \frac{v_r}{m_B} \end{cases}$$

Il vient donc

$$E = \frac{m_A}{2} \left(v_{cm}^2 + \frac{\mu^2 v_r^2}{m_A^2} + \frac{2v_{cm} v_r \mu}{m_A} \right) + \frac{m_B}{2} \left(v_{cm}^2 + \frac{\mu^2 v_r^2}{m_B^2} - \frac{2v_{cm} v_r \mu}{m_B} \right),$$

$$E = \left(\frac{m_A + m_B}{2} \right) v_{cm}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\mu^2}{m_A} + \frac{\mu^2}{m_B} \right) v_r^2,$$

$$E = \frac{M v_{cm}^2}{2} + \frac{\mu v_{cm}^2}{2}.$$

D.2.4 Calcul du coefficient de diffusion D

En remplaçant (D.33) et (D.2) dans (D.24), le coefficient de diffusion d'un mélange gazeux binaire est donné par :

$$D_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_{AB}}} \frac{kT}{3\pi d_{AB}^2 p}. \quad (\text{D.34})$$

Cette formule diffère à un facteur près de l'expression de Gibbon *et al.* [3] qui calculent D_{AB} en utilisant une formule tirée d'un ouvrage classique de R. D. Present [4] :

$$D_{AB} = \frac{3}{8} \left(\frac{\pi kT}{2\mu_{AB}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{kT}{\pi d_{AB}^2 p}. \quad (\text{D.35})$$

Dans les équations (D.34) et (D.35), d_{AB} est exprimé en m, p en Pascal, T en Kelvin et μ en kg.

La théorie de Chapman-Enskog propose une autre expression prenant en compte une intégrale de collision Ω_D fonction de la température et de l'énergie d'attraction entre molécules [1]. Rappelons que la simple théorie cinétique des gaz ne prenait en compte que l'énergie cinétique des particules et négligeait ainsi toute énergie d'interaction moléculaire (*cf.* D.2.2). Cette formulation du coefficient de diffusion D_{AB} a notamment été employée par Kim *et al.* [5], et Oh *et al.* [6] dans le cadre de l'épitaxie sélective

$$D_{AB} = 1.858 \times 10^{-7} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{p d_{AB}^2 \Omega_D \mu_{AB}^{\frac{1}{2}}}. \quad (\text{D.36})$$

Neufeld et al proposent la relation suivante pour estimer l'intégrale de collision [7] :

$$\Omega_D = \frac{A}{T^{*B}} + \frac{C}{\exp DT^*} + \frac{E}{\exp FT^*} + \frac{G}{\exp HT^*}, \quad (\text{D.37})$$

avec $T^* = \frac{kT}{\epsilon}$, $A = 1.06036$, $B = 0.15610$, $C = 0.19300$, $D = 0.47635$, $E = 1.03587$, $F = 1.52996$, $G = 1.76474$ et $H = 3.89411$. ϵ et d_{AB} sont les paramètres de Lennard-Jones et représentent respectivement l'énergie d'attraction entre les deux molécules et le diamètre de collision de ces molécules. Dans l'équation (D.36), d_{AB} est exprimé en Ångström, T en Kelvin et p en atmosphère.

Les tableaux (D.1) et (D.2) donnent les valeurs des différents paramètres physiques intervenant pour le calcul de D_{AB} . Le tableau (D.3) présente le calcul de D_{AB} pour différentes molécules organiques en utilisant les formules présentées ci-dessus. La pression est fixée à $p = 15000$ Pa et la température à $T = 923$ K.

Le paramètre $\frac{\epsilon}{k}$ du complexe binaire AB est donnée par : $(\frac{\epsilon}{k})_{AB} = \sqrt{(\frac{\epsilon}{k})_A (\frac{\epsilon}{k})_B}$.

	$d(\text{Å})$	$M (\text{g.mol}^{-1})$	$m (10^{-27}\text{kg})$	$\frac{\epsilon}{k}(\text{K})$
H ₂	2.92	2.016	3.35	38
MMIn	5.02	132.87	220.7	1049
MMGa	4.92	87.77	145.8	972
MMAI	4.29	45.04	74.8	390

Tab. D.1 – Paramètres physiques des composés du mélange gazeux.

	$d_{AB}(\text{Å})$	$\mu_{AB} (\text{g.mol}^{-1})$	$\mu'_{AB}(10^{-27}\text{kg})$	$(\frac{\epsilon}{k})_{AB}(\text{K})$
MMIn/H ₂	3.97	1.985	3.3	199.6
MMGa/H ₂	3.93	1.97	3.27	192.19
MMAI/H ₂	3.61	1.93	3.2	121.74

Tab. D.2 – Paramètres physiques des complexes binaires du mélange gazeux.

$D_{A/B}(10^{-3}\text{m}^2\text{s}^{-1})$	Eq. (D.34)	Eq. (D.35)	Eq. (D.36)
$D_{\text{MMIn}/\text{H}_2}$	1.79	1.58	1.84
$D_{\text{MMGa}/\text{H}_2}$	1.84	1.63	1.91
$D_{\text{MMAI}/\text{H}_2}$	2.21	1.95	2.51

Tab. D.3 – Calcul du coefficient D en phase vapeur des mélanges binaires des molécules organiques MMIn, MMGa, MMAI dans le gaz vecteur H₂.

La concordance entre les deux théories est relativement bonne. Il est à noter que la théorie de Chapman-Enskog fait intervenir des paramètres empiriques (intégrales de collisions) qui restent assez peu connus. Ces valeurs sont extraites du travail de l'équipe de Sugiyama *et al.* qui ont validé ces paramètres pour leur géométrie de réacteur [8].

Références

- [1] R. C. Reid, J. M. Prausnitz, and T. K. Sherwood. *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw-Hill Book Company, 1977.
- [2] L. E. Reichl. *A Modern Course in Statistical Physics*. Wiley-Interscience, 1998.
- [3] M. Gibbon, J. P. Stagg, C. G. Cureton, E. J. Thrush, C. J. Jones, R. E. Mallard, R. E. Pritchard, N. Collis, and A. Chew. “Selective-area low-pressure MOCVD of GaInAsP and related materials on planar InP substrates”. *Semicond. Sci. and Technol.*, 8(6) : pp. 998–1010, 1993.
- [4] R. D. Present. *Kinetic Theory of Gases*. McGraw-Hill Book Company, New York, 1958.
- [5] M. S. Kim, C. Caneau, E. Colas, and R. Bhat. “Selective area growth of InGaAsP by OMVPE”. *J. Cryst. Growth*, 123 : pp. 69–74, 1992.

- [6] H. J. Oh, M. Sugiyama, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. “Surface Reaction Kinetics in Metalorganic Vapor Phase Epitaxy of GaAs through Analyses of Growth Rate Profile in Wide-Gap Selective-Area Growth”. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42 : pp. 6284–6291, 2003.
- [7] P. D. Neufeld, A. R. Janzen, and R. A. Aziz. “Empirical Equations to Calculate 16 of the Transport Collision Integrals $\Omega(l, s)^*$ for the Lennard-Jones (12–6) Potential”. *J. chem. Phys*, 57(3) : pp. 1100–1102, 1972.
- [8] I. T. Im, H. J. Oh, M. Sugiyama, Y. Nakano, and Y. Shimogaki. “Fundamental kinetics determining growth rate profiles of InP and GaAs in MOCVD with horizontal reactor”. *J. Cryst. Growth*, 261 : pp. 214–224, Jan 2004.

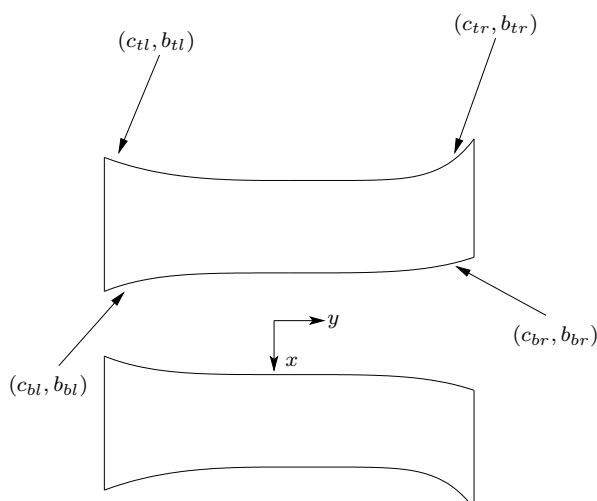
Annexe E

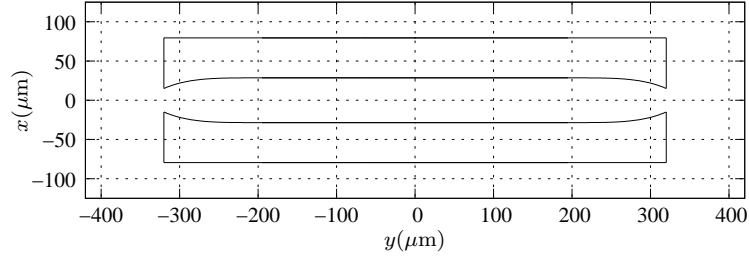
Dimensions du masque SAG pour EAM-SOA

Dans cette annexe, nous définissons toutes les dimensions des masques EAM-SOA présentés au chapitre 4. Les trois masques décrits ci-dessous correspondent aux versions EAM-SOA₀, EAM-SOA₁ et EAM-SOA₂.

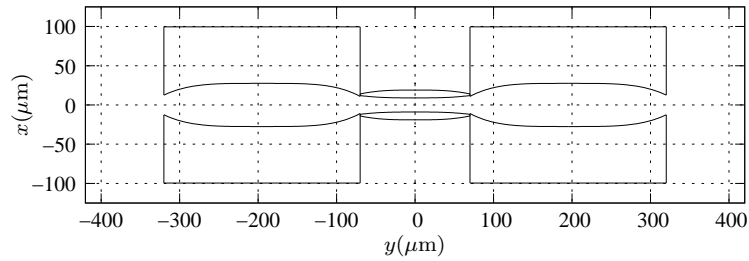
Les courbures peuvent être utilisées au quatre coins d'un motif masqué. La figure suivante donne l'exemple d'un masque avec des courbures dans chacun des coins. Elle introduit également les notations utilisées dans la suite. Les paramètres c et b définissent les courbures selon les équations suivantes (cf. 3.5.2) :

$$x = c|y|^b \pm \frac{W_o}{2} \text{ et } x = c|y|^b \pm \frac{W_o}{2} \pm Wm.$$



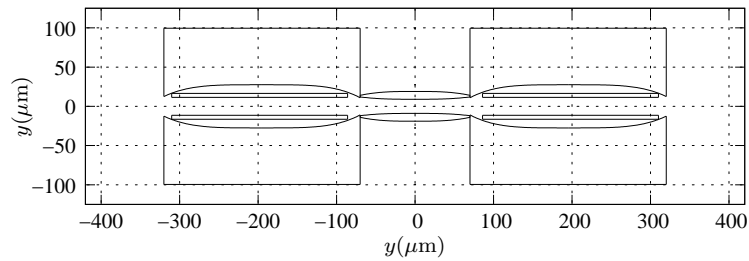


EAM-SOA				
W_m	W_o	L_e	c	b
51	57	640	5.53×10^{-8}	4

Tab. E.1 – EAM-SOA₀

EAM					
	W_m	W_o	L_e	(b_{bl}, c_{bl})	(b_{tl}, c_{tl})
(1)	10	18	140	$(8.75 \times 10^{-6}, 3)$	$(1.46 \times 10^{-6}, 3)$
(2)	10	18	140	$(1.02 \times 10^{-5}, 3)$	$(1.31 \times 10^{-5}, 3)$
(3)	10	18	140	$(1.87 \times 10^{-7}, 4)$	$(1.87 \times 10^{-7}, 3)$

SOA					
	W_m	W_o	L_e	(b_{bl}, c_{bl})	(b_{br}, c_{br})
(1)	72	55	250	$(6.14 \times 10^{-8}, 4)$	$(6.76 \times 10^{-8}, 4)$
(2)	72	55	450	$(4.97 \times 10^{-16}, 4)$	$(5.31 \times 10^{-16}, 4)$
(3)	72	55	1050	$(3.75 \times 10^{-43}, 16)$	$(9.52 \times 10^{-38}, 14)$

Tab. E.2 – EAM-SOA₁

patch SOA			
	W_m	W_o	L_e
(1)	5	23	224
(2)	3	20	410
(3)	6	19	990

Tab. E.3 – EAM-SOA₂

Integration by selective epitaxy of an electroabsorption modulator and an optical amplifier utilizing AlGaInAs multiple quantum wells

Abstract : The development of wavelength agnostic networks is currently an important driving force for developing low-cost achromatic sources. Utilizing an electro-absorption modulator integrated with a semi-conductor optical amplifier is an attractive solution. This enables high speed, high gain, achromaticity, athermal stability and low polarization dependence functionalities. The amplified modulator works in a reflective scheme and needs only one fiber. The selective metal-organic vapor phase epitaxy is used in order to integrate monolithically the modulator and the amplifier. This technique allows a local and spatial variation of the thickness in the vicinity of a selective dielectric mask. The active layers defining the device consist of AlGaInAs multiple-quantum well based materials. The thickness and composition are chosen in order to obtain low polarization dependency and apply a positive wavelength detuning between amplifier and modulator. This last point enables an enhancement of the insertion gain possible since the gain peak of the amplifier is detuned in the modulation spectral range. Analysis and interpretation of the modulator reflective spectrum demonstrate the validity of the detuning approach. The dynamic performances measured at 10 Gb/s show negligible penalties on the received power on a large wavelength and temperature range. Our results clearly show the high potential of this device for optical passive access networks, as well as higher speed applications.

Keywords : selective epitaxy, diffusion model, AlGaInAs, quantum well, Electroabsorption modulator, optical amplifier.

Intégration par épitaxie sélective d'un Modulateur Electro-Absorbant et d'un Amplificateur Optique à base de puits quantiques AlGaInAs

Résumé : Le développement des réseaux d'accès multi-longueur d'onde à 10 Gb/s fait apparaître un besoin pour des composants achromatiques bas-coûts. L'utilisation d'un modulateur électro-absorbant intégré avec un amplificateur optique à semiconducteurs est une solution qui permet de répondre à la fois aux critères de débits, gain d'insertion, achromacité, athermalité et insensibilité à la polarisation. Le modulateur amplifié fonctionne dans un schéma réfléchif et ne nécessite donc qu'une seule fibre optique. L'épitaxie sélective en phase vapeur est utilisée afin d'intégrer monolithiquement le modulateur et l'amplificateur. La technique permet une variation spatiale et locale des épaisseurs des couches épitaxiées au voisinage d'un masque diélectrique sélectif. Le matériau définissant la zone active consiste en un empilement de puits quantiques à base de matériaux AlGaInAs. Les épaisseurs et les compositions définissant l'empilement sont déterminées afin d'obtenir l'insensibilité à la polarisation et d'appliquer un décalage spectral entre le modulateur et l'amplificateur. Ce dernier point optimise le gain d'insertion du composant intégré puisque la position spectrale du pic de gain est décalée dans la zone de modulation. L'analyse et l'interprétation des spectres en réflexion du modulateur amplifié démontrent l'intérêt de ce décalage spectral. Le comportement dynamique à haut débit montre des pénalités négligeables sur la puissance reçue en fonction de la longueur d'onde et de la température. Les résultats obtenus illustrent l'intérêt du composant pour les réseaux d'accès passifs mais aussi pour d'autres applications à plus haut débit.

Mots clés : épitaxie sélective, modèle de diffusion, AlGaInAs, puits quantiques, modulateur électro-absorbant, amplificateur optique.