



HAL
open science

Conception, élaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité

Fabry-Perot

Véronique Bardinal

► **To cite this version:**

Véronique Bardinal. Conception, élaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité Fabry-Perot. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 1995. Français. NNT: . tel-00147274

HAL Id: tel-00147274

<https://theses.hal.science/tel-00147274>

Submitted on 16 May 2007

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

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

Année 1995

THESE

Présentée

au **Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS**

pour l'obtention

du **DOCTORAT de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse**

Spécialité : **Physique des Solides (Optoélectronique)**

par

Véronique BARDINAL

Ingénieur INSAT

CONCEPTION, ELABORATION SOUS CONTROLE OPTIQUE ET CARACTERISATION DE MODULATEURS A MICROCAVITE FABRY-PEROT

Soutenue le 4 octobre 1995, devant le Jury :

Président	M.	A. MARTINEZ
Directeur de thèse	M.	R. LEGROS
Rapporteurs	MM.	P. CHAVEL J.C. PFISTER
Examineurs	MM.	J. COLLET J.M. GERARD M. ILEGEMS J. NAGLE

Rapport LAAS n° 95392

Cette thèse a été préparée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS
7, avenue du Colonel Roche 31077 TOULOUSE Cedex

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse, au sein de l'équipe "Structures Epitaxiées par Jets Moléculaires" du groupe "Structures III-V".

Je remercie Monsieur Alain Costes, directeur du laboratoire ainsi que Messieurs H. Martinot et A. Muñoz-Yagüe, responsables successifs du groupe Structures III-V, pour m'avoir accueillie et permis d'entreprendre cette étude.

Tous mes remerciements vont également aux membres du jury, et en premier lieu à Mr A. Martinez, Professeur à l'INSA de Toulouse, qui m'a fait l'honneur de le présider. Je remercie vivement Messieurs P. Chavel, Directeur de Recherche au CNRS à l'I.O.T.A. et J.C. Pfister, Conseiller Scientifique du Directeur du LETI/CENG d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse ; ainsi que Messieurs J.M. Gérard, Ingénieur au CNET Bagnex, M. Hlegems, Professeur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, et J. Nagle, Ingénieur au LCR de Thomson CSF, pour leur participation à ce jury.

Pour mener à bien cette étude, j'ai bénéficié de l'aide de chercheurs extérieurs au laboratoire et je tiens à remercier Messieurs F. Bertin et G. Rolland du LETI/CENG pour les mesures de Double Diffraction X et d'Ellipsométrie Spectroscopique qu'ils ont réalisées sur nos échantillons.

Le travail qui a abouti à la rédaction de cette thèse a été conduit sous la direction de Monsieur René Legros. Je tiens à le remercier chaleureusement pour m'avoir encadrée de façon idéale durant ces trois années. Ses conseils avisés et son soutien constant m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. Les échanges scientifiques et humains fructueux entretenus avec lui au cours de ces travaux sont pour beaucoup dans l'aboutissement de l'étude, et je suis heureuse de lui dire ici toute la reconnaissance que je lui dois.

Chantal Fontaine, responsable de l'équipe "Structures Epitaxiées par Jets Moléculaires", a eu une influence considérable sur ce travail. Elle a en effet réalisé l'ensemble des croissances épitaxiales et a pris au cours de l'étude une part intégrante dans le développement du sujet. Son expérience, son dynamisme et son optimisme m'ont beaucoup aidée et je la remercie sincèrement.

Je remercie également Jacques Collet, responsable de l'équipe "Optique Non Linéaire", qui m'a fait bénéficier de ses précieux enseignements sur la logique tout-optique et m'a permis de mettre en oeuvre un projet cohérent. Son équipe a réalisé les caractérisations pompe-sonde des composants que nous avons réalisés et je tiens à remercier Michel Pugno, Rodolphe Grac, Jean Louis Iehl et Rainer Buhleier, qui a également réalisé les études des composants en mélange à quatre ondes dégénéré, en collaboration avec l'Institut Max Planck de Stuttgart.

Merci à Antonio Muñoz-Yagüe qui a suivi constamment l'évolution du sujet et avec qui les discussions ont été très enrichissantes.

C'est également avec un grand plaisir que je remercie Elena Bedel et Luc Le Gratiet, qui ont pris en charge l'étude sur l'irradiation protonique des structures avec l'aide de Jean-Christophe Marrot. Je les remercie particulièrement pour leur disponibilité et leur soutien amical. Emmanuelle Daran m'a également beaucoup aidée et conseillée lors de ces trois années et je lui en suis reconnaissante.

Je tiens également à remercier les stagiaires successifs qui ont permis de réaliser un programme d'acquisition in situ de la réflectivité adapté aux conditions expérimentales : Dominique Vial, Julien Couteaux, Jean-François Lartigue, Cédric Falippou et Peggy Rebiere.

Je remercie également Guy Lacoste, responsable technique du bâti d'épitaxie, pour son aide et sa sympathie, ainsi que les membres des services T.E.A.M. et I.I. du LAAS.

Je ne saurais oublier tous les membres du Service Documentation et Edition qui ont assuré la reproduction et la diffusion de ce manuscrit.

Un grand merci également aux copains pour ces trois années de bonne humeur : Daniel Alquier, Laurent Andrieux, Stéphane Aouba, Philippe Arguel, Monique Bagnères, Thierry Camps, Béatrice Dagens, Jean-Luc Debrie, Eric Dehan, Mohamad Faleh, Hugues Granier, Christelle Guerret, Sabry Khalfallah, Angeline Laporte, Hélène Leymarie, Stéphane Mariojous, Nicolas Nohlier, Pablo Pernas, Pierre Temple-Boyer, ...

Enfin, une pensée affectueuse est destinée à ma famille et à mes amis pour leur soutien constant et leur confiance, et surtout à Denis pour sa patience, son aide et son amour.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
AVANT-PROPOS :	
PROBLEMATIQUE DES MODULATEURS TOUT OPTIQUES	7
A.1 Principe de fonctionnement d'un modulateur d'intensité lumineuse en réflexion	9
A.2 Contraintes sur la conception des modulateurs	12
CHAPITRE I :	
PROPRIETES OPTIQUES DES MODULATEURS FABRY-PEROT EN REGIME LINEAIRE	15
I.1 Réflectivité en régime linéaire d'un dioptré plan	17
I.1.1 Coefficients de réflexion et de transmission	18
I.1.2 Déphasages des ondes transmises et réfléchies	19
I.2 Réflectivité d'une couche mince. Cas particuliers des couches multiples de quart d'onde	20
I.2.1 Coefficients de réflexion et de transmission	20
I.2.1 Déphasages des ondes transmises et réfléchies	21
I.2.3 Cas particuliers : Couches multiples de quart d'onde	21
a) Absorption nulle	21
b) Absorption non nulle	24

I.3	Formalisme des matrices caractéristiques d'Abélès	26
I.3.1	Cas d'une couche mince	26
I.3.2	Cas d'un empilement quelconque de couches	27
I.3.3	Diagramme des admittances	28
I.4	Constantes optiques de (Ga,Al)As en régime linéaire	31
I.4.1	Indice de réfraction de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	31
I.4.2	Coefficient d'absorption de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$	33
I.5	Réflecteurs de Bragg distribués	34
I.5.1	Matériaux non absorbants	34
I.5.2	Matériaux absorbants	36
I.6	Cavité Fabry-Pérot distribuée	40
I.6.1	Définition	40
I.6.2	Transmission et réflectance d'une cavité Fabry-Pérot	41
a)	Absorption nulle	42
b)	Absorption non nulle	47
	Conclusion	48

CHAPITRE II :

PROPRIETES OPTIQUES DES SEMI-CONDUCTEURS EXCITES

CONCEPTION DE MODULATEURS FABRY-PEROT 51

II.1	Excitation lumineuse d'un semi-conducteur	53
II.1.1	Coefficient d'absorption sous excitation lumineuse	54
II.1.2	Indice de réfraction sous excitation lumineuse	58

II.2 Effet électro-optique dans un semi-conducteur massif	
(Effet Franz-Keldysh)	59
II.2.1 Coefficient d'absorption sous champ électrique	60
II.2.2 Indice de réfraction sous champ électrique	61
II.2.3 Effets électro-optiques dans les hétérostructures confinées	63
II.3 Modulation des propriétés optiques par écrantage d'un champ statique	64
II.3.1 Cas du matériau massif	64
II.3.2 Cas d'une structure quantique	66
II.4 Conception de Modulateurs Fabry-Pérot Asymétrique (AFPM)	
à cavité en GaAs massif	67
II.4.1 Choix du point de fonctionnement	68
II.4.2 Sensibilité des AFPM aux conditions d'élaboration	72
a) Fluctuations de composition	72
b) Erreurs sur les épaisseurs des couches	73
c) Possibilité d'accorder la résonance avec l'angle d'incidence	74
Conclusion	75

CHAPITRE III :

ELABORATION PAR EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES 81

III.1 Technique d'épitaxie par jets moléculaires (EJM)	83
III.1.1 Principe de l'EJM	83
III.1.2 Intérêt de l'EJM	84
III.1.3 Description du système d'épitaxie	85
III.2 Influence des flux des éléments et de la géométrie du bâti	87
III.2.1 Influence des flux des éléments III et V sur la croissance	87

III.2.2 Flux émis par les cellules d'évaporation	87
III.2.3 Influence de la géométrie sur l'uniformité des dépôts	88
III.3 Optimisation des conditions d'épitaxie des multicouches	90
III.3.1 Préparation des substrats avant épitaxie	90
III.3.2 Choix de la température de croissance	91
III.3.3 Conditions de flux	92
III.3.4 Elimination des régimes transitoires	93
III.3.5 Conditions de croissance des ternaires (Ga,Al)As par l'utilisation de pseudo-alliages	94
III.4 Contrôle des épaisseurs déposées	95
III.4.1 Ajustement des flux des cellules à l'aide d'abaques	95
III.4.2 Ajustement des flux des cellules par oscillation RHEED	96
III.4.3 Autres techniques de contrôle in situ	97
Conclusion	99

CHAPITRE IV :

CONTROLE IN SITU DE LA CROISSANCE PAR REFLECTOMETRIE DYNAMIQUE ACCORDABLE

IV.1 Technique de Réflectométrie Dynamique Accordable	103
IV.1.1 Principe de la réflectométrie dynamique in situ	103
IV.1.2 Dispositif expérimental	106
a) Intérêt d'une source accordable	106
b) Montage expérimental	108
c) Problèmes géométriques rencontrés	112

IV.2	Influence de la température d'élaboration	114
IV.2.1	Dilatation des matériaux	114
IV.2.2	Indices optiques des matériaux	114
IV.2.3	Mesure des indices de réfraction de (Ga,Al)As à 600°C	115
	a) Détermination expérimentale des périodes d'oscillations de la réflectivité	116
	b) Calibrage ex situ de la vitesse de croissance	118
	c) Courbes de dispersion obtenues	118
IV.2.4	Mesure de l'indice d'absorption de Ga _{1-x} Al _x As à 600°C	121
IV.3	Réalisation de structures multicouches sous contrôle optique	122
IV.3.1	Calcul des longueurs d'onde optimales de contrôle	122
IV.3.2	Réflecteurs de Bragg	123
	a) Longueurs d'onde optimales	123
	b) Elaboration sous contrôle optique	127
IV.3.3	Modulateurs AFPM	128
	a) Longueurs d'onde optimales	128
	b) Elaboration sous contrôle optique	131
IV.4	Limites de la technique RDA	132
IV.4.1	Limites spectrales	132
IV.4.2	Limites en épaisseur contrôlable	135
	Conclusion	138

CHAPITRE V :

CARACTERISATION DES STRUCTURES REALISEES 141

V.1	Caractérisation en régime linéaire	143
V.1.1	Dispositif expérimental	143

V.1.2 Spectres de réflectivité obtenus	144
a) Réflecteurs de Bragg	144
b) Modulateurs AFPM	144
V.2 Caractérisation en régime excité	149
V.2.1 Dispositif expérimental	149
V.2.2 Résultats obtenus	149
V.2.3 Problèmes liés à la relaxation des porteurs	153
V.3 Perspectives d'amélioration des performances	156
Conclusion	158
CONCLUSION	161
Annexe A : Influence de l'angle d'incidence sur la longueur d'onde de fonctionnement d'un modulateur AFPM	
Annexe B : Diffraction d'électrons de haute énergie par réflexion (RHEED)	

INTRODUCTION

Ces dernières années, la pénétration de l'optique dans le domaine des télécommunications, principalement par le biais des transmissions par fibre optique, a stimulé le développement de nombreux dispositifs opto-électroniques destinés au traitement du signal par voie optique.

Cette alternative, qui permettrait de s'affranchir des conversions de signal optique en signal électrique et d'augmenter les flux de données, semble d'autant plus naturelle que l'information est de plus en plus disponible sur support optique. De plus, ce type de traitement permettrait d'envisager des traitements en parallèle de l'information.

En particulier, les recherches en matière du traitement du signal par voie optique ont été marquées par la progression importante des études visant à développer des architectures de processeurs tout-optiques. En effet, la complexité croissante des calculs et le volume important des données à traiter, amèneront rapidement les processeurs électroniques à fonctionner à la limite de leurs capacités.

Cependant, l'approche tout-optique pose de nombreux défis. Il faut en effet définir de nouvelles architectures de processeurs optiques adaptées aux fonctionnalités désirées [1], mais également créer tout un ensemble de composants photoniques réalisant des fonctions élémentaires telles que l'émission, l'amplification, la mémorisation, l'adressage ou la modulation, et respectant les contraintes imposées par les systèmes dans lesquels ils seront intégrés.

Le récent développement de structures verticales, dans lesquelles la lumière se propage perpendiculairement au plan de la surface, permet désormais de réaliser des composants répondant aux contraintes du traitement tout-optique en parallèle.

En particulier, les microcavités Fabry-Pérot verticales, composées de multicouches semi-conductrices, constituent des structures prometteuses pour la logique tout-optique, car elles permettent le couplage de deux phénomènes optiques : d'une part, la variation non linéaire des indices optiques du matériau dans la cavité sous excitation optique et d'autre part la résonance de l'interféromètre Fabry-Pérot qui renforce l'amplitude de cet effet non linéaire, rendant alors possible la modulation tout-optique avec de faibles signaux de commande.

La filière technologique la plus à même de permettre la réalisation de tels composants est celle des semi-conducteurs III-V. Ils présentent en effet des propriétés non linéaires à température ambiante adaptées à ce type d'application. De plus, leur élaboration est bien maîtrisée comme en témoigne la large gamme de composants optoélectroniques déjà développés avec ces matériaux.

En effet, les progrès réalisés dans la conception de ces nouveaux composants sont directement tributaires des possibilités offertes par les technologies d'élaboration et les procédés de fabrication. Actuellement, les techniques de croissance des semi-conducteurs III-V les plus avancées, notamment l'épitaxie par jets moléculaires, permettent d'élaborer des empilements de couches monocristallines de très faibles épaisseurs. Ces progrès ont été rendus possibles grâce à la compréhension des mécanismes de croissance et ont été suscités par l'apparition de nouveaux concepts physiques tels que les structures de basse dimensionnalité (puits quantiques, super-réseaux, fils et boîtes quantiques).

Toutefois, les microcavités Fabry-Pérot à base d'empilements de couches minces présentent une tolérance exceptionnellement faible sur la valeur absolue des épaisseurs de ces couches (moins de 1%). Les moyens traditionnels ne peuvent assurer cette précision sans mise en oeuvre de procédures de calibrages systématiques, qui alourdissent considérablement l'étape d'élaboration.

Il est donc très difficile de séparer la conception des composants des problèmes posés par leur élaboration.

Ce travail est le reflet de cette problématique : il porte sur la conception de Modulateurs Asymétriques Fabry-Pérot (AFPM) à base d'alliages (Ga,Al)As [2] en relation avec leur utilisation future dans un processeur tout-optique, mais également sur la maîtrise de leur élaboration. Cet aspect technologique a d'ailleurs pris une importance croissante au cours de l'étude, grâce à la mise au point d'une nouvelle technique de contrôle in situ de la croissance : la Réflectométrie Dynamique Accordable, particulièrement adaptée au problème posé.

Ce mémoire s'articule autour de six parties :

Un Avant-Propos précise tout d'abord les principales caractéristiques que doivent vérifier les structures pour fonctionner efficacement en modulateurs tout-optiques.

Les chapitres I et II développent les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des propriétés optiques des modulateurs ainsi que les outils de calcul que nous avons utilisés pour les modéliser. Le chapitre I est consacré à l'étude et à la conception des structures en régime linéaire. Nous rappelons notamment les propriétés des réflecteurs de Bragg et des cavités Fabry-Pérot, qui sont les éléments constitutifs des modulateurs AFPM. Dans le chapitre II, nous étudions le régime excité de ces structures. Nous présentons à ce titre les résultats de modélisation des propriétés non linéaires d'une cavité Fabry-Pérot en GaAs sous excitation lumineuse et/ou électrique, puis nous décrivons la structure AFPM optimisée que nous avons finalement conçue grâce à l'ensemble de ces données.

Le chapitre III décrit la technique d'épitaxie par jets moléculaires, ainsi que les conditions de croissance que nous avons adoptée pendant l'étude. Il souligne également la difficulté d'obtenir une précision suffisante sur les épaisseurs déposées avec les techniques classiques de mesure des vitesses de dépôt.

Le chapitre IV présente la technique de contrôle optique RDA que nous avons choisi de mettre au point lors de cette étude, ainsi que les résultats que nous avons obtenus lors de son développement. Nous montrons que cette technique originale permet de contrôler en temps réel les épaisseurs des couches des réflecteurs de Bragg et des modulateurs AFPM avec une précision meilleure que 1%. Nous présentons d'autre part les résultats de mesure de la

dispersion des indices optiques des alliages (Ga,Al)As à la température d'élaboration, que nous avons été amenés à déterminer par réflectométrie car ils n'étaient pas disponibles dans la littérature. Nous concluons ce chapitre sur les limites de la technique RDA.

Le dernier chapitre de ce mémoire (chapitre V) est consacré aux résultats expérimentaux obtenus sur les structures élaborées lors de l'étude : les caractérisations des modulateurs AFPM en régime linéaire et en régime excité valident la technique de contrôle RDA ainsi que les modélisations utilisées lors de la conception des composants.

Enfin, les perspectives d'amélioration des performances des modulateurs AFPM sont discutées ainsi que les possibilités d'application de la technique RDA au contrôle d'autres structures pour l'optoélectronique.

Références

1. P. Chavel et J. Taboury
SPIE, vol **CR35**, p.245 (1990)
2. M. Whitehead et G.Parry
IEEE Elec. Lett., vol **25**, n° 9, 566-568 (1989)



AVANT-PROPOS
PROBLEMATIQUE DES MODULATEURS
TOUT-OPTIQUES

Notre thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude et de la réalisation de portes logiques optiques remplissant la fonction de modulation.

Un faisceau lumineux peut être modulé de différentes manières : on peut modifier son état de polarisation (par exemple avec des modulateurs biréfringents [1]), sa direction de propagation [2] (adressage optique par des systèmes diffractifs) ou son intensité. Nos travaux ont porté sur ce dernier mode de modulation.

Les modulateurs spatiaux de lumière peuvent être conçus pour opérer en transmission ou en réflexion suivant le système dans lequel ils seront intégrés. De récents travaux menés par notre groupe de recherche sur les architectures de traitement logique tout-optique d'images binaires, ont montré que la mise en place d'une configuration linéaire posait beaucoup moins de problèmes technologiques que celle d'une architecture à structure bouclée [3], ce qui nous a conduit à centrer notre étude sur des modulateurs d'intensité lumineuse fonctionnant en réflexion.

A.1. Principe de fonctionnement d'un modulateur d'intensité lumineuse en réflexion

On peut voir sur la figure A.1 un tableau rappelant deux des opérations logiques élémentaires pouvant être réalisées par un composant sur un signal à l'aide d'une commande : la fonction ET et la fonction NON ET [4].

ET	commande =0	commande =1	NON ET	commande =0	commande=1
signal=0	0	0	signal=0	1	1
signal= 1	0	1	signal= 1	1	0

Figure A1: Tables de vérité des fonctions logiques ET et NON ET

Le fonctionnement d'une porte ET est simple (figure A.2) : si un signal optique (faisceau de lecture ou sonde) est envoyé sur la structure ET si la commande optique est

appliquée (faisceau d'écriture ou pompe) alors le faisceau de lecture est totalement réfléchi. Dans le cas contraire, - pas d'excitation optique du composant -, il n'y aura pas de faisceau réfléchi. Dans le cas d'une porte inverseuse (NON ET), le régime linéaire correspond à l'état passant (signal réfléchi) et le régime excité à l'état bloquant (signal non réfléchi). Nous appellerons régime excité (respectivement régime linéaire) le cas où les propriétés optiques du matériau dépendent (ne dépendent pas) de la puissance lumineuse incidente.

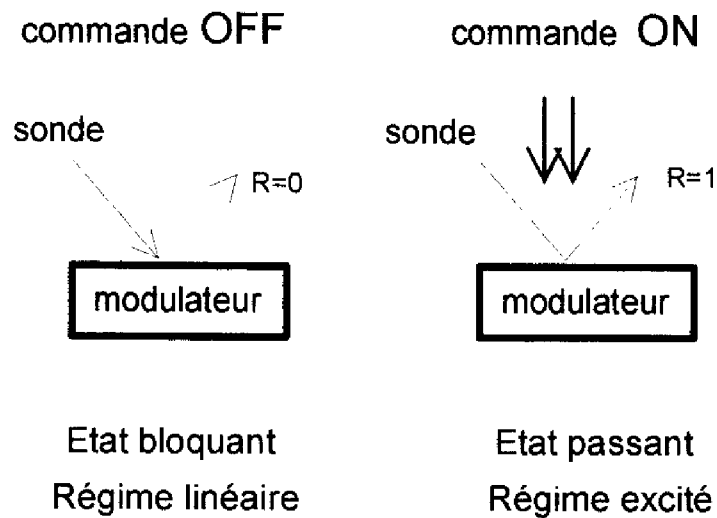


Figure A.2: Principe de fonctionnement d'un modulateur ET par réflexion

Il faut donc un composant optique qui présente en régime linéaire (ou en régime excité suivant le type de fonction logique choisie) une réflectivité nulle pour la longueur d'onde de résonance λ_0 . Cette réflectivité doit devenir maximale (ou minimale) sous excitation lumineuse. Le modulateur à cavité Fabry-Pérot [5] est parfaitement adapté à cette fonction. Ce dispositif associe une cavité résonante, exhaltant l'interaction entre le champ électromagnétique avec la matière, à un milieu fortement non linéaire. Il présente en effet une réflectivité nulle pour des longueurs d'onde de résonance localisées et équiespacées en fréquence, et très élevée pour toutes les autres longueurs d'onde (cf. figure A.3) [6].

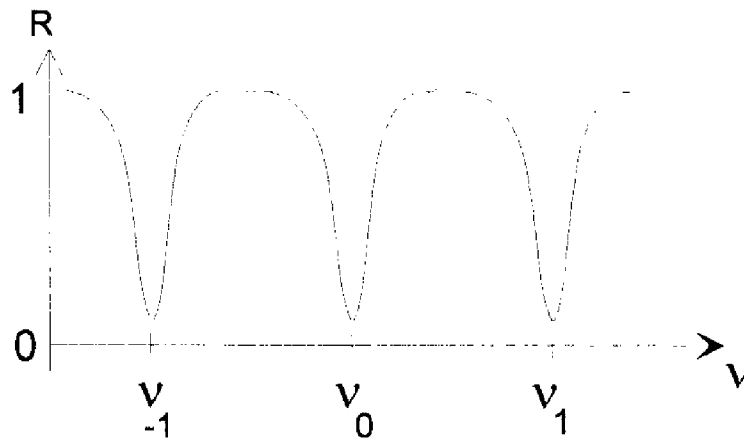
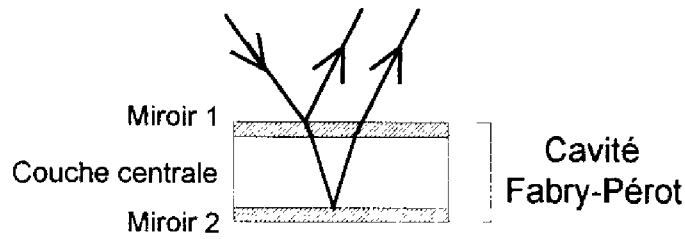


Figure A.3 : Description et spectre de réflectivité d'un modulateur à cavité Fabry-Pérot

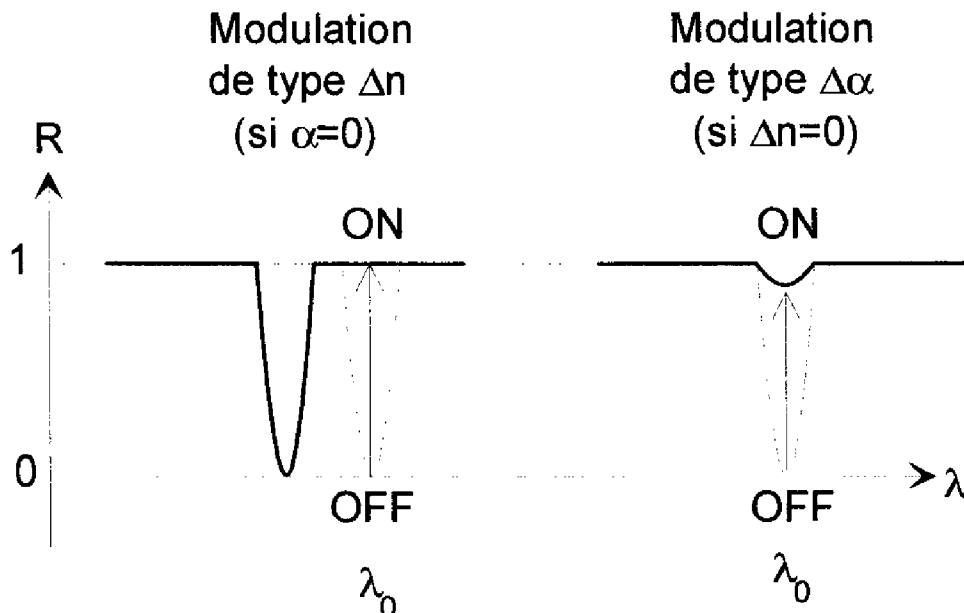


Figure A.4: Principe de fonctionnement d'un modulateur Fabry-Pérot sous excitation. La réflectivité peut être modulée grâce à une variation de l'indice de réfraction ou une variation du coefficient d'absorption. Généralement ces deux effets ont lieu simultanément.

La position spectrale de ces résonances dépend essentiellement de l'indice de réfraction de la couche centrale de la cavité Fabry-Pérot, alors que leur amplitude dépend de son coefficient d'absorption. Les conditions de la résonance sont donc faciles à détruire (ou à créer) si l'on excite la cavité. Il suffit de modifier son indice de réfraction pour décaler la résonance vers une autre longueur d'onde. On peut également augmenter son absorption pour atténuer l'amplitude de cette résonance (figure A.4).

Nous verrons dans les chapitres I et II la description détaillée du fonctionnement en régime linéaire et excité de telles structures, mais nous allons tout d'abord nous pencher sur les contraintes de conception de ces modulateurs.

A.2 Contraintes sur la conception des modulateurs

Dans notre cas, les contraintes imposées lors de la conception des modulateurs dépendent naturellement de l'utilisation de ces derniers en matrices de pixels dans le processeur final. Il faut notamment :

- que le temps de désexcitation du composant soit inférieur à la nanoseconde afin de permettre une fréquence de fonctionnement élevée (300 MHz).
- que les longueurs d'onde d'écriture (ou de commande) et de lecture (signal à moduler) puissent être identiques,
- que le contraste entre état OFF et état ON soit le plus élevé possible,
- que la fonction de transfert du composant soit suffisamment non linéaire à la température ambiante pour assurer une stabilité des opérations de logique à deux niveaux,
- que les composants soient performants spatialement sur plusieurs cm^2 de façon à assurer une uniformité de marche d'une matrice de $N \times N$ portes ou pixels en parallèle à la même longueur d'onde de fonctionnement,
- que l'énergie de commande (excitation optique) de chaque pixel soit assez faible pour limiter la dissipation d'énergie. Si l'on envisage le fonctionnement à 300 MHz d'une matrice

de 100x100 pixels élémentaires de 50 μm^2 de surface dans une architecture linéaire, l'énergie de commande du pixel élémentaire doit être inférieure à 1 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ [3].

L'ensemble de ces contraintes réduit considérablement le nombre de matériaux que l'on peut utiliser. Les matériaux II-VI ont déjà été exploités pour tester la marche de matrices de portes logiques en transmission [3,7]. Cependant, les résultats obtenus sur des portes optiques sans cavité ne sont pas satisfaisants, car les structures testées n'ont pas un fonctionnement optimal à température ambiante et nécessitent une énergie de commande de l'ordre de 100 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$.

Les matériaux III-V, dont l'élaboration est bien maîtrisée, et dont les propriétés optiques présentent sous excitation lumineuse d'amplitude acceptable et à température ambiante de fortes non-linéarités près du gap optique, semblent attractifs pour l'application recherchée. De nombreux travaux ont montré que l'on peut moduler efficacement la lumière avec une couche centrale en GaAs massif ou contenant des puits quantiques à base d'alliages (Ga,Al)As [8-12]. Nous verrons en particulier dans le chapitre consacré à la modélisation des propriétés optiques des semi-conducteurs excités quels sont les résultats prévus - et encourageants - de modulation obtenue avec du GaAs massif au voisinage de son seuil d'absorption.

Nous venons de décrire succinctement le principe de fonctionnement d'un modulateur Fabry-Pérot et nous avons établi les contraintes à respecter quant à sa conception. Avant de démontrer l'intérêt de l'utilisation des matériaux III-V dans une telle structure, nous allons étudier ses propriétés optiques en régime linéaire et décrire précisément ce qu'est une structure Fabry-Pérot. En effet, la première étape pour réaliser une modulation efficace est que l'état initial corresponde à un spectre de réflectivité identique à celui de la figure A.3, avec une valeur de réflectivité la plus faible possible à la longueur d'onde de modulation.

Références

1. F. Heissmann et R.C. Alferness
IEEE J.Q.E. , vol. **24**, no. 1, 83-93 (1988)
2. S.R. Bowman et W.S. Rabinovich
Appl. Phys. Lett. , vol. **65**, no. 8, 956-958 (1994)
3. J.L. Iehl , Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (1994).
4. R. de Palma
"Algèbre binaire de Boole et ses applications à l'informatique"
Dunod, Paris, 1971
5. M. Whitehead et G. Parry
IEEE Elec. Lett. , vol. **25**, no. 9, 566-568 (1989)
6. B.E.A. Saleh et M.C. Teich
"Fundamentals of Photonics"
Wiley series in Pure and Applied Optics, New York, 1991
7. J.H. Collet , M. Pugno, W.W. Rhule, L. Nardo et R. Sirvin
J. Appl. Phys. , vol. **68**, 1815 (1990)
8. P. Tayebati
Appl. Phys. Lett. , vol. **53**, no. 21, 2878-2880 (1993)
9. R. Kuszelewicz, J.L. Oudar, J.C. Michel et R. Azoulay
Appl. Phys. Lett. **53** , 2138 (1988)
10. M. Whitehead, A. Rivers et G. Parry,
IEEE Electronic Letters **25** (15) , 984-985 (1989)
11. G. D. Boyd et G. Livescu
Optical and Quantum Electronics **24** , S147-S165 (1992)
12. C.-H. Lin, K. W. Goossen, K. Sadra et J. M. Meese,
Appl. Phys. Lett. **65** (10) , 1242-1244 (1994)

CHAPITRE I
PROPRIETES OPTIQUES DES MODULATEURS
FABRY-PEROT EN REGIME LINEAIRE

Nous allons rappeler dans ce chapitre des notions de base importantes pour la compréhension des propriétés optiques des résonateurs Fabry-Pérot distribués, notamment en ce qui concerne la définition et le calcul de la réflectivité et de la transmission d'un dioptre plan, d'une couche mince et enfin d'un empilement quelconque de couches minces. Nous introduirons à ce titre le formalisme des matrices caractéristiques d'Abélès qui permet de calculer les propriétés optiques d'une structure multicouche, ainsi que la notion d'admittance optique complexe qui permet de mieux comprendre les variations de l'amplitude de la réflectivité, variations très importantes pour les modulateurs que nous désirons réaliser.

Nous traiterons le cas de structures multicouches particulières : les réflecteurs de Bragg puis les microcavités Fabry-Pérot distribuées. Il s'agit de décrire le comportement en régime linéaire de ces structures résonantes afin de concevoir au mieux dans la suite de l'étude des modulateurs tout-optiques performants.

Nous verrons en particulier que lorsque les matériaux utilisés dans ces structures sont absorbants, leurs propriétés optiques sont modifiées, ce qui conduit à la nécessité de concevoir des réflecteurs et des cavités asymétriques pour compenser cet effet de l'absorption.

Les résultats de cette étude sur la réflectivité seront également utilisés dans le chapitre IV consacré au contrôle optique de la croissance de multicouches par réflectométrie dynamique.

I.1 REFLECTIVITE ET TRANSMISSION D'UN DIOPTRE PLAN

Si l'on considère une onde plane polarisée rectilignement se propageant dans l'air et arrivant à la surface d'un milieu semi-infini, d'indice de réfraction n_1 et de coefficient d'absorption α_1 , il y a au niveau de l'interface une onde réfléchie et une onde transmise (Figure I.1). Par la suite, les indices 0 et 1 permettront de différencier le milieu d'incidence supposé transparent (0) du milieu de réfraction (1).

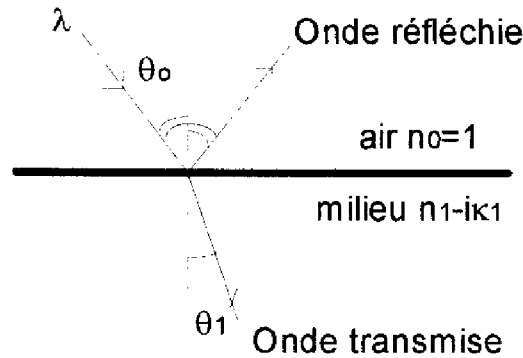


Figure I.1 : Réflexion et transmission d'un dioptré

I.1.1 Coefficients de réflexion et de transmission

Les coefficients de réflexion r et de transmission t sont les paramètres optiques du dioptré.

Ils sont calculés grâce aux lois de Fresnel [1] (cas de l'incidence normale):

$$r = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad (\text{I-1})$$

$$\text{et } t = \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \quad (\text{I-2})$$

Ces expressions ne tiennent pas compte de l'absorption α_1 , souvent exprimée sous la forme d'un indice d'extinction κ_1 présentant l'avantage d'être sans dimension (comme l'indice de réfraction n_1): $\kappa_1 = \frac{\alpha_1 \lambda}{4\pi}$

Si l'on prend en compte l'absorption, les valeurs r et t deviennent complexes et les expressions (1) et (2) plus compliquées. On peut alors introduire une nouvelle grandeur : l'admittance optique complexe [1]: $\eta_0 = n_0 - ik_0 = n_0$ et $\eta_1 = n_1 - ik_1$, ce qui permet d'écrire r et t de façon analogue aux expressions (I-1) et (I-2):

$$r = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \quad (\text{I-3})$$

$$\text{et } t = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1} \quad (\text{I-4})$$

L'admittance optique représente donc l'indice optique complexe du matériau mais fait également intervenir la polarisation du rayonnement incident si l'incidence est oblique ($\theta_0 \neq 0$). On a alors deux admittances optiques :

- l'une pour la polarisation transverse magnétique (TM ou P) :

$$\eta_{0p} = n_0 / \cos \theta_0 \quad (I-5)$$

$$\eta_{1p} = (n_1 - i\kappa_1) / \cos \theta_1 \quad (I-6)$$

- l'autre pour la polarisation transverse électrique (TE ou S) :

$$\eta_{0s} = n_0 \cos \theta_0 \quad (I-7)$$

$$\eta_{1s} = (n_1 - i\kappa_1) \cos \theta_1 \quad (I-8)$$

avec θ_1 l'angle de réfraction dans le milieu 1 : $\theta_1 = \arcsin(\eta_1 / \eta_0 \sin \theta_0)$ (Relation de Snell/Descartes (on admet que θ_1 est complexe)).

La réflectance R et la transmittance T sont des grandeurs réelles et mesurables : elles représentent le rapport des intensités respectivement réfléchie et transmise avec l'intensité incidente. On peut calculer leur valeurs à partir de celles des coefficients complexes de réflexion et de transmission :

$$R = r r^* \quad (I-9)$$

$$\text{et } T = \left| \frac{\eta_1}{\eta_0} \right| t t^* \quad (I-10)$$

Dans le cas du GaAs, la réflectance du matériau massif est égale à environ 30% au voisinage du seuil d'absorption.

1.1.2 Déphasages des ondes réfléchies et transmises

Pour les milieux non absorbants, le déphasage de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente est :

$$\phi_r = \begin{cases} 0 & \text{si } n_0 > n_1 \\ \pi & \text{si } n_0 < n_1 \end{cases} \quad (I-11)$$

dans le cas où l'angle d'incidence est inférieur à l'angle de Brewster. Si l'on considère que le milieu d'incidence est l'air ou le vide, pour la plupart des matériaux, le déphasage à la réflexion est égal à 180° .

Pour les matériaux absorbants, on a [2]:

$$\phi_r = \arctan \left[\frac{2n_0\kappa_1}{n_0^2 - n_1^2 - \kappa_1^2} \right] \quad (I-12)$$

Dans ce cas, le déphasage ne sera égal à 180° que pour certaines valeurs de n_1 et κ_1 , et par conséquent que pour certaines longueurs d'onde, dans le cas de matériaux dispersifs tels que GaAs.

I.2 REFLECTIVITE D'UNE COUCHE MINCE . CAS PARTICULIERS DES COUCHES MULTIPLES DE QUART D'ONDE.

Dans le cas d'une couche mince déposée sur un substrat (figure I.2), l'onde réfléchiée par la surface air/couche va interférer avec les ondes réfléchies par l'interface couche/substrat. L'amplitude et la phase de ces ondes va déterminer si la résultante conduit à des interférences constructives ou destructives, c'est à dire à une augmentation ou une diminution de la réflectivité et de la transmission.

I.2.1 Coefficients de réflexion et de transmission

Le coefficient de réflexion de la structure s'écrit [2] :

$$r = \frac{r_1 + r_2 e^{-2i\delta_1}}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1}} \quad (I-13)$$

où δ_1 est le déphasage optique introduit par la traversée de la couche [1]:

$$\delta_1 = \frac{2\pi(n_1 - i\kappa_1)d_1}{\lambda} = \frac{2\pi\eta_1 d_1}{\lambda} \quad (I-14)$$

Le coefficient de transmission s'écrit quant à lui [2]:

$$t = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 e^{-2i\delta_1}} \quad (I-15)$$

où r_1, r_2, t_1 et t_2 sont définis par les lois de Fresnel.

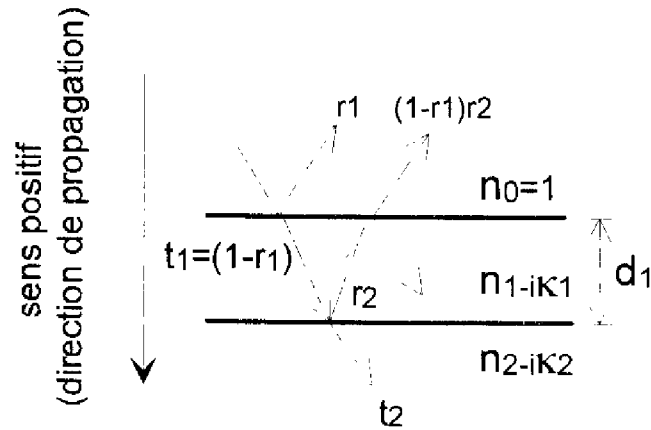


Figure I.2 : Ondes réfléchies lors de la traversée d'une couche mince d'épaisseur d_1

I.2.2 Déphasages des ondes réfléchies et transmises

Le déphasage de l'onde réfléchie s'exprime ainsi [3]:

$$\phi_r = \arctan \left[\frac{r_2 (r_1^2 - 1) \sin(2\delta)}{r_1 (r_2^2 + 1) + r_2 (r_1^2 + 1) \cos(2\delta)} \right] \quad (I-16)$$

L'onde transmise subit également un déphasage au niveau de la seconde interface [3] :

$$\phi_t = \arctan \left[\frac{(1 - r_1 r_2)}{(1 + r_1 r_2)} \tan(2\delta) \right] \quad (I-17)$$

I.2.3 Cas particuliers : couches multiples de quart d'onde

Nous allons différencier le cas où les trois milieux sont transparents du cas où l'un ou plusieurs milieux sont absorbants.

a) Absorption nulle

S'il n'y a pas d'absorption dans la couche et dans le substrat ($\kappa_1 = \kappa_2 = 0$), l'expression (I-11) permet de remarquer deux effets importants :

- Si la couche a une épaisseur optique $n_1 d_1$ égale à un multiple entier impair de **quart d'onde** :

$$n_1 d_1 = (2m + 1) \frac{\lambda}{4} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{I-18})$$

les coefficients de réflexion et de transmission prennent des valeurs particulières.

Le déphasage optique δ_1 introduit par la couche est égal à $\pi/2$ ($\sin 2\delta = 0$, $\cos 2\delta = -1$). Dans ce cas, la réflectance et la transmittance de la couche s'écrivent:

$$R = r r^* = \left[\frac{r_1 - r_2}{1 - r_1 r_2} \right]^2 \quad (\text{I-19})$$

et

$$T = \frac{n_2}{n_1} t t^* = \frac{n_2}{n_1} \left[\frac{t_1 t_2}{(1 - r_1 r_2)} \right]^2 \quad (\text{I-20})$$

On obtient alors:

$$R = \left(\frac{n_0 n_2 - n_1^2}{n_0 n_2 + n_1^2} \right)^2 \quad (\text{I-21})$$

$$\text{et } T = n_0 n_2 \left(\frac{2 n_1}{n_0 n_2 + n_1^2} \right)^2 \quad (\text{I-22})$$

On vérifie : $R+T=1$ (absorption nulle).

R et T passent par des extrema. On peut voir sur la figure I.3 la variation de la réflectance en fonction de l'épaisseur d'une couche d'indice n_1 déposée sur un substrat d'indice n_2 . On distingue deux cas [3]:

$$\rightarrow (n_0 - n_1) (n_1 - n_2) > 0 : n_1 \text{ compris entre } n_0 \text{ et } n_2$$

Dans ce cas r_1 et r_2 sont de signe opposé ce qui entraîne une interférence destructive entre les deux faisceaux réfléchis : R passe par un minimum et T par un maximum. (Figure I-3-b). R peut s'annuler lorsque $n_1 = \sqrt{n_0 n_2}$. Pour cette valeur de n_1 , T devient égal à 1. Ce type de couche est d'ailleurs utilisé pour obtenir des revêtements anti-reflets.

$$\rightarrow (n_0 - n_1) (n_1 - n_2) < 0 : n_1 \text{ supérieur à } n_0 \text{ et à } n_2 \text{ ou } n_1 \text{ inférieur à } n_0 \text{ et à } n_2$$

R passe alors par un maximum (interférence constructive entre r_1 et r_2) et T par un minimum. (Figure I-3 a).

Notons que la forme de R n'est pas une simple sinusoïde et que la moitié d'une couche quart d'onde ($\lambda_0/8n$) ne correspond pas exactement à un point d'inflexion.

- si l'épaisseur optique de la couche est un multiple de **demi-onde**, on a

$$n_1 d_1 = 2m(\lambda/4) \quad m = 1, 2, \dots \quad (I-23)$$

ce qui implique que le déphasage optique δ_1 de la couche est égal à π et la valeur de l'exponentielle dans r est égale à 1 (relation I-13) : la couche n'a aucun effet sur la réflectivité de la lumière qui la traverse.

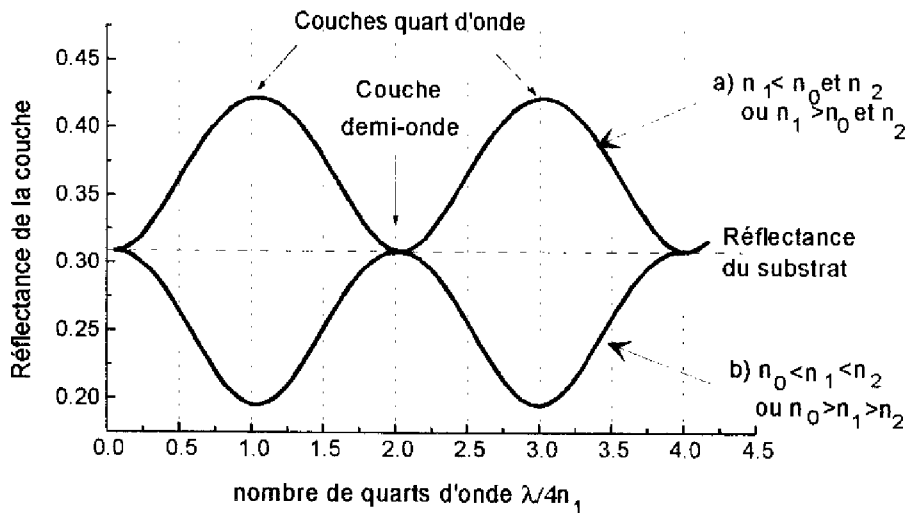


Figure I.3: Réflectance d'une couche mince d'épaisseur optique égale à un nombre pair ou impair de quart d'onde: a) cas où $n_1 > n_0$ et n_2 ou $n_1 > n_0$ et n_2 b) cas où n_1 compris entre n_0 et n_2 .

La réflectance retourne à sa valeur initiale comme si la couche était absente [2]. En effet, on retrouve :

$$r = \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2} = \frac{2n_1}{2n_1} \frac{1 - n_2}{1 + n_2} = r_2 \quad (I-24)$$

$$\text{et } t = t_2 \quad (I-25)$$

$$\text{d'où } R = |r_2|^2 \quad \text{et} \quad T = \frac{n_2}{n_0} |t_2|^2 \quad (I-26)$$

On peut observer ce phénomène sur la figure I.3. On observe néanmoins des extrema pour R et T. Ces grandeurs ne dépendent pas de n_1 mais seulement des indices du milieu incident et du substrat n_0 et n_2 . S'ils sont très proches, R et T sont respectivement minimum et maximum.

Notons de plus que l'on peut obtenir des interférences totalement destructives pour la réflectivité si $n_0=n_2$. Dans ce cas R est nul et T est égal à 1. Nous reverrons ce cas de figure dans un prochain paragraphe consacré aux cavités Fabry-Pérot.

b) Absorption non nulle

Dans le cas où l'indice d'absorption κ_1 dans la couche est non nul, l'amplitude des oscillations de R autour des points extrêmes s'atténuent au fur et à mesure que l'on augmente l'épaisseur de la couche. On peut voir ce phénomène sur la figure I-4-a). La loi de conservation de l'énergie s'écrit $R+T+A=1$, A étant l'absorptance de la structure [1]. La transmission et la réflectivité n'ont plus de variation complémentaire : il faut tenir compte de A dans les calculs, qui deviennent plus complexes. On observe, de plus, un très léger décalage augmentant avec κ_1 , de la position en épaisseur des extrema.

Si le substrat est absorbant, les positions des extrema sont également décalées par rapport au cas transparent car il y a un déphasage supplémentaire induit par l'absorption du substrat. Ce déphasage à la réflexion n'est pas un multiple de π ou de 2π , ce qui modifie δ dans l'expression des coefficients r et t et par conséquent les valeurs des épaisseurs d pour lesquelles δ est égal à 90° ou 180° et pour lesquelles R et T présentent des extrema (cf. Figure I-4-b).

On peut d'ores et déjà pressentir l'influence de l'absorption d'une couche sur ses propriétés optiques. Si une couche transparente présentant un extremum (ou résonance) de R et T pour une longueur d'onde d'intérêt (couche quart d'onde ou demi-onde) devient absorbante sous l'effet de d'une commande extérieure, la résonance sera décalée et/ou atténuée. C'est sur ce principe que sont conçus les modulateurs à variation d'absorption.

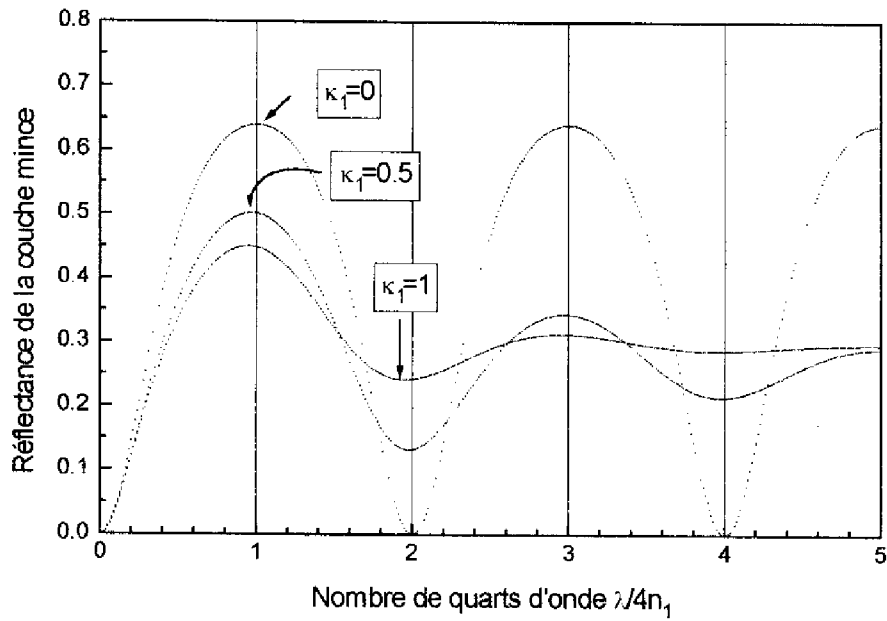


Figure I-4-a : Atténuation de l'amplitude des oscillations et décalage des extrema de la réflectivité d'une couche d'indice de réfraction n_1 tel que $n_1 > n_0$ et n_2 et d'indice d'absorption κ_1 égal à 0, 0.5 et 1 déposée sur un substrat transparent.

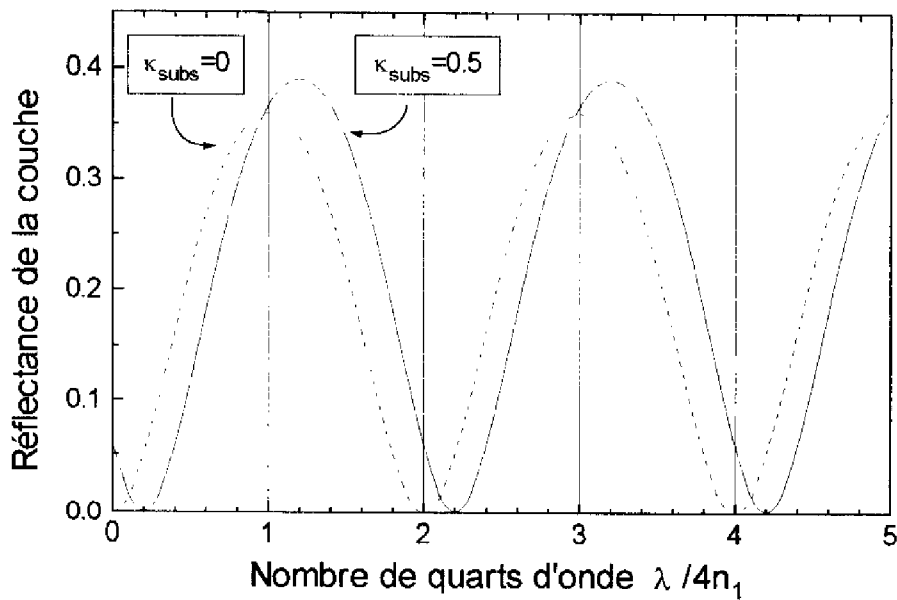


Figure I-4-b : Décalage des extrema de R d'une couche mince transparente déposée sur un substrat absorbant (traits pleins). Le cas où le substrat est transparent est tracé en pointillés.

I.3 FORMALISME DES MATRICES CARACTERISTIQUES D'ABELES

Nous allons maintenant présenter le formalisme qui permet de simplifier le calcul de la réflectivité et de transmission d'une structure complexe stratifiée (périodique ou non).

I.3.1 Cas d'une couche mince

Lorsqu'une couche est absorbante, le coefficient de réflexion r_1 et le déphasage optique δ_1 deviennent complexes. Si le substrat est également absorbant, le coefficient r_2 devient lui aussi complexe, ce qui rend les expressions (I-13) et (I-15) donnant r et t plus compliquées à calculer et à interpréter.

Comme dans le cas du dioptre plan, nous allons nous ramener à des expressions simples de type Fresnel en utilisant les admittances optiques, mais aussi le formalisme des matrices d'Abélès [4], qui permet d'assigner à la couche mince 1 une matrice 2x2 à termes complexes de la forme :

$$M_1 = \begin{bmatrix} \cos\delta_1 & i \frac{\sin\delta_1}{\eta_1} \\ i\eta_1 \sin\delta_1 & \cos\delta_1 \end{bmatrix} \quad (I-27)$$

Cette matrice prend en compte les caractéristiques optiques de la couche grâce à l'admittance: $\eta_1 = n_1 - ik_1$, mais également ses propriétés géométriques grâce à δ_1 qui dépend de son épaisseur physique d_1 (équation I-14). On attribue d'autre part une matrice colonne au substrat d'admittance η_2 supposé semi-infini :

$$M_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} \quad (I-28)$$

Grâce à ce formalisme, on peut obtenir facilement la matrice caractéristique de l'ensemble couche mince+substrat en calculant le produit des matrices M_1 et M_2 :

$$M_{\text{total}} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = M_1 M_2 \quad (I-29)$$

Le résultat est une matrice colonne (B et C étant des variables complexes introduites pour simplifier le résultat du produit des matrices).

Par analogie avec l'expression de la matrice du substrat, on peut définir l'admittance optique complexe de l'ensemble :

$$Y = \frac{C}{B} \quad (I-30)$$

On peut alors considérer que l'ensemble couche mince+substrat se comporte comme un milieu semi-infini d'admittance Y et on peut alors utiliser les expressions établies pour le dioptre plan pour calculer la réflexion et la transmission:

$$r = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \quad \text{et} \quad R = rr^* \quad (I-31)$$

$$t = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + Y} \quad \text{et} \quad T = \frac{Y}{\eta_0} tt^* \quad (I-32)$$

I.3.2 Cas d'un empilement quelconque de couches

L'intérêt du formalisme d'Abélès devient plus évident lorsqu'on étudie un empilement quelconque de p couches comprises entre deux milieux semi-infinis d'admittance η_0 et η_{subs} (figure I.5).

L'admittance optique Y du milieu équivalent que constitue la multicouche peut être calculée du produit des matrices M_j de chaque couche j dans le sens de propagation de la lumière:

$$M_{\text{total}} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left[\prod_{j=1}^p M_j \right] \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{\text{subs}} \end{bmatrix} \quad (I-33)$$

Connaissant Y, r et t, les grandeurs réelles R et T peuvent être déduites comme précédemment (relations I-31 et I-32).

Cette méthode a été utilisée dans la suite de l'étude pour modéliser la réflectivité sous incidence quelconque de n'importe quel empilement de couches minces. Nous avons mis au point un programme de calcul tenant compte de l'angle d'incidence et de l'absorption qui permet de calculer les réflectivités et les transmissions S et P d'un système multicouche si l'on connaît les constantes optiques et les épaisseurs de chacune de ses couches.

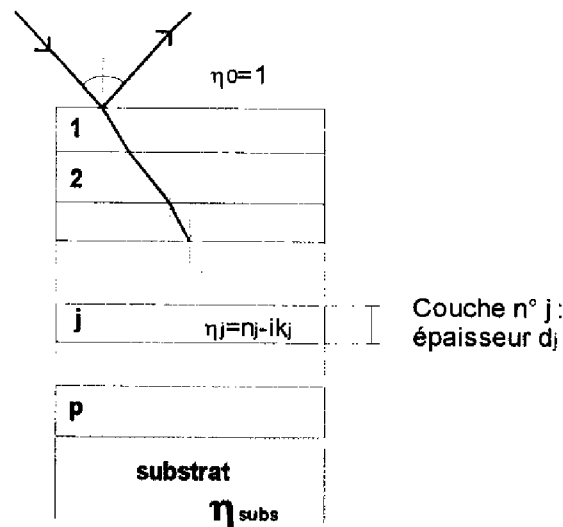


Figure I.5 : Description d'une structure multicouche

Dans cette étude, nous avons considéré le substrat comme un milieu semi-infini. En réalité, c'est une couche épaisse (plusieurs centaines de microns) qui, si elle est transparente, doit être prise en compte en tant que couche finie dans le calcul de R. Cependant, nous verrons par la suite que la longueur d'onde de fonctionnement des modulateurs Fabry-Pérot se situe dans une zone où le substrat en GaAs est légèrement absorbant (quelques centaines de cm^{-1} pour $\lambda=885\text{nm}$) : dans ce cas, l'onde lumineuse s'atténue et n'est pas réfléchiée par la face arrière du substrat : la réflectivité de la structure dépend alors des indices optiques du substrat, mais pas de son épaisseur.

I.4.3 Diagramme des admittances

On peut représenter sur un diagramme polaire la partie imaginaire de l'admittance Y d'une couche en construction en fonction de sa partie réelle afin de mieux comprendre l'évolution de la réflectance et d'optimiser sa valeur. En effet on a :

$$R = \left(\frac{1 - Y}{1 + Y} \right) \left(\frac{1 - Y}{1 + Y} \right)^* = \frac{(1 - \text{Re } Y)^2 + \text{Im } Y^2}{(1 + \text{Re } Y)^2 + \text{Im } Y^2} \quad (\text{I-34})$$

Dans le cas où la partie imaginaire de Y est nulle, l'admittance optique réelle Y représente l'indice de réfraction du milieu semi-infini équivalent de la structure. Plus Y sera élevée, plus la réflectance R sera grande. Nous avons tracé l'évolution de Y en incidence normale pour une couche d'indice $n_1=3$ déposée sur un substrat non absorbant d'indice $n_2=3.5$ et on peut vérifier les résultats établis pour les lames demi-onde : on revient en effet à la valeur initiale à la fin de la couche (Figure I.6).

En ce qui concerne les lames quart d'onde, on atteint comme prévu un extremum (Y réel) qui est un minimum si $n_1 < n_2$. On peut également constater de manière plus évidente le fait que les oscillations de R ne sont pas symétriques : la moitié d'un quart d'onde ($\lambda_0/8n$) ne correspond pas à un quart de cercle. Le cas d'une couche quart d'onde d'indice $n=3.5$ déposée sur un substrat d'indice 3 est traité sur la figure I-7: on observe bien un maximum à la fin de la couche.

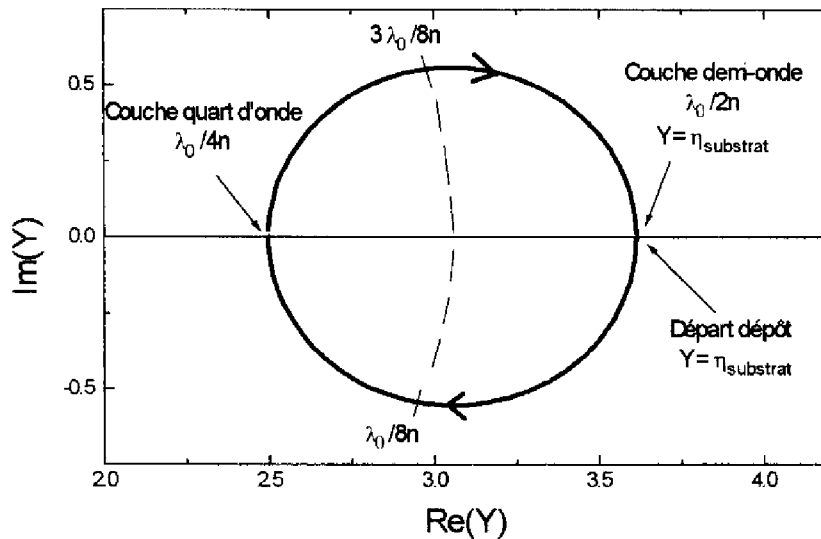


Figure I.6 : Admittance d'une couche d'indice $n_1=3$ déposée sur un substrat transparent d'indice $n_2=3.5$

Cette représentation permet également de visualiser la valeur du déphasage à la réflexion, car Y est complexe et comprend plus d'information que R . L'axe horizontal représente les déphasages multiples de π . Quand la partie imaginaire de Y est nulle, on peut en déduire que le déphasage sera égal à $m\pi$ et par conséquent que la réflectance sera maximale ou minimale.

On peut voir sur la figure I-8 les différents cas possibles pour la valeur du déphasage: sur l'axe réel on retrouve les résultats établis précédemment: si Y est supérieur à η_0 le déphasage est égal à π ; dans le cas contraire il est égal à 0.

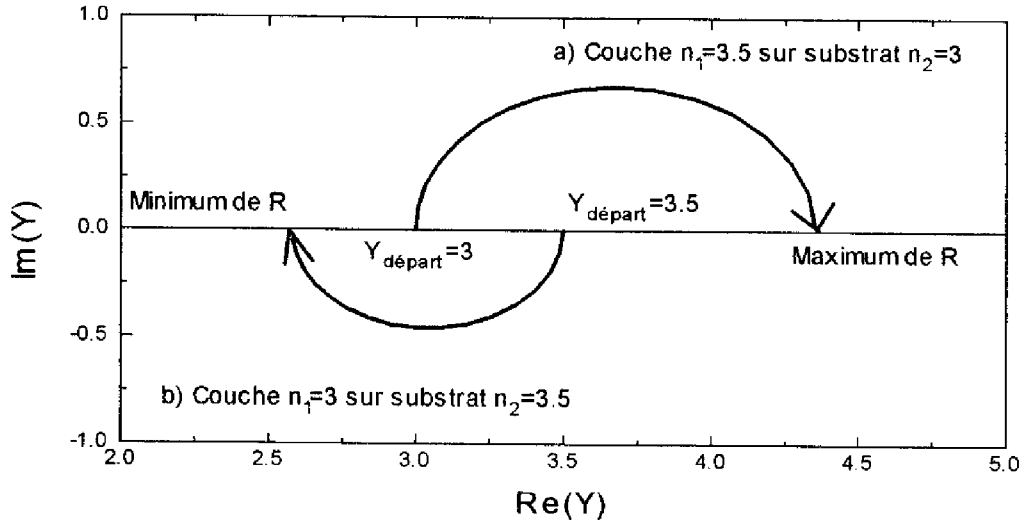


Figure I-7 : Admittance optique d'une couche quart d'onde pour une couche d'indice supérieur (a) et inférieur (b) à celui du substrat

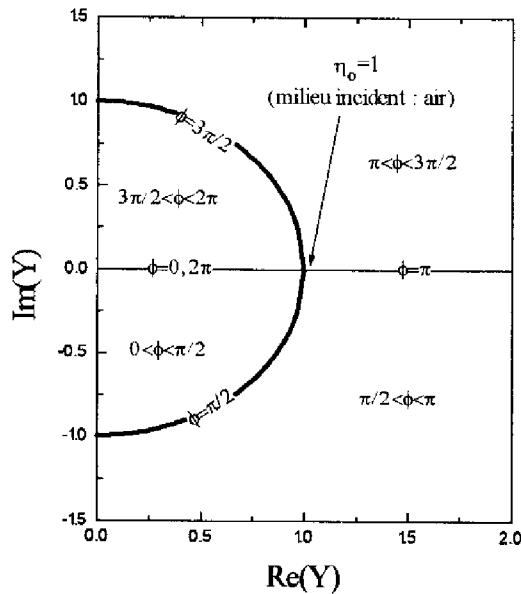


Figure I-8 : Déphasage à la réflexion en fonction de la valeur de l'admittance Y

Pour calculer l'admittance Y et la réflectivité linéaire de systèmes composés d'alliages de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, nous avons utilisé pour l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption des modèles analytiques que nous allons maintenant présenter.

I.4 CONSTANTES OPTIQUES DE (Ga,Al)As EN REGIME LINEAIRE

Nous avons effectué une recherche bibliographique afin de déterminer les modèles analytiques de calcul de n et de κ pour $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (x étant le pourcentage d'Aluminium contenu dans l'alliage) se rapprochant le plus des résultats expérimentaux publiés dans la littérature.

I.4.1 Indice de réfraction de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

On peut voir sur la figure I-9 une synthèse des résultats expérimentaux publiés sur l'indice de réfraction de GaAs à 300 K [5-7]. On peut également observer sur cette figure les résultats de modélisation obtenus avec le modèle analytique d'Fromowitz [8] dans sa forme la plus simple et dans son expression complète (qui n'est valable que pour les énergies inférieures à l'énergie de bande interdite du matériau $E_G=1.424$ eV), ainsi qu'un modèle analytique HOA (Harmonic Oscillator Approximation [9]) à neuf oscillateurs ajusté expérimentalement par Terry [10] à partir de mesures ellipsométriques.

Les remarques que l'on peut faire sont les suivantes :

- le modèle simple d'Fromowitz sous-estime la valeur de l'indice notamment au niveau du gap, ce qui est préjudiciable à une modélisation efficace de la réflectivité dans un domaine spectral de grand intérêt pour les modulateurs visés.
- le modèle de Terry ne concorde pas avec l'expérience en dessous du gap. De plus, il ne décrit pas les alliages $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ lorsque $x > 0.64$.

Nous avons donc choisi la formule complète d'Fromowitz pour calculer n en dessous du gap E_G et la formule simplifiée au dessus du gap (Figure I-10). Ces modèles ont l'avantage de donner accès aux valeurs de n pour toutes les valeurs de x .

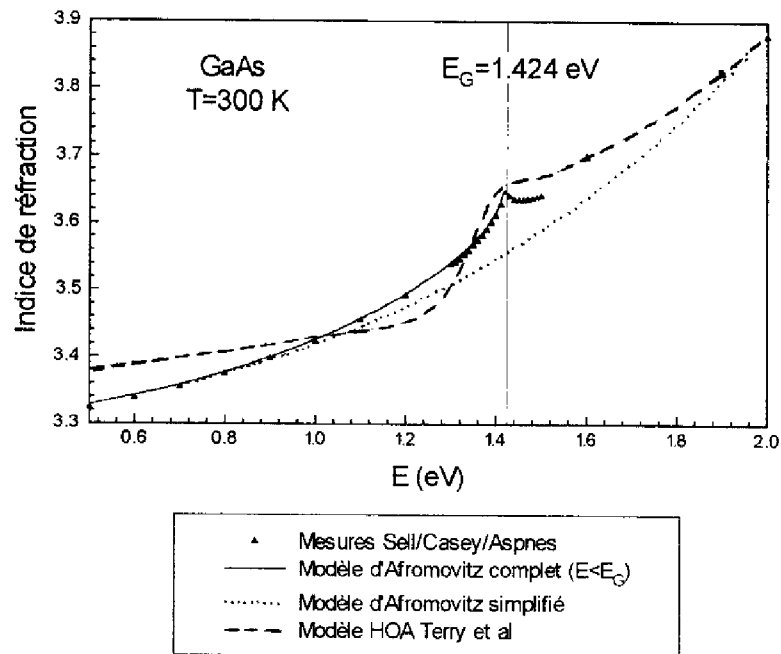


Figure I-9: Comparaison entre différentes valeurs de l'indice de réfraction de GaAs à 300K au voisinage du gap ($E_G=1.42$ eV / $\lambda_G \approx 873$ nm) publiées dans la littérature.

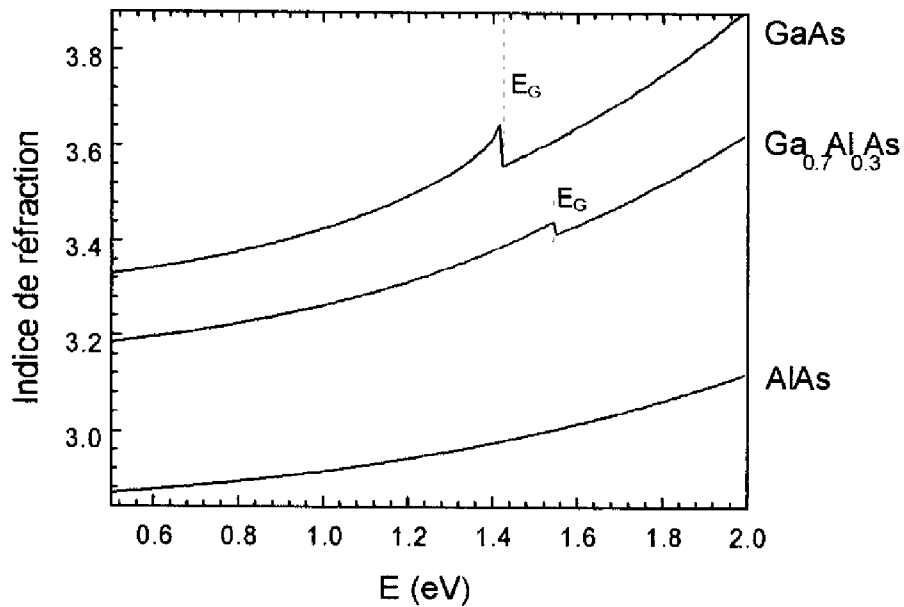


Figure I-10 : Indices de réfraction à 300 K de GaAs, $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ et d'AlAs calculés par les modèles complet ($E < E_G$) et simplifié d'Afromovitz

De plus, nous verrons plus loin (chapitre II) que les modulateurs que nous voulons développer ont une longueur d'onde de fonctionnement située en dessous du gap ($\lambda \approx 885$ nm), zone spectrale où le modèle d'Fromowitz est en très bon accord avec les mesures.

Dans le modèle complet d'Fromowitz, l'indice de réfraction de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est donné par l'expression suivante :

$$n = \sqrt{1 + \frac{E_d}{E_0} + E^2 \frac{E_d}{E_0^3} + \frac{\eta}{\pi} E^4 \ln \left[\frac{2E_0^2 - E_G - E^2}{E_G^2 - E^2} \right]} \quad (\text{I-35})$$

$$\text{avec } E_0 = 3.65 + 0.871 x + 0.179 x^2$$

$$E_d = 36.1 - 2.45 x$$

$$E_G = 1.424 + 1.266 x + 0.26 x^2$$

$$E = 1239.5 / \lambda \text{ (en nm)}$$

$$\text{et } \eta = \frac{\pi E_d}{2E_0^3 (E_0^2 - E_G^2)}$$

Le modèle simplifié donnant n pour $E > E_G$ s'écrit :
$$n = \sqrt{1 + \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E^2}} \quad (\text{I-36})$$

1.4.2 Coefficient d'absorption de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

Le coefficient d'absorption de GaAs à température ambiante en régime linéaire a été souvent mesuré. On peut voir l'allure générale de α en fonction de l'énergie sur la figure I-11 [7].

En première approximation, nous avons utilisé l'expression analytique suivante [11]:

$$\alpha(\lambda) = \frac{C_0}{\sqrt{2\pi C}} \lambda \sqrt{\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_G}} \quad \text{si } \lambda < \lambda_G \text{ (} \lambda_G = 1239.5 / E_G \text{)} \quad (\text{I-37})$$

$$\alpha(\lambda) = 0 \quad \text{si } \lambda > \lambda_G$$

C et C_0 étant des constantes reliées aux masses effectives du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ [12].

Nous avons ensuite approfondi nos recherches pour obtenir une expression analytique représentant le plus fidèlement possible les mesures en régime linéaire mais également en régime excité, notamment en dessous de E_G où l'on observe une queue d'absorption exponentielle (Queue de Urbach) (cf. Chapitre II).

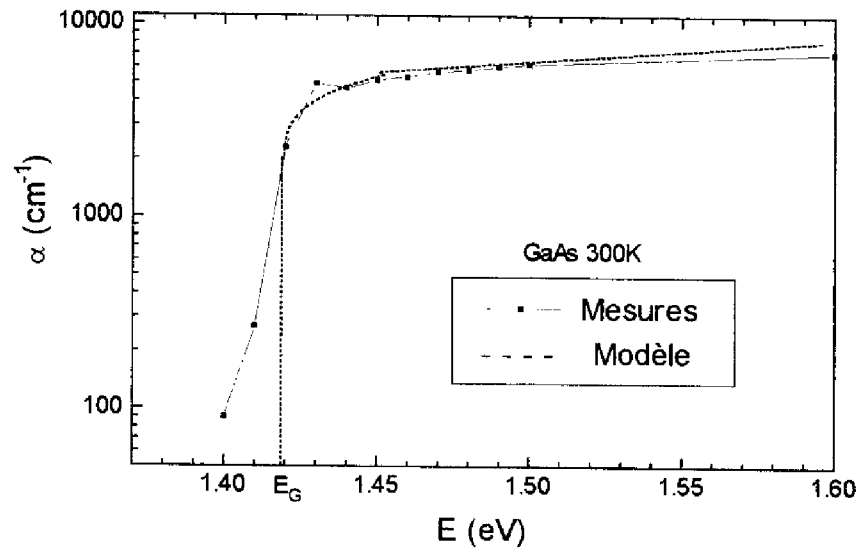


Figure I-11: Absorption de GaAs à 300 K . Comparaison entre les mesures et le modèle adopté [11].

I.5 REFLECTEURS DE BRAGG DISTRIBUES

Les réflecteurs de Bragg (Distributed Bragg Reflector ou DBR) [13] sont des structures multicouches périodiques composées de matériaux diélectriques ou de semi-conducteurs. Ils sont très utilisés en optique car ce sont des miroirs présentant des réflectivités comparables ou supérieures à celles des matériaux métalliques massifs mais avec une absorption faible ou nulle.

Nous allons montrer comment concevoir de telles structures en distinguant deux cas : le cas idéal où les matériaux composant le réflecteur sont totalement transparents et le cas où une absorption existe (cas de GaAs au dessus du gap ou dans la queue de Urbach).

I.5.1 Matériaux non absorbants

Le résultat que nous avons établi au I.2.c) montre que si l'on veut concevoir un composant dont la réflectivité est maximale pour une longueur d'onde λ_0 avec une seule couche mince, il faut que son épaisseur soit égale à un quart d'onde de λ_0 et que l'indice de cette couche soit très

élevé par rapport à celui du substrat. Les possibilités d'augmenter la réflectance d'une couche sont donc limitées par les caractéristiques du matériau qui la compose.

Lorsque le substrat de dépôt est en GaAs, donc d'indice élevé, atteindre plus de 30% de réflectivité avec une couche unique de (Ga,Al)As n'est pas possible. Par contre, en empilant plusieurs couches d'indice élevé et d'indice faible de manière judicieuse, on peut obtenir des réflectivités très élevées. Supposons que l'on prenne un substrat de GaAs ($n_H \approx 3.5$) et que l'on dépose une couche quart d'onde d'AlAs ($n_L \approx 3$), la réflectance va passer de 33% à 18% (cf. figure I-12). La couche d'AlAs a fait baisser l'indice moyen de l'ensemble (AlAs+substrat), ce qui implique que si l'on dépose ensuite une couche quart d'onde de GaAs, la réflectivité va augmenter pour atteindre 42%. Si l'on dépose de nouveau un lame quart d'onde d'AlAs, elle tombe à 12% puis atteint 46% si on dépose de nouveau une couche quart d'onde de GaAs.

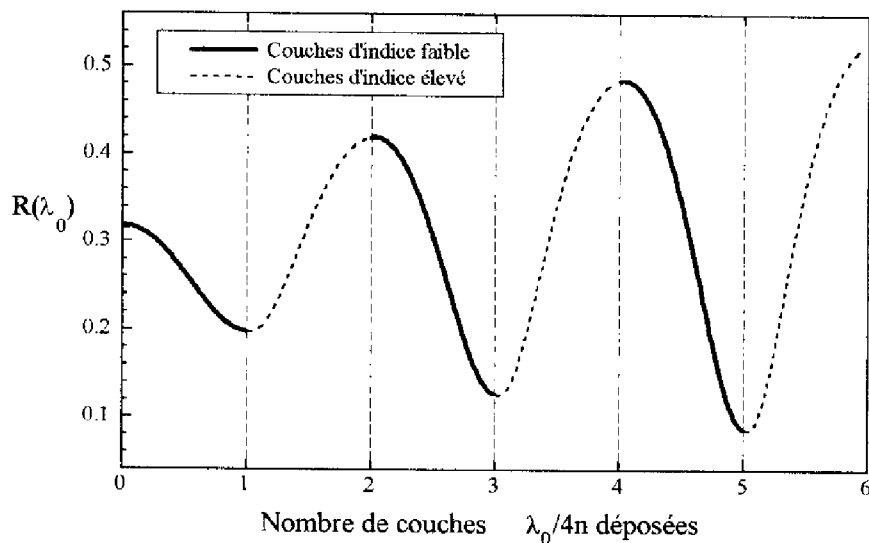


Figure I-12 : Evolution de la réflectivité à λ_0 des premières périodes d'un réflecteur de Bragg centré sur λ_0

On voit donc que l'on peut élaborer des miroirs de haute réflectivité en alternant des couches quart d'onde de bas et de haut indice et en terminant par une couche d'indice haut. Plus la différence entre les deux indices sera grande, moins il faudra empiler de périodes pour obtenir 100% de réflectivité. Elle sera maximale pour λ_0 et autour de λ_0 sur un plateau appelé bande

centrale ou "stop band" du réflecteur de Bragg ainsi construit. La largeur à mi-hauteur de ce plateau, comprise entre λ_1 et λ_2 dépend de la différence d'indice et de λ_0 [1]:

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_0 \frac{4}{\pi} \arcsin\left[\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right]}{1 - \left[\frac{4}{\pi} \arcsin\left[\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right]\right]^2} \quad (I-38)$$

Par exemple, la largeur à mi-hauteur d'un réflecteur de Bragg $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}/\text{AlAs}$ centré vers 885 nm sera égale à 100 nm. Pour obtenir une réflectivité égale à 0.95 avec une telle structure, il faut empiler dix périodes. Notons qu'il existe également des zones de haute réflectivité centrées autour de $\lambda_0/3$, $\lambda_0/5$, $\lambda_0/7$, etc.

On peut voir sur la figure I-13 l'évolution du spectre de réflectivité d'un réflecteur de Bragg (Ga,Al)As/AlAs constitué de différents nombres de périodes. Nous avons également tracé l'évolution de l'admittance optique Y pour λ_0 avec le nombre de périodes déposées (figure I.14). On constate que le rayon de chaque demi-cercle correspondant à chaque quart d'onde augmente au fur et à mesure de la croissance et qu'à la fin de chaque couche supplémentaire d'indice élevé on atteint une valeur de Y donc de R de plus en plus grande. Le point terminal correspond à une admittance Y réelle, la réflectance sera donc maximale et le déphasage à la réflexion sera un multiple de π .

I.5.2 Matériaux absorbants

Dans le cas où le substrat est absorbant, la réflectance initiale est plus faible car le terme d'atténuation de l'onde réfléchi par le substrat est non nul. Sur le diagramme d'admittance le point de départ n'est plus situé sur l'axe réel (cf. figure I-15 b). Cela implique que lors du dépôt de la première couche quart d'onde d'indice n_L , la première intersection avec l'axe réel ne correspondra pas à une épaisseur égale à $\lambda_0/4n_L$ mais à une épaisseur inférieure.

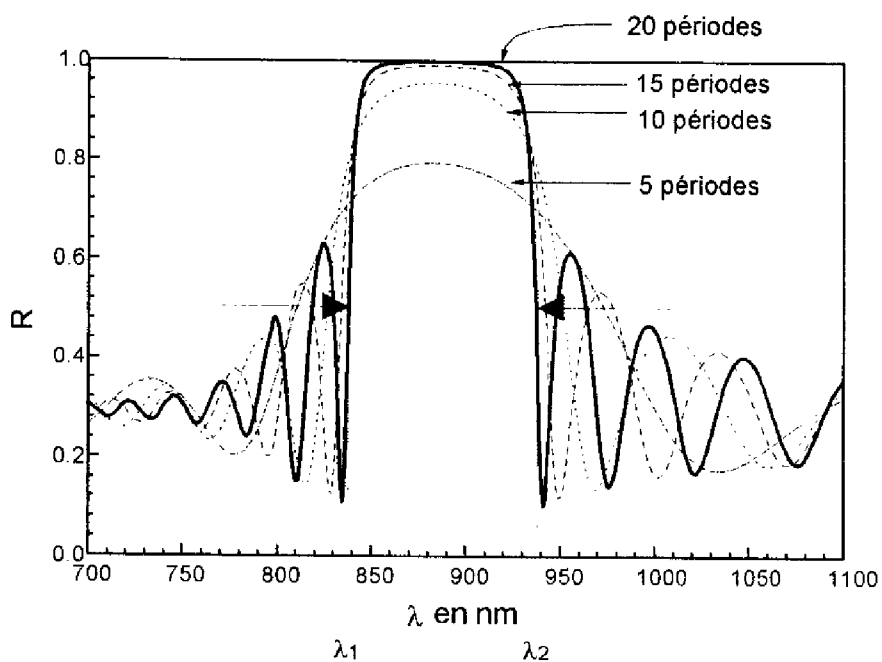


Figure 1-13: Influence du nombre de périodes sur le spectre d'un réflecteur de Bragg $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}/\text{AlAs}$ centré sur 885 nm

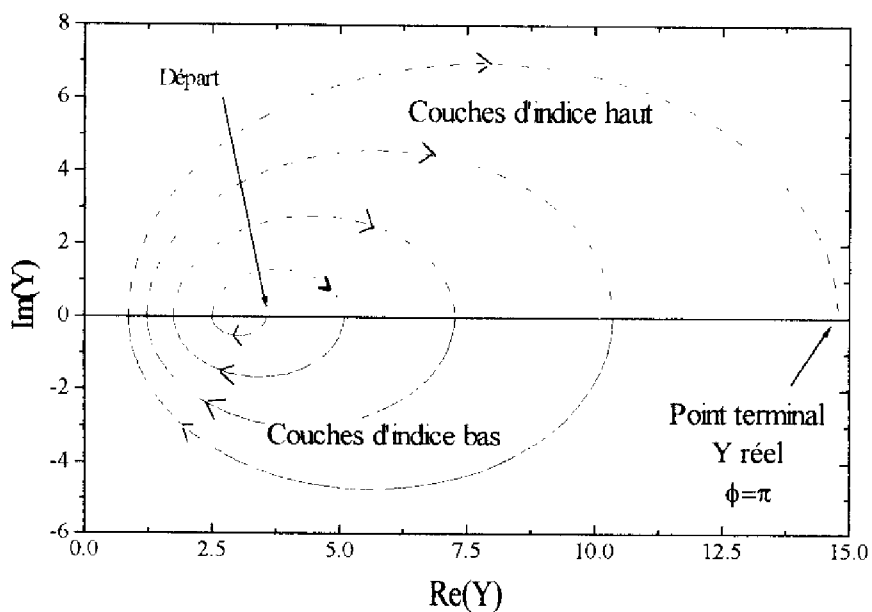


Figure 1-14: Evolution de l'admittance Y lors du dépôt successif de couches $\lambda_0/4n$ alternées d'indice haut ($n_H \approx 3.5$) et d'indice faible ($n_L \approx 3$) sur un substrat d'indice haut (n_H). Matériaux transparents.

Dans le cas où la couche déposée est elle-même absorbante, la réflectivité va diminuer mais chaque extremum de R correspondra toujours à une épaisseur $\lambda_0/4n_L$ supplémentaire. Si on dépose sur un substrat absorbant des couches alternées de bas et de haut indice avec des épaisseurs strictement égales à $\lambda_0/4n$ comme dans le paragraphe précédent, la fin du dépôt de chaque couche ne correspondra plus à des valeurs réelles de Y et à un extremum de R .

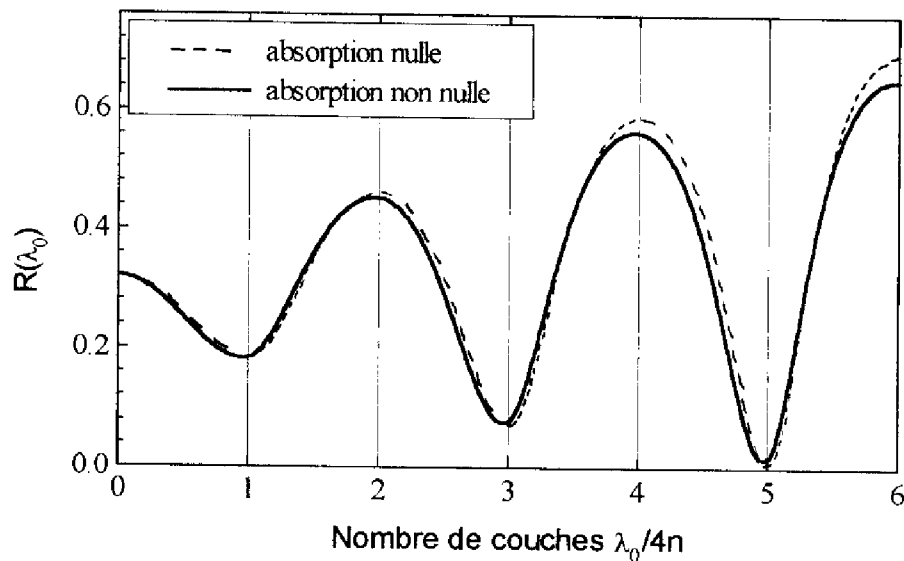


Figure I-15 a) : Evolution à λ_0 de la réflectance R d'un réflecteur de Bragg dans le cas où le substrat est transparent (pointillés) et dans le cas où le substrat est absorbant (traits pleins).

On voit sur la figure I-15 b) que le point terminal de chaque couche correspond à une admittance Y non réelle, la réflectance finale sera donc plus faible car les extrema de R sont systématiquement dépassés.

Les performances d'un miroir contenant des couches absorbantes seront moins bonnes que celles d'un réflecteur transparent si l'on ne tient pas compte de l'absorption lors de la conception de la structure. Sa réflectance finale sera moins élevée et les déphasages à chaque interface seront différents d'un multiple de π , ce qui explique que l'on s'éloigne des conditions d'interférences constructives idéales : toutes les ondes réfléchies ne seront plus en phase. On peut

également remarquer que l'écart à l'idéalité augmente au fur et à mesure que l'on dépose des couches supplémentaires (figure I-15 a et b).

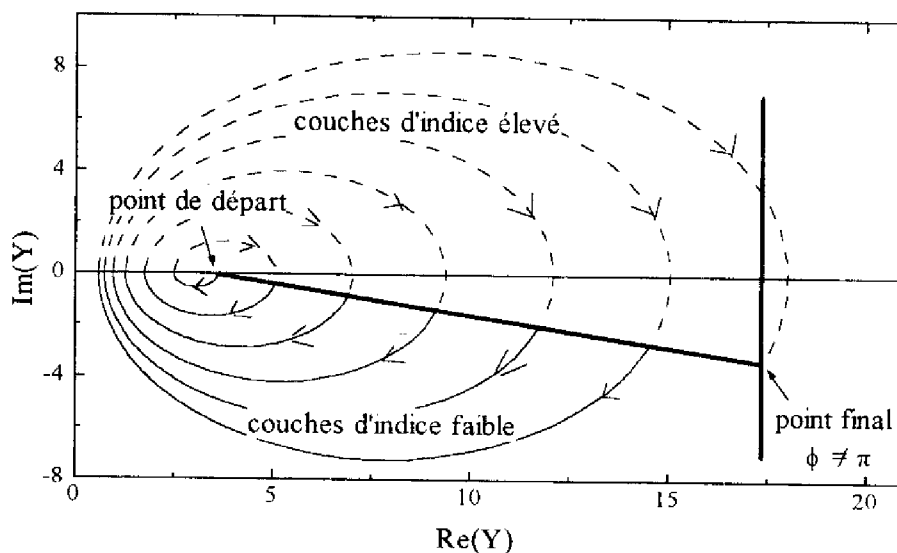


Figure I-15 b) : Evolution à λ_0 de l'admittance Y lors du même dépôt lorsque le substrat est absorbant.

S'il y a, de plus, de l'absorption dans les couches du réflecteur, le rayon des demi-cercles dans le diagramme d'admittance va diminuer par rapport au cas où $\kappa=0$, ce qui contribue également à une diminution sensible de la réflectance dans la bande centrale. On peut voir sur la figure I-16, la comparaison entre les spectres de réflectivité de trois structures dont les couches sont identiques, la première sans absorption ni dans le substrat ni dans les couches, la seconde avec de l'absorption dans le substrat, et la dernière avec de l'absorption dans le substrat et dans les couches.

Pour résoudre ce problème lorsque l'on travaille avec des matériaux absorbants, on peut concevoir un réflecteur de Bragg optimisé pour λ_0 : il faut pour cela calculer l'épaisseur de chaque couche de façon à ce que le déphasage à la réflexion pour λ_0 à la fin de chaque couche soit égal à un multiple de π [2]. Pour un substrat absorbant, il est seulement nécessaire de réduire l'épaisseur de la première couche, et de maintenir ensuite la périodicité en $\lambda_0/4$. En revanche, quand les couches sont absorbantes, il faut modifier toutes leurs épaisseurs. Dans ce cas, la

structure n'est plus périodique mais présente des performances comparables à celles d'un miroir sans absorption.

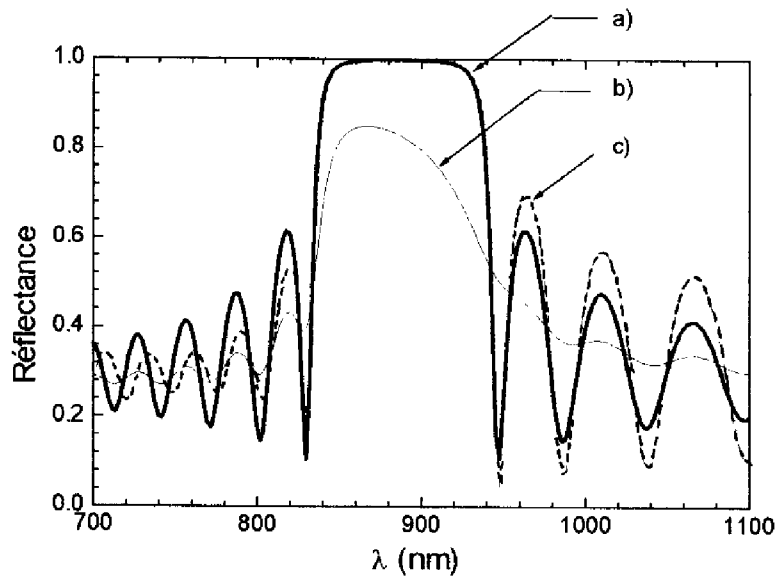


Figure I-16 : Influence de l'absorption du substrat ($\kappa=0.2$) (c) et d'une des 2 couches ($\kappa=0.5$) de chaque période (b) d'un réflecteur de Bragg par rapport au cas idéal (a)

I.6 Cavité Fabry-Pérot distribuée

I.6.1 Définition

La cavité Fabry-Pérot [3] est un filtre interférentiel étroit présentant des pics de transmission à des fréquences équi-espacées. Il est composé d'une couche d'indice n , d'absorption α et d'épaisseur d , entourée de deux surfaces semi-réfléchissantes de coefficients de réflexion r_1 et r_2 (Figure I-17). Dans l'interféromètre Fabry-Pérot classique, les indices du milieu d'incidence n_1 et du milieu de sortie n_2 sont égaux (miroirs métalliques identiques) [3], ce qui implique que la condition de transmission maximale sera satisfaite pour les longueurs d'onde λ_m vérifiant la condition de résonance suivante:

$$d = m \left(\frac{\lambda_m}{2n} \right) \quad m=1,2,3 \dots \quad (I-39)$$

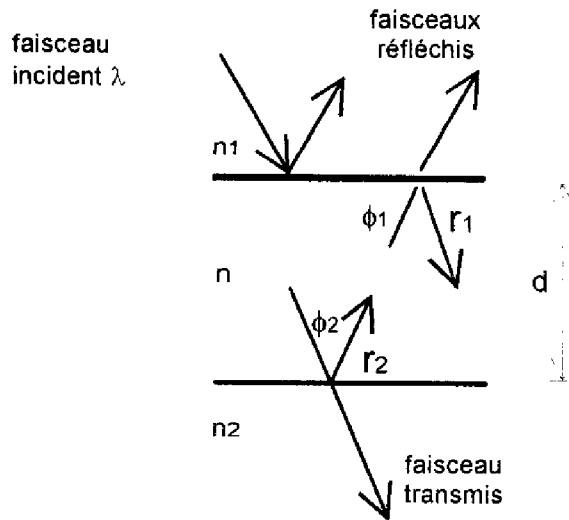


Figure I-17 : Description d'une cavité Fabry-Pérot

Nous rappelons ici les résultats du paragraphe I-2-3 sur les couches demi-onde, où nous observions à une longueur d'onde donnée la réflectivité d'une couche dont l'épaisseur d variait. Ici, nous considérons une couche d'épaisseur d fixe observée à plusieurs longueurs d'onde. La variable considérée désormais est la longueur d'onde. Nous allons étudier plus précisément le comportement optique des cavités Fabry-Pérot et l'influence de l'absorption sur les conditions de résonance.

1.6.2 Transmission et réflectance d'une cavité Fabry-Pérot

Dans le cas le plus général où les réflectivités r_1 et r_2 sont différentes, où les déphasages aux interfaces ϕ_1 et ϕ_2 sont différents et non nuls, et où l'absorption α de la couche est non nulle, on montre [1] que le coefficient de transmission de la cavité s'écrit:

$$T = \frac{n_2}{n_1} tt^* = \frac{n_2}{n_0} \left(\frac{|t_1|^2 |t_2|^2 e^{-\alpha d}}{1 - |r_1|^2 |r_2|^2 e^{-\alpha d}} \right) \left/ \left(1 + \frac{4|r_1||r_2|e^{-\alpha d}}{1 - |r_1|^2 |r_2|^2 e^{-\alpha d}} \times \sin^2 \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \delta \right) \right) \right. \quad (\text{I-40})$$

avec $\delta = 2\pi nd/\lambda$.

Nous allons tout d'abord considérer le cas où il n'y a pas d'absorption dans la couche centrale.

a) Absorption nulle

Dans ce cas, l'expression de T se simplifie :

$$T = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \left/ \left(1 + \frac{4R_1 R_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \times \sin^2 \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \delta \right) \right) \right. \quad (I-41)$$

Si l'on considère que la cavité est symétrique on a alors:

$$R_1 = R_2 = R_s \text{ et } T_1 = T_2 = T_s$$

ce qui conduit à:

$$T = \frac{T_s^2}{(1 - R_s)^2} \left/ \left(1 + \frac{4R_s}{(1 - R_s)^2} \times \sin^2 \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \delta \right) \right) \right. \quad (I-42)$$

Si l'on pose :

$$F = \frac{4R_s}{(1 - R_s)^2} \quad (I-43)$$

on obtient une expression simple de T:

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2 \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \delta \right)} \quad (\text{car } R_s = 1 - T_s \text{ pas d'absorption}) \quad (I-44)$$

ce qui permet d'établir la condition de transmission maximale :

$$\sin^2 \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} - \delta \right) = 0 \quad (I-45)$$

d'où:

$$\delta_m = \frac{2\pi nd}{\lambda_m} = m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \quad \text{avec } m=0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (I-46)$$

La transmission sera égale à 1 et la réflectivité à 0 pour les longueurs d'onde λ_m vérifiant la condition de résonance ci-dessus. Celle-ci dépend donc de la valeur des déphasages à la réflexion sur les deux miroirs enserrant la couche centrale. La cavité étant symétrique, les déphasages ϕ_1 et ϕ_2 sont égaux ; leur somme sera donc égale à 0 ou à 2π , ce qui conduit à la condition suivante sur δ :

$$\delta_m = \frac{2\pi nd}{\lambda_m} = m\pi \quad m=1,2,3\dots \quad (I-47)$$

d'où :

$$d = m \left(\frac{\lambda_m}{2n} \right) \quad m=1,2,3\dots \quad (I-48)$$

Les pics successifs de T sont appelés des franges et m est l'ordre de la frange considérée. On peut voir sur la figure I-18 le spectre de transmission (traits pleins) et de réflexion (traits pointillés) de la cavité ; il présente des résonances à des positions équidistantes en fréquence ν_m correspondant aux longueurs d'onde λ_m .

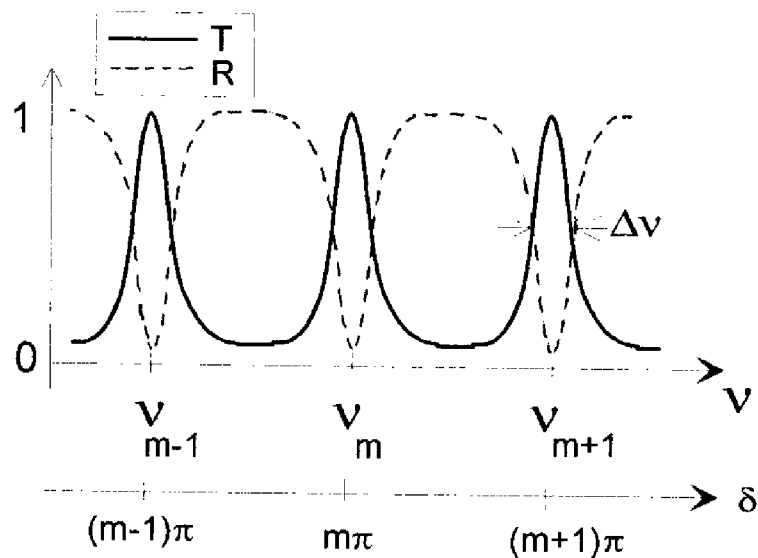


Figure I-17 : Transmission et réflectance d'une cavité Fabry-Pérot sans pertes

Plus la valeur du paramètre F augmente, plus les pics seront fins. Si $R_s=1$, F est infini et les pics sont très étroits. Le rapport entre la séparation entre deux franges successives à la largeur d'une frange mesurée à mi-hauteur est appelé la finesse. On montre qu'elle est égale à [1]:

$$\mathfrak{F} = \frac{\nu_m - \nu_{m-1}}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R_s}}{(1 - R_s)} \quad (I-49)$$

C'est un paramètre important qui permet de quantifier la performance d'une cavité Fabry-Pérot. La finesse est d'autant plus élevée que la cavité est épaisse et que la réflectivité des miroirs

est grande. Afin d'augmenter R_s , et par conséquent la finesse, sans introduire de pertes dues à l'absorption, on peut insérer le filtre Fabry-Pérot entre deux réflecteurs de Bragg transparents de réflectivité élevée centrés sur λ_0 (afin de ne pas introduire de déphasages non multiples de π) (figure I-19). Notons alors que dans ce cas, la cavité Fabry-Pérot est distribuée : elle comprend à la fois la zone centrale (ou zone active), les deux réflecteurs de Bragg et le substrat de dépôt. Si ce dernier n'est pas transparent, l'épaisseur de la première couche qui le recouvre doit être calculée pour que l'absorption du substrat ne provoque pas de déphasages aux interfaces.

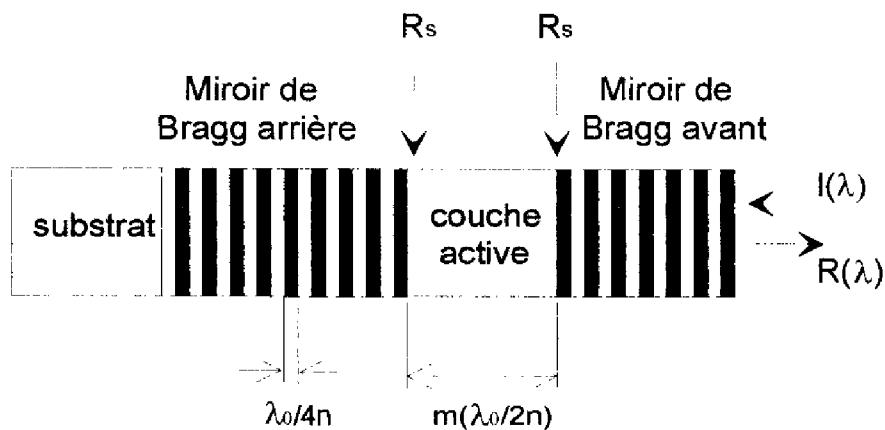


Figure I-19 : Description d'une cavité Fabry-Pérot distribuée symétrique
(Couche active $n=3.5$ / Réflecteurs $n_I=3$ $n_T=3.4$ / substrat $n=3.5$)

Nous utilisons des structures fonctionnant en réflexion, mais si l'on désire obtenir des structures Fabry-Pérot fonctionnant en transmission, il faut éliminer le substrat (par "lift-off epitaxy" [14] par exemple).

La cavité Fabry-Pérot est dite symétrique car $R_1=R_2=R_s$. Notons que la symétrie n'est pas géométrique car les milieux incident et final sont différents : dans le cas de la figure I-19, le réflecteur arrière (en contact avec le substrat) nécessite plus de périodes que le réflecteur avant (en contact avec l'air).

Si l'on trace l'évolution pour λ_0 de la réflectivité R d'une telle cavité lors de son dépôt (cf. figure I-20), on observe tout d'abord la construction du réflecteur de Bragg arrière, donc une augmentation progressive de R à la fin de chaque couche supplémentaire d'indice élevé, puis

après le dépôt de la couche active, un minimum à la fin de chaque couche d'indice élevé du miroir avant (interférence destructive). La valeur de ce minimum va diminuer jusqu'à ce que la condition de résonance soit atteinte ($R_1=R_2$) : R est égale à 0.

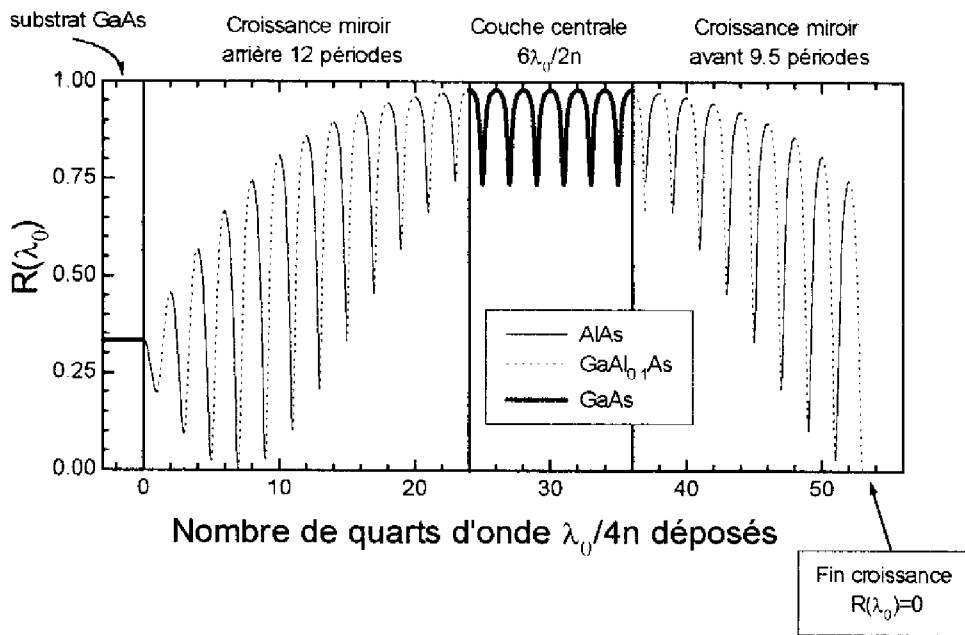


Figure I-20: Evolution de la réflectivité d'une cavité Fabry-Pérot distribuée à couche centrale en GaAs d'ordre $m=6$ avec 12 périodes (AlAs/Ga_{0.9}Al_{0.1}As) pour le réflecteur de Bragg arrière et 9.5 périodes (Ga_{0.9}Al_{0.1}As/AlAs) pour le réflecteur de Bragg avant.

On peut également observer l'évolution de l'admittance Y lors de la construction de la structure sur la figure I-20. Pour plus de clarté, nous n'avons pas tracé Y pour le réflecteur arrière (qui est similaire à la figure I-14). Le point de départ est donc $Y=95$ ($R=0.96$). La couche active dont l'épaisseur est égale à $6(\lambda/2n)$ ne change pas la valeur de Y mais inverse son sens de variation pendant la croissance du miroir avant, ce qui implique qu'à la fin du réflecteur de Bragg avant, la valeur de Y est égale à 1: la réflectivité d'un matériau équivalent d'indice égal à celui de l'air est donc bien nulle (cf. paragraphe I.2.3. a).

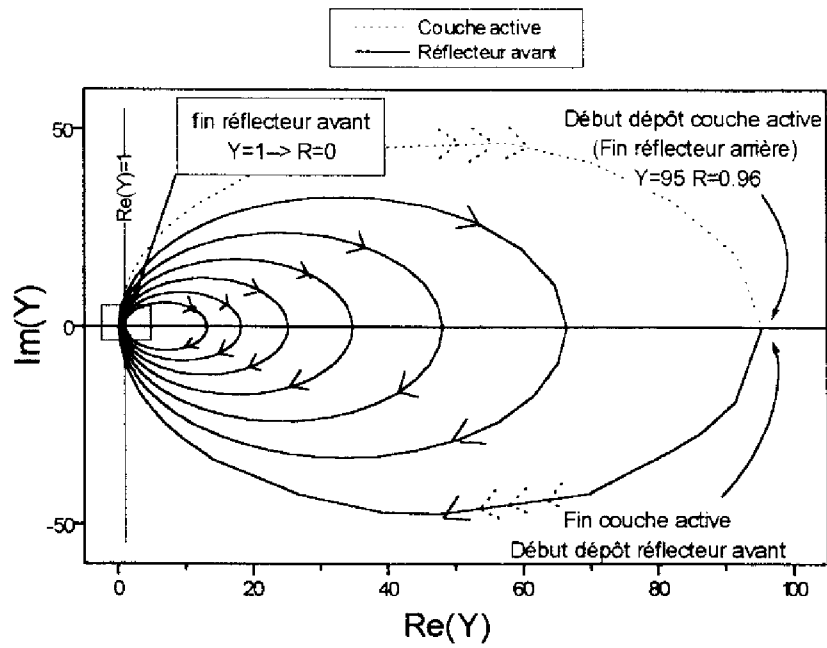


Figure 1-20 a) : Evolution de Y pour la couche active et le réflecteur avant d'une structure Fabry-Pérot symétrique

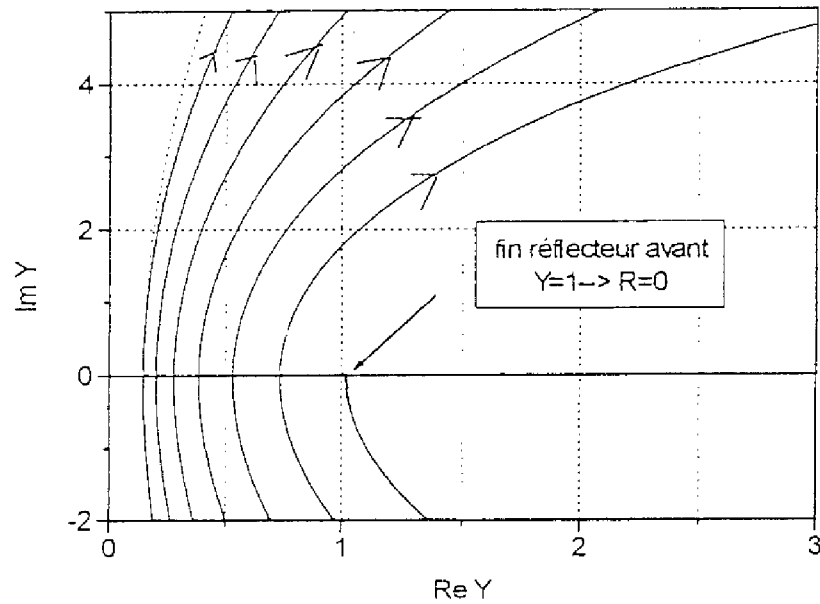


Figure 1-20 b) :Agrandissement de la figure 1-20-a : Y est égal à 1 à la fin de la croissance.

b) Absorption non nulle

Dans le cas où $\alpha \neq 0$, les conditions de résonance de la réflectivité et de la transmission de la cavité sont modifiées. On montre que la réflectivité d'une telle structure s'écrit [15] :

$$R = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} e^{-2\alpha d} \cos 2\delta)^2 + R_2 e^{-2\alpha d} \sin^2 2\delta}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-2\alpha d} \cos 2\delta)^2 + R_1 R_2 e^{-2\alpha d} \sin^2 2\delta} \quad (I-50)$$

Si la condition de résonance précédente est respectée :

$$d = m \left(\frac{\lambda_m}{2n} \right) \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (I-48)$$

cette expression se simplifie :

$$R(\lambda_m) = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} e^{-2\alpha d})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-2\alpha d})^2} \quad (I-51)$$

Il faut dans ce cas satisfaire une deuxième condition pour annuler la réflectivité, car on doit tenir compte de l'atténuation de l'amplitude de l'onde qui traverse deux fois la cavité absorbante d'où :

$$R_1(\lambda_0) = R_2(\lambda_0) e^{-2\alpha d} \quad (I-52)$$

d étant l'épaisseur de la couche active.

La structure est alors asymétrique et sa finesse est plus faible que dans le cas symétrique :

$$\mathfrak{F} = \frac{\nu_m - \nu_{m-1}}{\Delta\nu} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}} \quad (I-53)$$

Le réflecteur supérieur doit avoir une réflectance beaucoup plus faible que le réflecteur inférieur (figure I-22). Le choix du nombre de périodes du réflecteur avant devra être judicieux car il dépend de la valeur de l'absorption dans la couche active, qu'il faut donc connaître avec précision.

Un exemple de spectre de réflectivité large bande de ce type de structure est tracé sur la figure I-23: on observe une forme particulière des pics secondaires. Ceci est dû au fait que les deux réflecteurs n'ont pas le même spectre en dehors du plateau.

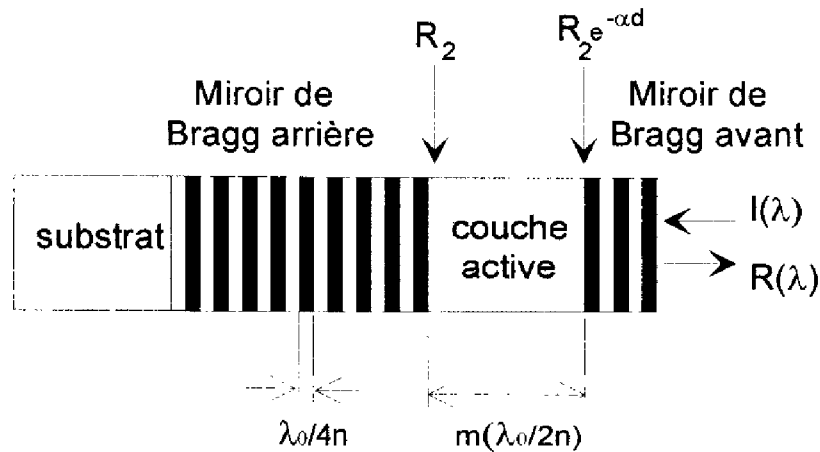


Figure I-22 : Description d'une cavité Fabry-Pérot distribuée asymétrique (Couche active $n=3.5$ / Réflecteurs $n_L=3$ $n_H=3.4$ / substrat $n=3.5$)

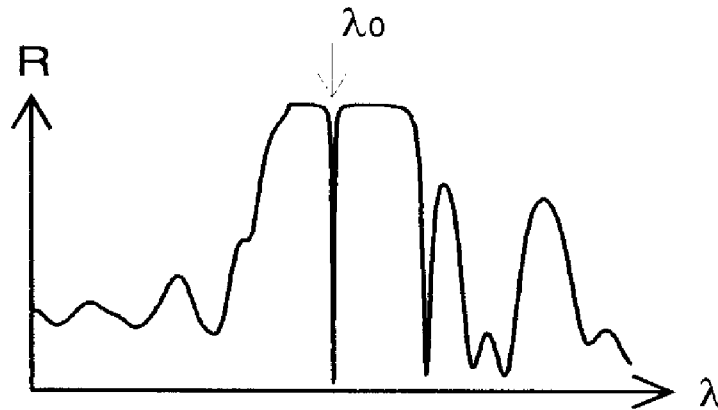


Figure I-23 : Spectre de réflectivité d'une structure Fabry-Pérot asymétrique à cavité GaAs centré sur 885 nm (Réflecteurs en GaAs/AlAs Périodes arrière : 10, périodes avant : 6)

CONCLUSION

Nous avons montré que l'on peut concevoir des cavités Fabry-Pérot distribuées à base de (Ga,Al)As résonantes pour une longueur d'onde donnée et qui présentent le spectre de réflectivité requis pour un modulateur tout optique tel qu'il est défini dans l'avant-propos de ce mémoire.

Nous avons en particulier mis en évidence l'influence considérable de l'absorption du matériau utilisé dans la zone active et dans les réflecteurs de Bragg qui l'entourent, sur les conditions de résonance de la cavité et sur son caractère asymétrique.

Pour utiliser un tel dispositif en modulateur, il faut pouvoir modifier l'indice de réfraction n ou le coefficient d'absorption α de la zone active en détruisant les conditions de résonance avec des faisceaux optiques de commande d'énergie faible. Nous devons donc modéliser le comportement optique d'une cavité Fabry-Pérot sous excitation optique. Pour cela, nous avons choisi de conserver le formalisme d'Abélès présenté dans ce chapitre, mais nous avons dû étudier les propriétés optiques des semiconducteurs excités, afin d'introduire dans ce formalisme les nouvelles valeurs de n et α sous excitation. Cette étude fait appel à des modélisations complexes que nous allons à présent décrire. Nous utiliserons ensuite l'ensemble des résultats obtenus pour concevoir la structure la plus adaptée à l'application désirée.

Références

1. H.A. Macleod
"Thin-film optical filters"
Adam Hilger Ltd, second edition, Bristol, 1986
2. J.D. Rancourt
"Optical thin film user's handbook"
McGraw-Hill, New York, 1987
3. M. Born et E. Wolf
"Principles of Optics"
Pergamon Press, sixth edition, Oxford, 1980
4. F. Abélès
Annales de Physique , vol. **5**, 596-706 (1950)
5. H.C. Casey, D.D. Sell et M.B. Panish
Appl. Phys. Lett. , vol. **24**, no. 63, (1974)
6. H.C. Casey, D.D. Sell et K.W. Wecht
J. App. Phys. , vol. **46**, 250 (1975)
7. D.E. Aspnes et A.A. Studna
Phys. Rev. , vol. **B27**, 985 (1983)
8. M.A. Afromowitz
Sol. St. Comm. , vol. **15**, 59-63 (1974)
9. M. Erman et J.B. Theeten
Surf. Sci. , vol. **135**, 353 (1983)
10. F. L. Terry Jr.
J. Appl. Phys. , vol. **70**, no. 1, 409-417 (1991)
11. B.R. Bennet et R.A. Soref
IEEE J. Quantum Electron. , vol. **QE-23**, 2159 (1987)
12. S. Adachi
J. Appl. Phys. , vol. **58**, no. 3, R1-R29 (1985)
13. J.P. Van der Ziel et M. Ilegems
Appl. Opt. , vol **14**, 2627 (1975)
14. L. Buydens, P. Demeester et P.V. Daele
Optical and Quantum Electronics , vol. **24**, S167-S175 (1992)
15. J.L. Iehl Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (1994)

CHAPITRE II
PROPRIETES OPTIQUES DES
SEMI-CONDUCTEURS EXCITES
CONCEPTION DE MODULATEURS FABRY-PEROT

Dans ce chapitre, nous allons décrire les phénomènes optiques qui apparaissent lors de l'excitation d'un semi-conducteur, notamment dans le cas du GaAs, qui constituera la couche active du modulateur que nous désirons réaliser.

Nous exposerons tout d'abord les outils de modélisation que nous avons utilisés pour calculer l'indice complexe de GaAs sous excitation lumineuse. Bien que notre objectif soit de concevoir des modulateurs à commande optique, nous exposerons également les effets électro-optiques apparaissant lors de l'application d'un champ électrique. En effet, nous verrons que pour obtenir des énergies de commande optique minimales, la pré-polarisation du matériau avec un champ électrique externe permet d'améliorer l'amplitude de la modulation.

Nous présenterons pour chacun des cas des résultats de modélisation qui mettent en évidence la forte non linéarité des indices optiques de GaAs au voisinage du gap. Nous aborderons également le cas des structures bidimensionnelles où le confinement permet d'obtenir des effets non linéaires particuliers.

L'ensemble de ces modèles sera ensuite intégré au programme de calcul de la réflectivité basé sur le formalisme d'Abélès, ce qui nous permettra de définir une structure Fabry-Pérot optimisée, dont nous présenterons les caractéristiques.

II.1 EXCITATION LUMINEUSE D'UN SEMI-CONDUCTEUR

Lorsque l'on excite un semi-conducteur avec un flux lumineux d'énergie supérieure à son énergie de bande interdite E_G , on provoque une photogénération de porteurs dans le matériau, ce qui se traduit par une augmentation de la densité du plasma électron-trou. On peut observer trois régimes successifs :

- à faible densité, l'absorption est due aux états excitoniques et aux paires électron-trou non liées. Pour fixer les idées, ce régime s'applique lorsque la distance interparticulaire est supérieure au rayon de Bohr a_B de l'exciton, c'est à dire lorsque $\rho a_B^3 \ll 1$, où ρ est la densité du plasma.

- Lorsque la distance interparticulaire est de l'ordre de grandeur du rayon de Bohr ($\rho a_B^3 \approx 1$), les états excitoniques disparaissent (transition de Mott). L'absorption est, dans ce cas, due exclusivement aux paires dissociées. Il y a lieu à ce stade de considérer les effets suivants pour décrire correctement l'absorption :
 - la réduction du gap en présence de plasma (renormalisation du gap).
 - l'écrantage de l'interaction de Coulomb par les porteurs, ce qui entraîne une diminution de l'absorption.
- A très forte densité (pour GaAs à 300K quand $\rho > 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), il y a inversion de population au voisinage du gap, si bien que l'on passe d'un régime d'absorption à un régime d'émission stimulée.

Nous allons montrer comment l'interaction coulombienne électron-trou peut être intégrée dans un modèle analytique de calcul de l'absorption afin de pouvoir simuler le comportement optique d'un semi-conducteur sous excitation lumineuse dans toutes les gammes de densité.

II.1.1 Coefficient d'absorption sous excitation lumineuse

Le but de cette étude est d'établir une expression de l'absorption utilisable par un logiciel de calcul de la réflectivité et qui soit valable pour des densités de plasma électron-trou allant de $\rho=0$ (régime excitonique) à $\rho > 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (régime dégénéré).

Le coefficient d'absorption peut s'écrire :

$$\alpha_0 = \alpha_{\text{exciton}} + \alpha_{\text{continuum}} \quad (\text{II.1})$$

α_{exciton} étant la contribution des états liés à l'absorption et $\alpha_{\text{continuum}}$ celles des états non liés (Figure II.1). L'absorption excitonique est constituée de n raies discrètes aux énergies E_n (modèle de Wannier):

$$\alpha_{\text{exciton}}(\hbar\omega, \rho=0) = \sum_n \frac{1}{\pi n a_B^3} \delta(\hbar\omega - E_n) \quad \text{où } E_n = \frac{R_H}{n^2} \quad (\text{II.2})$$

où $\hbar\omega$ est l'énergie à laquelle on calcule l'absorption,

R_H et a_B sont respectivement l'énergie du Rydberg et le rayon de Bohr.

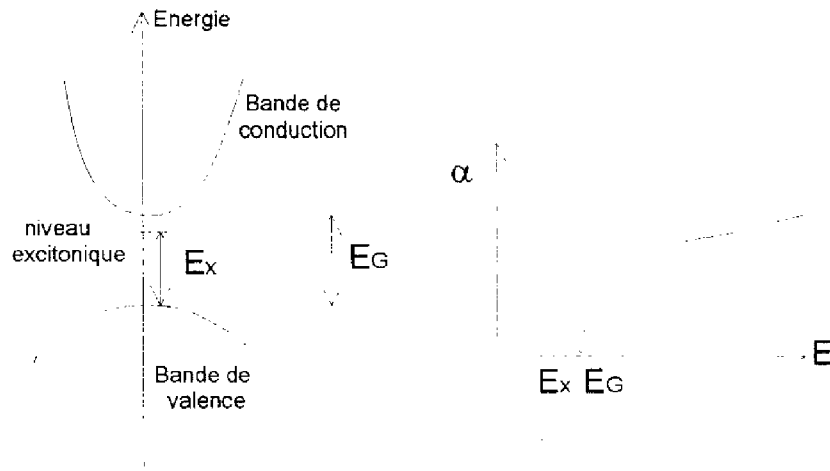


Figure II-1 : Absorption du continuum et absorption excitonique dans un semi-conducteur à bande directe.

Pour un semi-conducteur à bande parabolique et à gap direct, on exprime souvent l'absorption due aux états dissociés $\alpha_{\text{continuum}}$ sous la forme:

$$\alpha_{\text{continuum}}(\hbar\omega, \rho = 0) = \begin{cases} 0 & \text{si } \hbar\omega \leq E_G \\ \alpha^* \sqrt{\hbar\omega - E_G} [1 - f_v - f_c] & \text{si } \hbar\omega > E_G \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

où α^* est un paramètre ajustable,

E_G l'énergie de bande interdite (gap) du matériau,

f_v et f_c les fonctions d'occupation, respectivement des trous dans la bande de valence et des électrons dans la bande de conduction.

L'équation (II-3) est obtenue grâce à un modèle qui considère les trous et les électrons comme des particules indépendantes (approximation de Hartree-Fock). Cependant, les interactions coulombiennes ne peuvent être négligées, puisque ce sont elles qui par exemple expliquent la formation des excitons. Il faut donc introduire un terme prenant en compte le potentiel coulombien effectif écranté entre l'électron et le trou. Il faut de plus considérer la variation de l'énergie E_G avec la densité.

C'est un problème assez ancien et difficile qui a fait l'objet de nombreuses publications au cours des vingt dernières années. [1-12]. Il consiste soit à résoudre l'équation de Schrödinger pour la paire électron-trou en incluant un potentiel électron-trou effectif, et à sommer sur tous les états liés et non liés pour obtenir l'absorption, soit à calculer la susceptibilité interbande $\chi(\omega)$ par des formalismes complexes (seconde quantification, fonctions de Green) et des traitements numériques très lourds à appliquer. On calcule ensuite α grâce à la relation suivante :

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\omega}{cn(\omega)} \text{Im}(\chi). \quad (\text{II.4})$$

Des travaux ont montré [8] que la méthode du potentiel effectif donne des résultats voisins de ceux obtenus par un traitement numérique complet. L'absorption totale s'exprime dans ce cas sous la forme :

$$\alpha(\hbar\omega, \rho) = \alpha_{\text{exciton}}(\hbar\omega, \rho) + \alpha_c(\hbar\omega, \rho) \quad (\text{II.5})$$

$$\text{avec } \alpha_c(\hbar\omega, \rho) = \text{CEF}(\hbar\omega, \rho) \alpha_c(\hbar\omega, \rho = 0) \quad (\text{II.6})$$

où α_{exciton} est recalculée en tenant compte de la renormalisation du gap et α_c est l'absorption linéaire donnée par l'expression (3) en considérant également la variation de E_G avec ρ . CEF est le facteur de Coulomb (Coulomb Enhancement Factor) qui prend en compte l'influence du couplage coulombien électron-trou sur l'absorption du continuum (théorie d'Elliot [1]). Banyai et Koch [8] ont donné une expression simple du CEF conduisant à une bonne simulation des spectres d'absorption mesurés pour GaAs :

$$\text{CEF}(\hbar\omega, \rho) = \frac{\sinh(\pi g \sqrt{x})}{\cosh(\pi g \sqrt{x}) - \cos(\pi \sqrt{4g - xg^2})} \frac{2\pi}{\sqrt{x}} \quad (\text{II.7})$$

$$\text{avec } x = \frac{\hbar\omega - E_G(\rho)}{R_H} > 0.$$

Dans la limite $\rho=0$, on retrouve l'expression analytique établie par Elliot :

$$\text{CEF}(\hbar\omega, \rho = 0) = \frac{\lambda e^\lambda}{\sinh(\lambda)} \text{ avec } \lambda = \pi \sqrt{\frac{R_H}{\hbar\omega - E_G}} = \frac{\pi}{\sqrt{x}} \quad (\text{avec } \hbar\omega > E_G) \quad (\text{II.8})$$

C'est ce modèle que nous avons adopté dans nos calculs en y incluant un second paramètre ajustable Γ , qui permet de prendre en compte le fait que le seuil d'absorption ne

démarré pas de façon abrupte au niveau du gap optique. Ce paramètre Γ , qui dépend du dopage du matériau ainsi que de la densité de plasma photogénéré, agit sur la raideur de ce seuil. Il permet de modéliser également la queue d'absorption exponentielle observée expérimentalement en dessous du gap (queue de Urbach) [13-14].

L'expression finale de l'absorption pour une densité de plasma donnée ρ et une énergie $\hbar\omega$ s'écrit donc :

$$\alpha_{\text{exciton}} = 4\pi\alpha^* \sum_{1 \leq n < \sqrt{g}} \left[\frac{1}{n} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{n^2}{g^2} \right) \frac{R_H^{3/2}}{\pi\Gamma(\rho)} \cosh^{-1} \left(\frac{\hbar\omega - E_n(\rho)}{\Gamma(\rho)} \right) \right] \quad (\text{II.9})$$

avec :

$$E_n(\rho) = E_G(\rho) - \frac{R_H}{n^2} \left(1 - \frac{n^2}{g} \right)^2 \quad (\text{II.10})$$

$$\text{avec } n = 1, 2, 3, \dots \text{ et } g = \frac{12}{\pi^2 a_B q_D}$$

q_D étant le vecteur d'écran de Debye-Hückel.

$$\text{et: } \alpha_c(\hbar\omega, \rho) = \frac{1}{\pi\Gamma(\rho)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{CEF}(\hbar\omega') \alpha_c(\hbar\omega', \rho=0)}{\cosh\left(\frac{\hbar\omega' - \hbar\omega}{\Gamma(\rho)}\right)} d(\hbar\omega') \quad (\text{II.11})$$

La renormalisation du gap $E_G(\rho)$ a été calculée à partir d'une approche de Zimmermann [15]. Les résultats de modélisation utilisant ce formalisme pour l'absorption de GaAs à 300K sont représentés sur la figure II-2. Le paramètre Γ a été choisi tel que: $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1 \rho$ avec $\Gamma_0 = 1 \text{ meV}$ et $\Gamma_1 = 2 \times 10^{-18} \text{ meV/cm}^3$ pour être en accord avec les résultats expérimentaux publiés dans la littérature [16-19].

Ces résultats confirment que les variations de l'absorption sont importantes au voisinage du gap pour des densités de porteurs supérieures à 10^{16} cm^{-3} . On observe également le phénomène d'émission stimulée ($\alpha < 0$) à 300K pour des densités supérieures à $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ entre 880 et 900 nm.

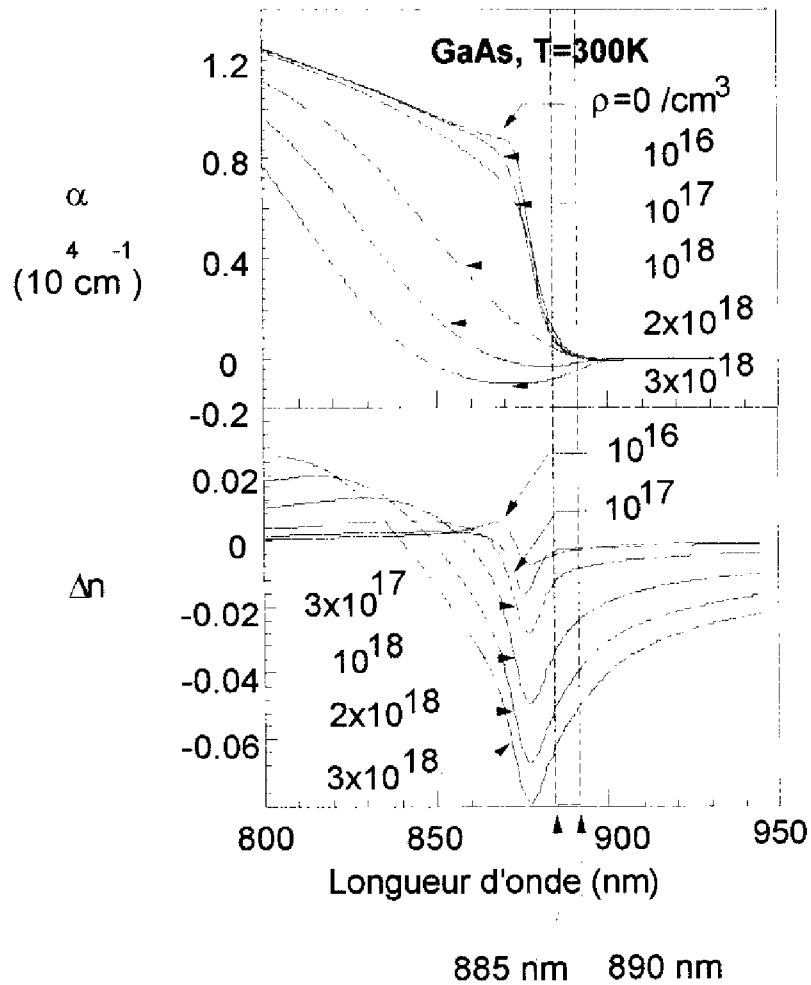


Figure II-2 : Modélisation de l'absorption α et de l'indice de réfraction différentiel Δn de GaAs massif à 300K en présence de densités de porteurs photogénérés comprises entre 0 et $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

II.1.2 Indice de réfraction sous excitation lumineuse

L'indice de réfraction d'un matériau peut toujours être décomposé selon la formule:

$$n(\hbar\omega) = n_0(\hbar\omega) + \Delta n(\hbar\omega) \quad (\text{II.12})$$

où n_0 est l'indice à l'équilibre du matériau et Δn la perturbation introduite par une excitation, qu'elle soit d'origine optique ou électrique. Nous avons utilisé pour modéliser n_0 le modèle d'Fromowitz [20] dans sa forme la plus complète en dessous du gap et les résultats expérimentaux en dessus du gap (cf. Chapitre I paragraphe I.4.1).

La variation de l'indice de réfraction en présence de paires électron-trou se déduit quant à elle de celle de l'absorption par la transformation de Kramers-Kronig :

$$\Delta n(\hbar\omega) = \frac{c\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\hbar\omega')}{(\hbar\omega')^2 - (\hbar\omega)^2} d(\hbar\omega') \quad (\text{II.13})$$

On peut voir les résultats déduits de ces calculs sur la figure II-2. Ils ont été par ailleurs comparé avec les résultats de la littérature de façon satisfaisante. On peut constater que pour une densité de 10^{16} cm^{-3} , la variation de n au voisinage du gap est déjà considérable. Remarquons également que le sens et l'amplitude de cette variation sont très sensibles à la longueur d'onde et que les composants utilisant ces effets Δn et $\Delta\alpha$ devront être conçus pour fonctionner à une longueur d'onde parfaitement maîtrisée pour être en accord avec l'effet recherché.

En conclusion, on peut dire que l'injection optique de porteurs libres dans GaAs permet de modifier de façon significative l'absorption et l'indice au voisinage du gap optique notamment dans la zone 885-890 nm. Cependant, des densités de plasma photogénérées de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} sont un peu trop élevées pour l'application visée. En effet, le flux de commande d'un pixel élémentaire d'une porte optique doit être inférieur à $1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (cf. Avant Propos paragraphe A.2.), ce qui conduit à des densités de plasma maximales de $5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [21]. Il est toutefois possible d'améliorer la situation en prépolarisant le matériau avec un champ électrique statique. Nous allons donc exposer maintenant les effets électro-optiques induits par un champ électrique.

II.2 EFFET ELECTRO-OPTIQUE DANS UN SEMI-CONDUCTEUR MASSIF (EFFET FRANZ-KELDYSH)

La modification des propriétés optiques au voisinage du gap des semi-conducteurs induite par un champ électrique a pour la première fois été étudiée par W.Franz et L.V.Keldysh en 1958 [22-23]. L'effet "Franz-Keldysh" se traduit par un décalage du seuil d'absorption du matériau vers les grandes longueurs d'onde en faisant intervenir un processus tunnel induit par le champ électrique. En effet, sous l'action du champ, la probabilité de

création d'une paire électron-trou augmente, même lorsque l'énergie des photons est inférieure à celle de la bande interdite E_G . (cf. figure II-3).

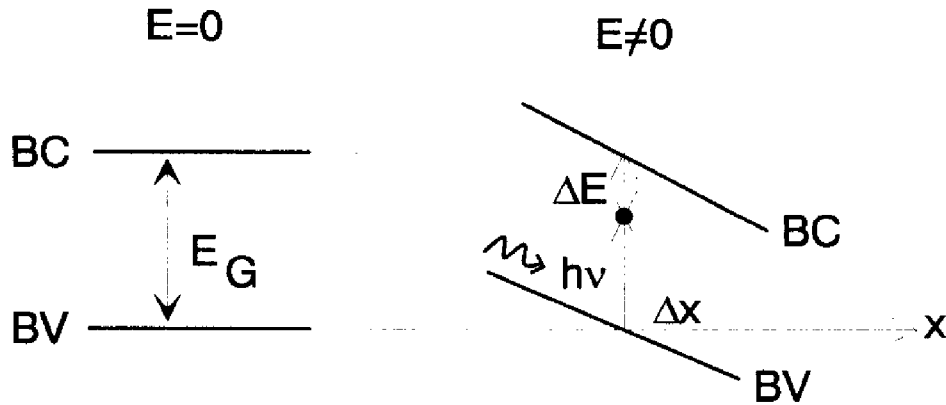


Figure II-3: Description de l'effet Franz-Keldysh

Ce phénomène entraîne une modification des transitions en étendant le seuil d'absorption dans la bande interdite. Le spectre d'absorption présente de plus des oscillations dont la période dépend du champ électrique appliqué. Les variations de α et de n sont dans ce cas nommées respectivement électroabsorption et électroréfraction. De façon analogue au cas de l'excitation lumineuse, nous allons exposer les outils de calcul que nous avons utilisés pour calculer l'absorption et l'indice de réfraction de GaAs sous excitation électrique.

II.2.1 Coefficient d'absorption sous champ électrique

Nous avons utilisé une approche semi-quantique due à H.D. Rees [24], qui relie le coefficient d'absorption sous un champ électrique E : $\alpha(\hbar\omega, E, \rho)$, au coefficient d'absorption en champ nul $\alpha(\hbar\omega, E=0, \rho)$ (calculé au § II.1.a) par la relation suivante:

$$\alpha(\hbar\omega, E) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\hbar\omega_2, E=0) * \text{Ai}[C(\hbar\omega_2 - \hbar\omega)] d\hbar\omega_2 \quad (\text{II.14})$$

où Ai est la fonction d'Airy

et C telle que $C^3 = \frac{32\pi^2\mu}{h^2e^2E^2}$ (μ masse effective du matériau).

Cette approche tient compte de l'influence du couplage coulombien entre l'électron et le trou sur l'absorption du continuum puisque $\alpha(\hbar\omega, E=0, \rho)$ comprend le terme CEF, mais également de l'élargissement du seuil d'absorption et de la queue de Urbach (paramètre Γ).

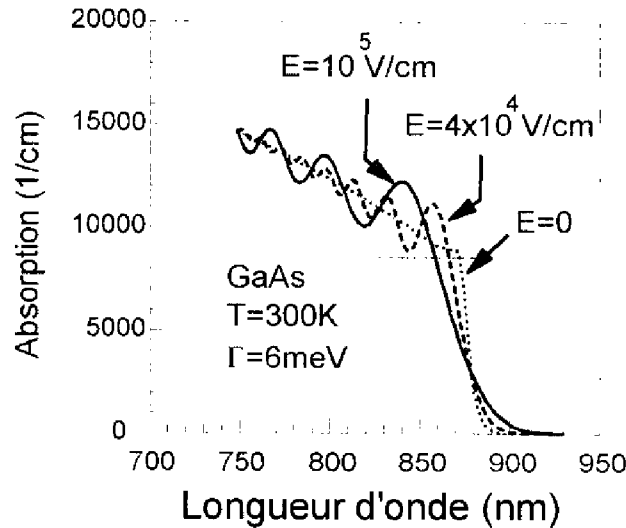


Figure II-4: Absorption calculée de GaAs à 300K soumis à un champ électrique compris entre 0 et 10^5 V/cm. On a supposé ici qu'il n'y a pas de paires électron-trou photogénérées dans le matériau ($\rho=0$).

Cette expression est en bon accord avec les mesures effectuées sur GaAs à 300K et l'on peut voir les résultats de modélisation sur la figure II-4. On observe les oscillations de Franz-Keldysh qui sont plus évidentes lorsque l'on trace l'absorption différentielle pour des champs de $4 \cdot 10^4$ et 10^5 V/cm (figure II-5). Les variations les plus importantes de l'absorption interviennent entre 870 et 890 nm, domaine spectral qui sera donc le plus intéressant pour obtenir des effets de modulation.

II.2.2 Indice de réfraction sous champ électrique

Comme dans le paragraphe II.1, on déduit la variation de l'indice de celle de l'absorption par la transformation de Kramers-Kronig (relation II-13). Les résultats de ce calcul sont représentés sur la figure II-6.

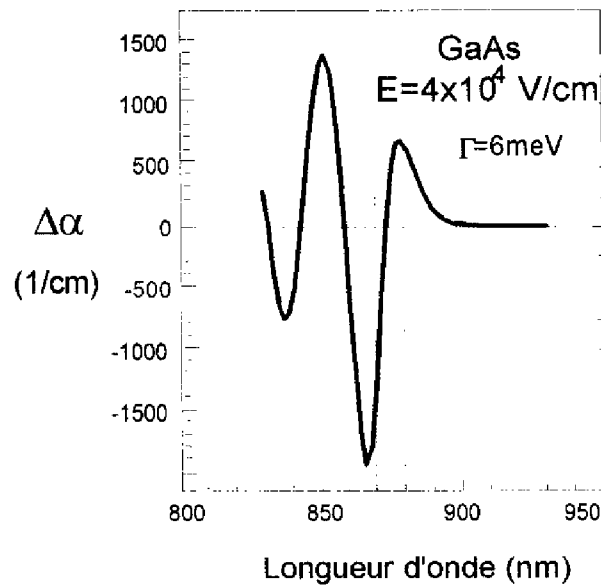


Figure II-5: Absorption différentielle calculée de GaAs pour un champ électrique de $4 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$.

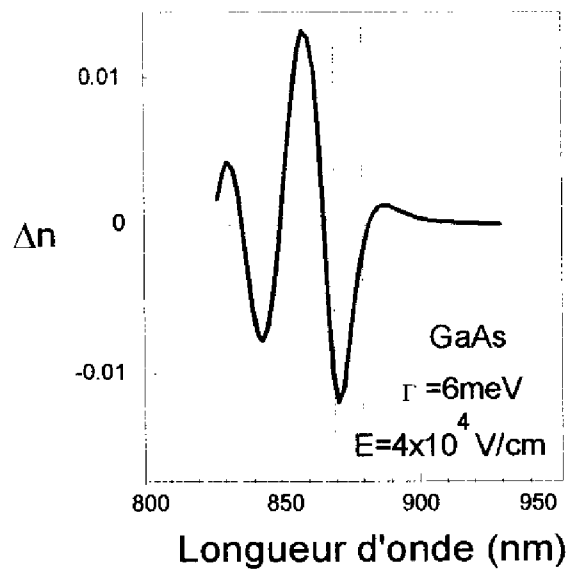


Figure II-6 : Indice différentiel calculé de GaAs en présence d'un champ électrique

Comme dans le cas de l'absorption, les variations les plus intéressantes ont lieu entre 870 et 890 nm avec un maximum autour de 873 nm (énergie de bande interdite de GaAs). Les calculs prévoient que l'on peut obtenir des variations du coefficient d'absorption de plusieurs centaines voire de milliers de cm^{-1} ainsi que des variations d'indice atteignant 1%

par application d'un champ électrique compris entre 10^4 et 10^5 V/cm. Ceci a déjà été démontré expérimentalement par Tayebati. [25]

II.2.3 Effets électro-optiques dans les hétérostructures confinées

Dans les structures comportant des puits quantiques, les propriétés optiques sont profondément modifiées par les fortes interactions excitoniques entre les porteurs dans les bandes de valence et de conduction. En effet, le confinement des porteurs dans ces structures favorise la création d'excitons à température ambiante. Le spectre d'absorption présente alors des raies excitoniques prononcées.

Si l'on applique un champ électrique perpendiculairement aux couches, les potentiels de confinement sont modifiés et ces raies excitoniques sont déplacées en même temps que le seuil d'absorption : c'est l'effet Stark confiné (Quantum Confined Stark Effect [26-27]). Le calcul de l'absorption dans une zone constituée de puits quantiques est plus complexe que pour une zone massive. Il faut considérer le déplacement des niveaux excitoniques avec le champ électrique. L'approche usuelle consiste à résoudre l'équation de Schrödinger pour les porteurs libres et l'exciton dans le puits. De récents travaux [21] montrent que l'on peut obtenir des variations de l'absorption de 300 à 500 cm^{-1} par l'application d'un champ électrique de 10^4 V/cm au voisinage de 870 nm pour un puits de 300 Å de GaAs. La modulation de l'absorption nécessite ici une énergie de commande plus faible que dans le matériau massif, c'est pourquoi de nombreux modulateurs utilisant cet effet ont été conçus tels que les SEED (Self Electrooptic Effect Device) [28-29] sur lesquels on applique un champ électrique externe variable ; et les structures à puits quantiques à modulation de dopage (structures δ -dopées [30]) où les capacités d'électroabsorption excitoniques sont accrues. Cependant, ces phénomènes n'apparaissent que dans une région spectrale restreinte comprise entre l'énergie de bande interdite du matériau barrière et environ 100 meV en dessous de la raie excitonique la plus faible.

Les dispositifs utilisant ces effets fonctionnent en général à la longueur d'onde correspondant à la première transition excitonique électron-trou lourd. Or le positionnement des longueurs d'onde des raies excitoniques est très sensible aux variations d'une à deux monocouches des épaisseurs des puits quantiques (qui sont de l'ordre de quelques dizaines d'Å) de sorte que si ces épaisseurs ne sont pas totalement maîtrisées, le dispositif sera inopérant à la longueur d'onde visée. Ce sont donc des structures très difficiles à réaliser si l'on désire obtenir une longueur d'onde de fonctionnement précise ou un effet de modulation important.

II.3 MODULATION DES PROPRIETES OPTIQUES PAR ECRANTAGE D'UN CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE

II.3.1 Cas du matériau massif

L'idée de combiner une commande optique à l'application d'une tension continue repose sur le fait que dans une structure polarisée soumise à une excitation lumineuse, les charges photogénérées en volume sont déplacées par le champ électrique statique et s'accumulent aux extrémités de la couche active, si bien que l'on se retrouve rapidement dans la situation d'une zone excitée sans charge sauf au voisinage immédiat des bords. (cf. Figure II-7).

La largeur de la zone sur laquelle les charges sont confinées est de l'ordre de 30 Å pour des faibles densités de plasma [21]. Lorsque la densité de porteurs photogénérée augmente, il y a écrantage partiel, puis total du champ électrique externe par le contrechamp lié au déplacement des charges vers les extrémités. Même lorsqu'on écrante 80% du champ, la largeur de la zone de confinement des charges ne dépasse pas 200 Å, ce qui implique que dans l'immense volume de la zone excitée (dans le cas d'une structure classique l'épaisseur de la zone est de l'ordre de 1µm), il n'y a aucune charge libre.

Les effets de modulation des propriétés optiques ne sont donc pas liés ici aux charges photogénérées mais à l'écrantage du champ externe, ce qui permet d'obtenir des amplitudes

de modulation Δn et $\Delta\alpha$ de l'ordre de celles obtenues par excitation électrique tout en conservant une commande optique de faible énergie : on réalise ici un effet anti-Franz-Keldysh par commande optique et une opération logique NON ET.

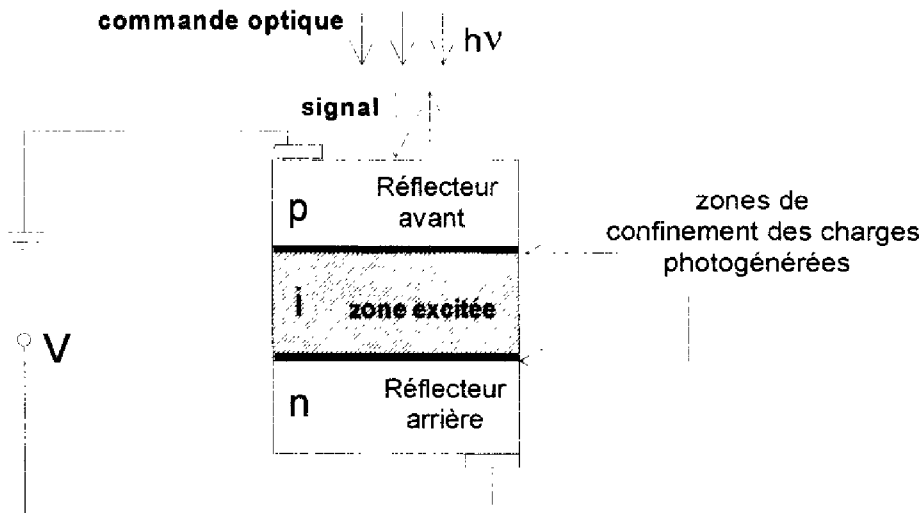


Figure II-7 : Modulateur électro-optique par écrantage du champ statique

On peut estimer simplement le contrechamp d'écrantage E_{cc} qui s'oppose au champ initial E_0 en supposant que la zone excitée se comporte comme un condensateur plan. On montre ainsi que l'on peut écranter 80% d'un champ électrique égal à 10^4 V/cm si $\sigma = 5 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} [21]. L'énergie requise pour photogénérer cette densité de porteurs est faible : les calculs prévoient que si l'on place le point de fonctionnement près du gap optique de GaAs, on peut écranter le champ avec des flux incidents inférieurs au $\mu\text{J cm}^{-2}$. Cela suppose tout de même que les charges peuvent être déplacées et maintenues vers les extrémités dans un temps τ inférieur à leur durée de vie.

D'autre part, dans le cas d'une porte ET, pour laquelle la réflectivité à la résonance doit être nulle en régime statique (ce qui conduit théoriquement à un contraste infini), la prépolarisation du modulateur permet de "corriger" la résonance Fabry-Pérot. En effet, la valeur absolue de l'absorption n'étant pas connue de manière très précise dans la zone spectrale d'intérêt, il se peut que la réflectivité n'atteigne pas exactement zéro même lorsque

la structure a été élaborée conformément aux exigences. Il est alors possible d'utiliser un champ électrique statique pour modifier légèrement la position spectrale ou l'amplitude de la résonance.

II.3.1 Cas d'une structure quantique

On peut obtenir des variations importantes du coefficient d'absorption par application d'un champ électrique dans une structure quantique ; il est donc également intéressant de chercher à écranter le champ statique interne par photogénération de porteurs libres dans ce type de structure. Il s'agit donc ici de réaliser un effet anti-Stark. Ce phénomène a déjà été mis en évidence par photoluminescence sur des structures GaAlAs/GaInAs [31]. Dans ces structures, la séparation des charges est incomplète en raison de l'étroitesse des zones excitées c'est pourquoi les puits ne doivent pas être trop étroits. Des travaux récents [21] montrent que l'on peut écranter 20% du champ électrique de prépolarisation avec une densité de $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans un puits assez large (300 \AA), ce qui conduit à des variations de α de 300 à 500 cm^{-1} pour un champ appliqué de 10^4 V/cm .

La capacité de modulation des puits quantiques dans ce mode de fonctionnement ne semble donc pas vraiment supérieure à celle du matériau massif. Cependant, les faibles distances de déplacement des charges accélèrent les régimes transitoires et semblent plus compatibles avec la marche des modulateurs en régime subnanoseconde.

Notons que d'autres types de modulateurs ont été développés pour fonctionner de façon analogue : structures *nipi* (n-isolant-p-isolant) à modulation de dopage [32] (écranage du champ électrique interne) ou structures contraintes orientées (111) (écranage du champ piézo-électrique interne) [33-34].

Nous venons de passer en revue les différents effets sur l'absorption et l'indice de réfraction de GaAs induits par une excitation d'origine lumineuse ou électrique. Les résultats de modélisation montrent que l'on peut obtenir au voisinage du gap (entre 870 et 890 nm) des

variations $\Delta\alpha \approx -2000 \text{ cm}^{-1}$ et $\Delta n \approx 0.01$ pour des densités de plasma de 10^{17} cm^{-3} . De même on peut observer des variations de l'absorption de -3000 cm^{-1} et de l'indice de 0.03 pour des champs électriques de 10^5 V/cm .

De plus, l'absorption et l'indice de réfraction peuvent être fortement modulés sous éclairage avec des densités pouvant être inférieures à 10^{16} cm^{-3} si l'on prépolarise la zone active avant de la soumettre à une excitation lumineuse. D'autre part, le choix entre une zone active de type classique ou quantique reste ouvert car les calculs prévoient des performances presque équivalentes [35].

II.4 CONCEPTION DE MODULATEURS FABRY-PÉROT ASYMÉTRIQUES (AFPM) A CAVITÉ EN GaAs MASSIF

Dans ce paragraphe consacré au choix d'une structure à élaborer, nous allons réunir tous les résultats de calcul obtenus grâce aux modèles exposés précédemment pour définir la structure la plus adaptée à la fonction que nous recherchons. Nous nous efforcerons de mettre en évidence les tolérances maximales sur les épaisseurs ou les compositions de chacune des couches qui composent le modulateur afin de concevoir des structures dont l'élaboration est compatible avec l'état actuel des systèmes de dépôt de couches minces.

Pour l'ensemble de nos calculs, nous avons choisi une couche active en GaAs massif afin de faciliter la modélisation et la réalisation technologique de la structure complète.

Le premier choix à effectuer est celui de la longueur d'onde de fonctionnement λ_0 du dispositif. Nous traiterons successivement le fonctionnement d'un modulateur à cavité en GaAs massif pour trois longueurs d'onde (en dessus, au niveau et en dessous du gap) et en déduirons également la finesse nécessaire de la structure pour ces trois cas. Nous soulignerons en particulier que le choix d'une cavité légèrement asymétrique (Modulateur Asymétrique Fabry-Pérot ou AFPM) permet plus de marges d'erreur dans l'élaboration.

Notons que toutes les simulations considèrent que le substrat ainsi que les réflecteurs sont dopés, pour que la structure forme une sorte de diode PIN. Ainsi la commande pourra être indifféremment optique ou électrique.

II.4.1 Choix du point de fonctionnement

Il est clair que le domaine spectral d'intérêt pour la modulation est situé autour du gap de GaAs (870-890 nm) (cf. figures II-2, II-5, II-6). L'ensemble des simulations que nous avons réalisées montrent qu'au delà des variations possibles de n et de α , c'est surtout la finesse du composant qui détermine l'efficacité de modulation : plus la résonance à l'équilibre est fine, plus elle sera sensible à une variation des propriétés optiques de la cavité sous excitation optique modeste. L'augmentation de la finesse est limitée lorsque l'absorption est forte. Nous avons donc été amenés à travailler dans une zone de faible absorption de GaAs tout en restant proche du gap où l'on observe encore des non-linéarités de l'indice de réfraction n : la queue de Urbach.

- **Au dessus du gap** (λ_0 inférieure à λ_G , par exemple **870 nm**), l'absorption est très élevée (de l'ordre de 10000 cm^{-1}) ; il faut alors considérer une cavité Fabry-Pérot très asymétrique pour satisfaire la condition de résonance. La réflectivité du miroir supérieur étant peu élevée, la finesse de la structure sera également très faible et la largeur de la résonance élevée ($\Delta\lambda$ à mi hauteur $>10 \text{ nm}$), ce qui la rend peu sensible à une variation d'indice de réfraction sous excitation lumineuse.

De plus, pour 870 nm, cette variation (pour des densités de plasma inférieures à 10^{17} cm^{-3}) est assez faible (-0.01). L'absorption peut quant à elle varier jusqu'à $+700 \text{ cm}^{-1}$. En ce qui concerne l'effet d'une excitation électrique, Δn est nul et $\Delta\alpha$ peut atteindre -1300 cm^{-1} . Les calculs de la réflectivité de la structure montrent que l'on observe un faible décalage de la raie sans variation sensible de l'intensité réfléchie pour $\lambda_0=870\text{nm}$. (Figure II.9)

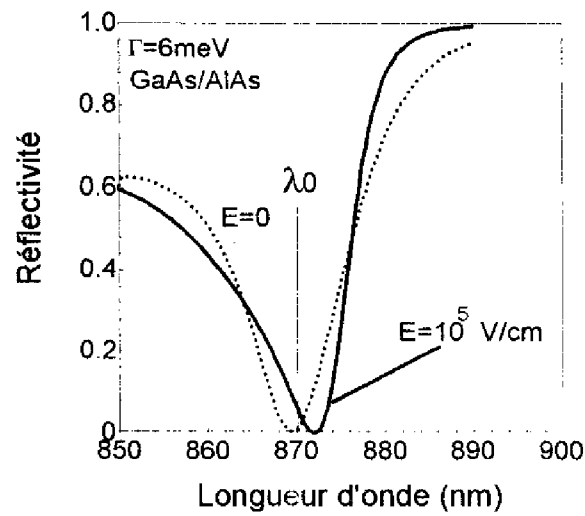


Figure II-8 : Réflectivité en régime linéaire et en régime excité d'une structure asymétrique de longueur d'onde de fonctionnement égale à 870 nm. Nombre de périodes du Bragg avant : 1, arrière : 13, longueur cavité en GaAs massif : 912 nm.

• Au niveau du gap de GaAs, l'absorption est encore importante ce qui implique également l'utilisation d'une cavité asymétrique et par conséquent une finesse relativement faible. Cependant, c'est dans cette zone spectrale que les variations de n et de α sont les plus importantes. On peut voir sur la figure II-9 les résultats de simulation sous excitation électrique d'une structure asymétrique fonctionnant à 875 nm.

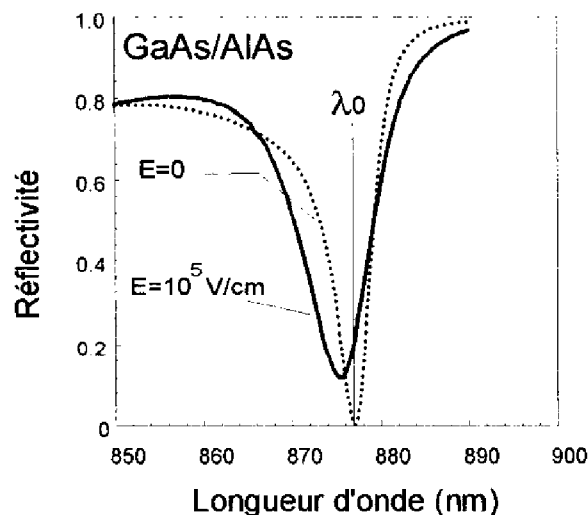


Figure II-9 : Réflectivité en régime linéaire et en régime excité d'une structure asymétrique de longueur d'onde de fonctionnement égale à 875 nm. (Nombre de périodes avant : 4 / arrière : 12)

• **Dans la queue de Urbach**, le GaAs est peu absorbant. On peut donc envisager le fonctionnement d'une structure faiblement asymétrique et donc de finesse élevée (largeur à mi-hauteur de la résonance inférieure à 3-4 nm). Dans cette zone spectrale, on prévoit des Δn et $\Delta\alpha$ assez importants, ce qui permet d'envisager des contrastes de modulation satisfaisants : passage de la réflectivité de 0 (état OFF) à plus de 60% (état ON) (Figure II-10).

Notons d'autre part que l'on peut utiliser dans cette région spectrale des cavités Fabry-Pérot de très haute finesse en modulateur-amplificateur [36]. En effet, en régime dégénéré sous forte excitation lumineuse ($\rho = 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$), l'absorption devient négative et la réflectivité peut passer de 0 à des valeurs supérieures à 10.

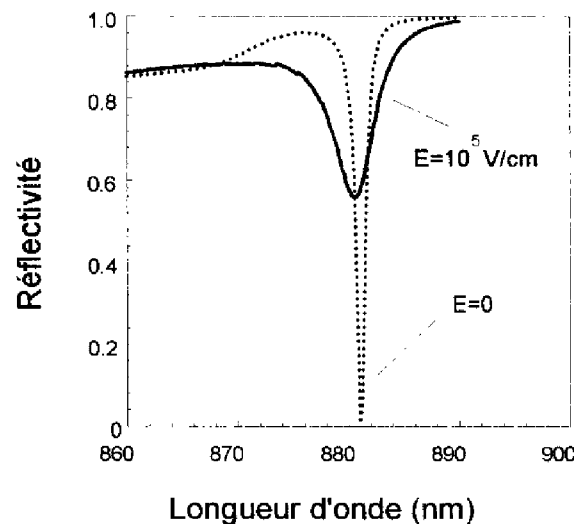


Figure II-10 : Réflectivité en régime linéaire et en régime excité d'une structure asymétrique de longueur d'onde de fonctionnement égale à 882 nm (Nombre de périodes avant : 8 / arrière : 13)

Nous avons donc choisi de réaliser un Modulateur Fabry-Pérot Asymétrique (AFPM) à cavité en GaAs massif centré sur 885 nm. Cette longueur d'onde est le point médian de la zone de fonctionnement optimale : cette zone est délimitée par la longueur d'onde pour laquelle il y a trop d'absorption (875 nm) et la longueur d'onde pour laquelle il n'y a plus d'effets non linéaires (905 nm). Ces résultats sont confirmés par les simulations du comportement des structures sous commande optique.

Les réflecteurs de Bragg de la structure choisie sont formés de couches quart d'onde alternées de $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$ et d' AlAs , ce qui implique que seule la couche active en GaAs est absorbante. Ainsi, l'énergie excitatrice sera uniquement absorbée par la couche centrale. L'épaisseur de cette couche centrale a été choisie pour être égale à un multiple $m=6$ de demi-onde de 885 nm. Le choix de m résulte d'un compromis entre la nécessité d'une part d'augmenter la finesse et donc l'épaisseur de la zone active, et d'autre part de ne pas entraîner trop de pertes lors de la traversée de cette zone absorbante. On peut voir sur la figure II-11 la description de cette structure. Sa finesse théorique est de l'ordre de 25.

Une finesse plus élevée serait évidemment plus efficace. Cependant, il est préférable de prévoir une largeur à mi-hauteur de la résonance plus grande que la variation moyenne de cette résonance (due aux fluctuations d'épaisseur lors de l'élaboration) sur l'ensemble du composant, afin de garantir le fonctionnement optimal du dispositif sur une large zone. L'amélioration de la finesse du modulateur est donc étroitement liée à la capacité d'obtenir de bonnes conditions d'uniformité lors de son élaboration.

Notre choix à ce stade de l'étude s'est donc porté sur une finesse modeste mais a priori suffisante pour l'application visée.

Avant d'aborder les problèmes d'élaboration proprement dits, nous allons étudier la sensibilité d'un modulateur Fabry-Pérot asymétrique aux erreurs de composition et d'épaisseur, et en déduire les contraintes sur la réalisation de la structure.

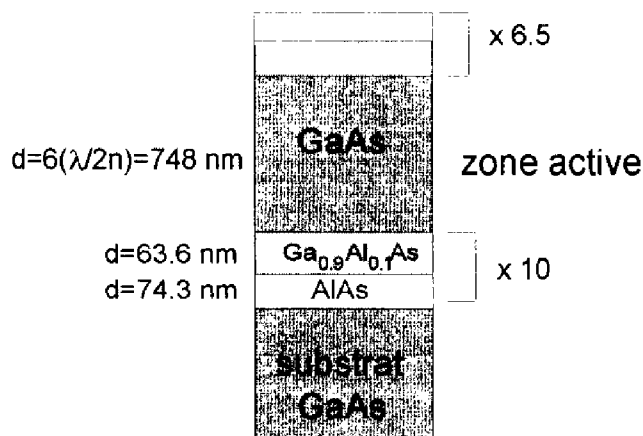


Figure II-11: Description de la structure choisie : modulateur asymétrique centré sur $\lambda=885$ nm.

II.4.2 Sensibilité des AFPM aux conditions d'élaboration

a) Fluctuations de composition

Les erreurs de composition durant l'élaboration de la structure peuvent porter sur les couches d'alliage ternaire $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$ dans les réflecteurs de Bragg du modulateur. Une erreur sur la composition x entraîne une variation de l'indice de réfraction des couches, ce qui induit des déphasages différents de π qui s'accumulent à chaque interface [37]. La longueur d'onde de résonance est alors décalée (destruction de la condition de phase I-39 paragraphe I.6.1) et la réflectivité ne tombe plus à zéro à la longueur d'onde de fonctionnement visée. On peut voir sur la figure II-12 les résultats de simulation de la réflectivité en régime linéaire de la structure décrite sur la figure II-11 pour des valeurs de x égales à 0.05, 0.1 et 0.15. On peut estimer que pour la structure considérée, la tolérance maximale aux fluctuations du pourcentage d'Aluminium est de $x=0.1 \pm 0.01$.

S'il y avait des puits quantiques avec des barrières en $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dans la couche centrale, l'influence de x serait plus importante sur la position de la résonance. Le problème de la maîtrise du pourcentage d'Aluminium sera évoqué dans le chapitre consacré à l'élaboration des structures par épitaxie par jets moléculaires (Chap. III paragraphe III.3.5).

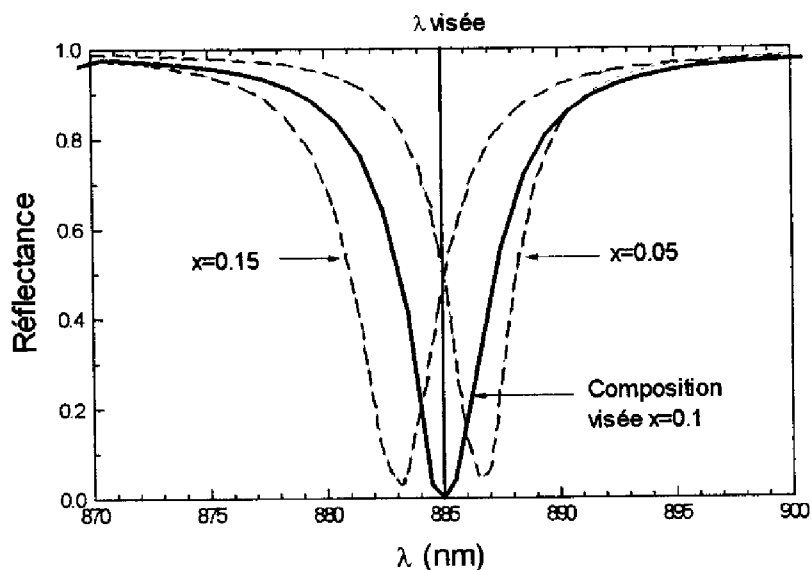


Figure II-12 : Influence sur la réflectivité du pourcentage x d'Aluminium dans les couches $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ d'indice élevé des réflecteurs de Bragg d'un modulateur AFPM.

b) Erreurs sur les épaisseurs des couches

Leurs conséquences sont très importantes car elles concernent toutes les couches de la structure et notamment la zone centrale. Les simulations que nous avons réalisées montrent qu'une erreur systématique de +1 % sur l'épaisseur de chaque couche des réflecteurs (ce qui représente une variation d'épaisseur de 2-3 monocouches atomiques) entraînerait un décalage de la raie de +5 nm, ce qui est supérieur à sa largeur à mi-hauteur de la résonance. Le modulateur ne peut dans ce cas fonctionner à la longueur d'onde visée.

De plus, une erreur d'épaisseur de +1% sur la couche centrale provoque à elle seule un décalage de λ_0 de + 4.5 nm. On peut voir ces résultats sur la Figure II-13. Des études ont été menées pour évaluer les effets induits par la variation systématique ou aléatoire des épaisseurs des réflecteurs de Bragg et des structures Fabry-Pérot [38-39], elles montrent qu'une erreur monotone (résultat par exemple d'une dérive lente des vitesses de dépôt souvent observée dans les systèmes d'élaboration) est plus préjudiciable qu'une erreur aléatoire. Il faut donc contrôler le dépôt de chaque couche de la structure en temps réel avec une précision meilleure que 1%.

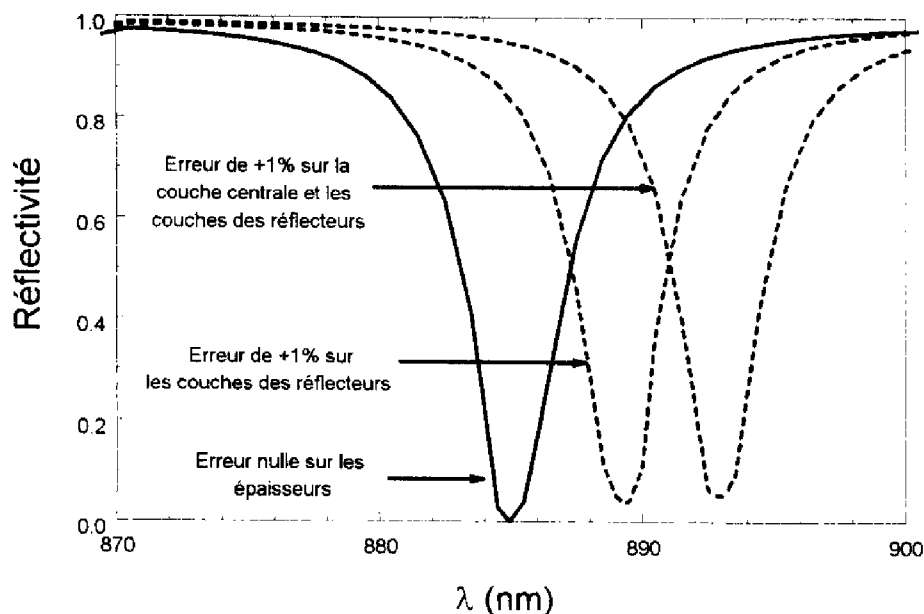


Figure II-13 : Influence des erreurs d'épaisseur sur la position de la résonance d'un AFPM

On voit donc que même pour une structure dont la finesse n'est pas très élevée, les contraintes sur les précisions d'épaisseur sont très strictes : une erreur de plus de 1% serait fatale au bon fonctionnement d'un modulateur tout optique. Ces mêmes erreurs deviennent dramatiques dans le cas de cavités verticales de très haute finesse, ou dans le cas de l'utilisation de puits quantiques dans la couche active. L'uniformité du dépôt sur l'ensemble du composant doit également être meilleure que 1%, sous peine de réaliser des échantillons où seule une zone de faible dimension serait exploitable.

c) Possibilité d'accorder la résonance avec l'angle d'incidence

Jusqu'à présent, nous avons considéré le fonctionnement des AFPM en incidence normale. Il est également possible de les utiliser en incidence oblique. Notre programme de modélisation inclue donc les effets de l'angle d'incidence dans le calcul de la réflectivité des structures. En effet, la position de la résonance varie avec l'angle d'incidence θ . Cela peut constituer un avantage dans le cas où la résonance n'est pas correctement positionnée suite à d'éventuelles erreurs commises sur les épaisseurs déposées durant l'élaboration : l'angle d'incidence permet d'accorder la structure.

En effet, la différence de marche optique δ introduite à la traversée de chaque couche dépend de θ : δ est proportionnel à $\cos\theta$, ce qui implique que la différence apparente de chemin optique introduit par l'ensemble des couches diminue globalement lorsque θ augmente. C'est pour cela que la position de la résonance se déplace toujours vers le bleu, c'est à dire vers les longueurs d'onde plus courtes [40]. Si l'on décide de corriger les erreurs d'élaboration en accordant la longueur d'onde de résonance de la cavité avec une incidence oblique, il faut donc se placer dans une zone où les épaisseurs des couches sont plus élevées que prévu. On montre (cf. Annexe A) que la nouvelle longueur d'onde de résonance λ'_0 s'écrit en première approximation [41]:

$$\lambda'_0 = \lambda_0 \sqrt{1 - \left[\frac{\sin \theta}{n} \right]^2} \quad (\text{II.15})$$

n étant l'indice de la couche active : plus n est grand, moins λ_0' est différente de λ_0 . Cette approche ne tient pas compte des déphasages introduits dans les réflecteurs de Bragg de la structure par l'incidence oblique.

Cette possibilité d'accorder λ_0 avec l'angle d'incidence doit être utilisée avec parcimonie : en effet, l'incidence oblique induit des effets de polarisation sur la réflectivité et complique l'interprétation des décalages de la résonance, et de la variation d'amplitude de R en régime excité. Rappelons de plus que les modulateurs que nous désirons réaliser doivent fonctionner impérativement en incidence normale pour être intégrés dans une matrice de portes optiques, elle-même placée dans une architecture où l'angle n'est pas un paramètre ajustable.

CONCLUSION

Nous avons montré que l'on pouvait remplir efficacement la fonction de modulation optique en utilisant des résonateurs Fabry-Pérot à base de GaAs massif. En effet, les résultats de calcul de la variation des indices optiques de GaAs sous excitation optique et électrique montrent que ces effets sont avantageusement exploitables. L'association de ces effets non linéaires à l'utilisation d'une microcavité résonante devrait permettre d'obtenir des résultats conformes aux exigences requises.

Nous avons ainsi pu concevoir un composant dont nous avons défini les caractéristiques : nature de la couche active, nombre de couches dans les réflecteurs, composition et épaisseur de chacune des couches.

Nous avons en particulier fixé la longueur d'onde de fonctionnement à 885nm c'est à dire dans une zone de quasi-transparence de GaAs (Queue de Urbach), et une valeur de la finesse assez modeste pour être compatible avec l'uniformité requise pour la marche en parallèle de l'ensemble des points du composant à la même longueur d'onde.

Toutefois, il faut porter beaucoup de soin à l'élaboration de ces structures et notamment à la maîtrise des épaisseurs de chacune des couches qui les composent. Nous

avons en effet établi qu'une fluctuation de plus de 1% sur ces épaisseurs rendrait le dispositif totalement inopérant à la longueur d'onde de fonctionnement visée.

Nous allons donc décrire maintenant le mode d'élaboration que nous avons utilisé : la croissance par épitaxie par jets moléculaires, ainsi que la technique de contrôle dynamique de la croissance que nous avons mise au point pour maîtriser les épaisseurs déposées.

Références

1. R.J. Elliot
Phys. Rev. , vol. **108**, 1384 (1957)
2. H.P. Noyes
Phys. Rev. Lett. , vol. **15**, 538 (1965)
3. R. Zimmermann
Phys. Stat. Sol. , vol. **B86**, K63 (1978)
4. H. Haug et D.B.T. Thoia
Phys. Stat. Solidi , vol. **B98**, 581 (1980)
5. K. Arya et W. Hanke
Phys. Rev. , vol. **B23**, 2988 (1981)
6. L. Landau et E. Lifchitz
"Physical kinetics", Pergamon Press, New York ,(1981)
7. S. Schmitt-Rink , C. Ell et H. Haug
Phys. Rev , vol. **B33**, 1183 (1986)
8. L. Banyai et S.W. Koch
Z. Phys. , vol. **B63**, 283-291 (1986)
9. M. Lindberg et S.W. Koch
Phys. Rev. , vol. **B38**, 3342 (1988)
10. A. Stahl , et Balslev
"Electrodynamics of the semiconductor band edge"
Springer tracks in Modern Physics, Springer Verlag, Berlin, 1987
11. R. Zimmermann
"Many particle theory of highly excited semiconductors"
Teubner Texte zur Physics, Band 18, Leipzig, 1988
12. H. Haug et S.W. Koch
"Quantum theory of the optical and electronical properties of semiconductors"
World Scientific, New York, 1990
13. F. Urbach
Phys. Rev. , vol. **92**, 1394 (1953)
14. F. Moser et F. Urbach
Phys. Rev. , vol. **102**, 1519 (1956)
15. R. Zimmermann
Phys. Stat. Sol. , vol. **B146**, 71 (1988)

16. J. Nunnenkamp, J.H. Collet, J. Klebniczki, J. Kuhl et K. Ploog
Phys. Rev. , vol. **B43**, 14047 (1993)
17. S. Hunsche, H. Heesel, A. Ewert, H. Kurz et J.H. Collet
Phys. Rev. , vol. **B48**, 17818 (1993)
18. J.H. Collet., W.W. Rühle, M. Pugnet, K.K. Leo et A. Million
Phys. Rev. , vol. **B40**, 12296 (1989)
19. Y.H. Lee, A. Chavez-Pirson, S.W. Koch, H.M. Gibbs, S.H. Park, J. Morhange, A. Jeffery, L. Banyai, A.C. Gossard, et W. Wiegmann
Phys. Rev. Lett. , vol. **57**, 2446 (1986)
20. M.A. Afromowitz
Sol. St. Comm. , vol. **15**, 59-63 (1974)
21. J.L. Iehl,
Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse
(1994).
22. W. Franz
Z. Naturforsch , vol. **13**, 484-491 (1958)
23. L.V. Keldysh
Soc. Phys. JEPT , vol. **34**, 788-790 (1958)
24. H.D. Rees
J. Phys. Chem. Solids , vol. **29**, 143 (1968)
25. P. Tayebati
Appl. Phys. Lett. , vol. **53**, no. 21, 2878-2880 (1993)
26. D.S. Chemla et D.A.B. Miller
J. Opt. Soc. , vol. **2**, no. 7, 1155-1173 (1985)
27. G.D. Boyd et G. Livescu
Optical and Quantum Electronics , vol. **24**, S147-S165 (1992)
28. P. Zouganeli, R.J. Grindle, A.W. Rivers, G. Parry et J.S. Roberts
IEEE Photon. Tech. Letters , vol. **6**, no. 8, 939-941 (1994)
29. C.H. Lin., K.W. Goossen, K. Sadra et J.M. Meese
Appl. Phys. Lett. , vol. **65**, no. 10, 1242-1244 (1994)
30. W. Batty et D.W.E. Allsopp
IEEE Electron. Lett. , vol. **29**, no. 23, 2066-2067 (1993)
31. E.J. Austin E.J. et M. Jaros
Phys. Rev. , vol. **B31**, 5569 (1985 b)

32. P. Kiesel, K.H. Gulden, A. Höfler, B. Knüpfer, M. Kneissl, P. Riel et G. Döhler
Appl. Phys. Lett. , vol. **62**, no. 25, 3288-3290 (1993)
33. D.L. Smith
Sol. St. Comm. , vol. **57**, 919 (1986)
34. C. Mailhiot et D.L. Smith
J. Vac. Sci. Technol. , vol. **A7**, 609 (1989)
35. M.S. Leeson et F.P. Payne
IEEE Proc. Optoelectron. , vol. **141**, no. 4, 257-263 (1994)
36. T. Tezuka et M. Kushibe
Appl. Phys. Lett. , vol. **65**, no. 13, 1608-1610 (1994)
37. A. Heinämäki et A. Kapovits
J. Appl. Phys. , vol. **76**, no. 9, 5429-5433 (1994)
38. K.K. Law et D.I. Babić
IEEE Photon. Tech. Letters , vol. **5**, no. 11, 1294-1297 (1993)
39. J.F. Heffernan et J. Hegarty
Appl. Phys. Lett. , vol. **66**, no. 4, (1995)
40. J.D. Rancourt
"Optical thin film user's handbook"
McGraw-Hill, New York, 1987
41. H.A. Macleod .
"Thin-film optical filters"
Adam Hilger Ltd, Bristol, 1986

CHAPITRE III
ELABORATION PAR EPITAXIE PAR JETS
MOLECULAIRES

Pour élaborer les structures à base d'alliages (Ga,Al)As que nous venons de décrire, les deux moyens de croissance les plus généralement utilisés sont l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), et l'épitaxie en phase vapeur à base de sources organométalliques (EPV-OM). Nous avons élaboré nos structures avec la première de ces techniques. Nous commencerons donc par décrire le principe et l'intérêt de l'EJM, ainsi que l'ensemble de son dispositif expérimental.

Nous décrirons les mécanismes de dépôt mis en jeu en soulignant l'adéquation de cette technique à la croissance de couches de matériaux III-V. Nous présentons les conditions particulières que nous avons adoptées pour optimiser la croissance des modulateurs AFPM. Nous discuterons également des moyens classiques de contrôle des épaisseurs des couches déposées.

III.1 TECHNIQUE D'EPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES

III.1.1 Principe de l'EJM

Le principe de l'épitaxie par jets moléculaires consiste à faire interagir dans une enceinte ultravide (pression $< 10^{-10}$ Torr) des flux atomiques ou moléculaires et à les condenser sur un substrat monocristallin porté à une température adaptée [1]. Les flux des espèces en interaction sont généralement obtenus par évaporation thermique.

On peut voir le schéma de principe sur la figure III.1. Les éléments constitutants de la couche à élaborer (Arsenic, Gallium, Aluminium, Indium ...), sont contenus dans des creusets portés à des températures prédéterminées pour obtenir à la surface du substrat les flux atomiques ou moléculaires désirés. L'incorporation d'une impureté dopante s'effectue par l'utilisation d'une cellule d'évaporation supplémentaire contenant l'élément choisi (Béryllium, Silicium ...). Le substrat est porté à une température qui permet une croissance épitaxiale conduisant à l'obtention de couches cristallines.

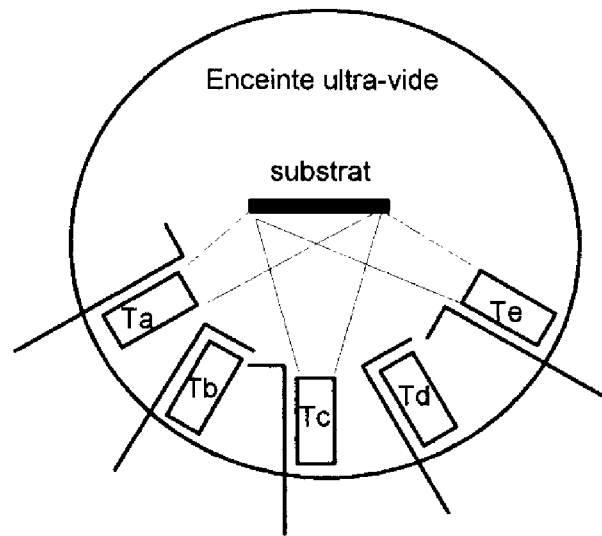


Figure III.1 : Schéma de principe de l'épitaxie par jets moléculaires

III.1.2 Intérêt de l'EJM

L'EJM est parfaitement adaptée à la croissance de couches minces cristallines. En effet, elle permet d'obtenir des vitesses de croissance faibles : comprises entre 0.1 et 1 $\mu\text{m}/\text{heure}$, ce qui correspond pour les semi-conducteurs usuels à une vitesse de croissance de l'ordre de la monocouche par seconde.

De plus, la température à laquelle est porté le substrat (entre 450 et 600°C pour le GaAs), plus faible que pour les autres techniques d'épitaxie, permet de limiter les phénomènes d'interdiffusion aux interfaces.

Enfin, cette technique permet des changements de matériau et de composition abrupts par simple mouvement des caches placés devant les cellules d'évaporation des espèces à déposer.

L'ensemble de ces caractéristiques rend possible la réalisation de structures complexes où sont empilées des couches d'épaisseur, de composition et de dopage différents [1]. L'EJM est donc parfaitement adaptée à la croissance de modulateurs Fabry-Pérot à base d'alliages $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

III.1.3 Description du système d'épitaxie

La figure III.2 montre le plan général d'un bâti d'EJM. On distingue :

- le sas d'introduction, où sont introduits les échantillons à la pression atmosphérique sous flux d'azote, et dans lequel on peut obtenir un vide primaire grâce à une pompe turbomoléculaire.
- la chambre d'introduction (et éventuellement de préparation) qui est soumise à un vide primaire (10^{-5} Torr) à chaque introduction d'échantillon et peut atteindre un vide secondaire de l'ordre de 10^{-9} Torr.
- la chambre de transfert, intermédiaire entre la chambre d'introduction et celle où se déroulera la croissance. Les substrats peuvent y être stockés sous ultravide (10^{-10} Torr). Cette chambre est équipée d'un spectromètre d'électrons Auger qui permet l'analyse chimique des surfaces.
- la chambre de croissance, qui est maintenue sous ultravide et dont les panneaux sont refroidis par circulation d'azote liquide afin d'atteindre un vide limite de quelques 10^{-11} Torr. Dans cette chambre se trouvent :
 - les cellules d'évaporation ayant des caches manipulables depuis l'extérieur. Ces cellules contiennent dans des creusets les éléments III (Al, Ga, In) et V (As), ainsi que les dopants (Silicium pour le dopage n / Béryllium pour le dopage p).
 - le porte-substrat monté sur un manipulateur, et animé d'un mouvement de rotation autour de son axe afin d'améliorer l'uniformité des dépôts.
 - les moyens d'analyse : un spectromètre de masse pour le contrôle de la qualité du vide et un diffracteur d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED) pour le contrôle de la cristallinité des dépôts et de l'ordre atomique des surfaces.

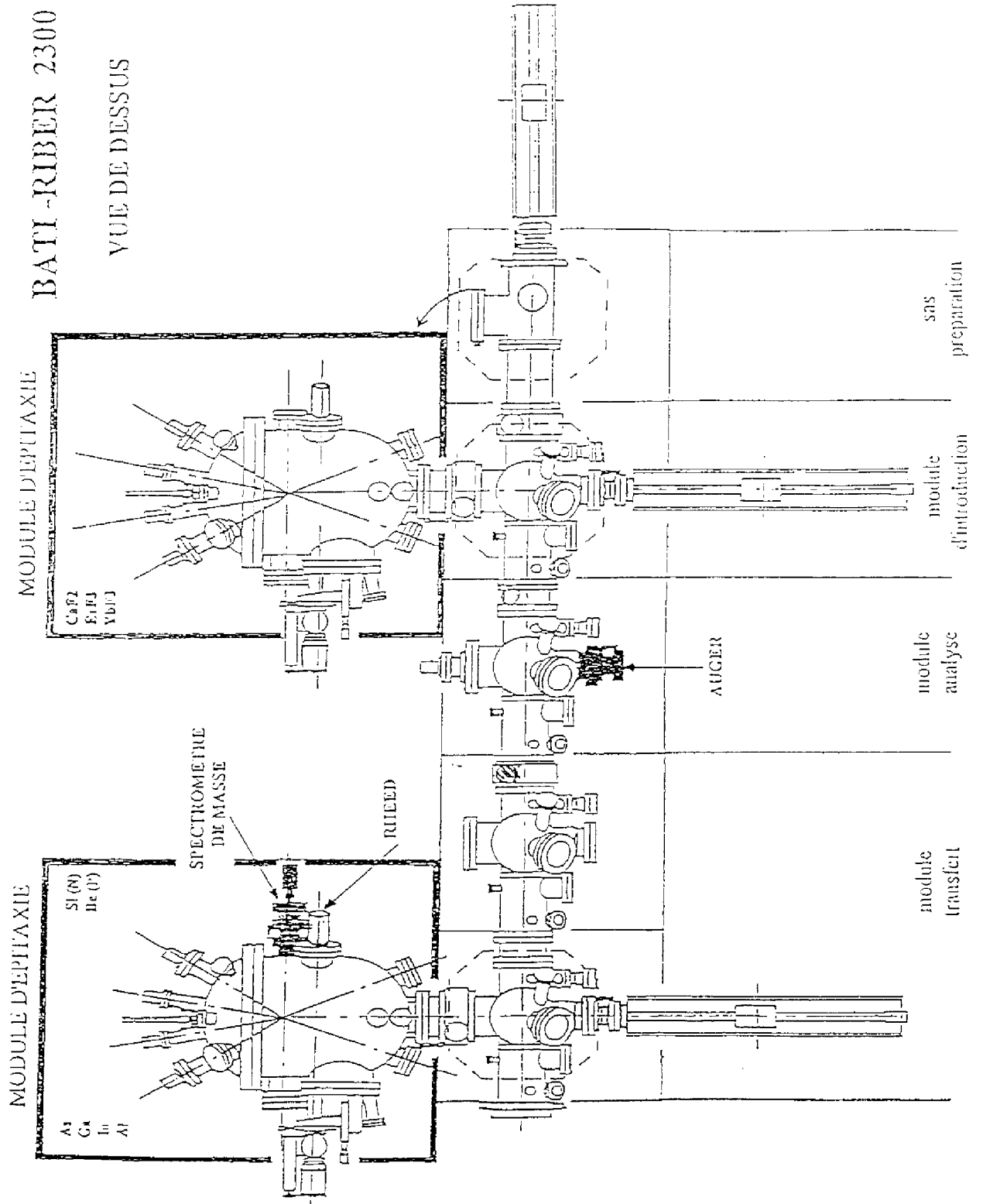


Figure III.2 : Plan général du bâti EJM utilisé

III.2 INFLUENCE DES FLUX DES ELEMENTS ET DE LA GEOMETRIE DU BATI

III.2.1 Influence des flux des éléments III et V sur la croissance

L'espèce III incidente est atomique et a un coefficient de collage de 1 sur la surface du substrat. Par contre, l'espèce V (arsenic) provenant d'une source solide se présente essentiellement sous forme de tétramères. La décomposition des molécules d'As₄ et l'incorporation d'arsenic dans la couche élaborée ne peuvent intervenir que si les espèces III sont également présentes à la surface. Dans ce cas, le coefficient de collage de l'arsenic est de 0.5.

L'ensemble de ces considérations conduit à deux conclusions:

- le rapport des flux V/III doit être supérieur à 2. La croissance s'effectuera donc en présence d'arsenic en excès à la surface du substrat.
- ce sont les éléments III qui fixent la vitesse de croissance.

III.2.2 Flux émis par les cellules d'évaporation

On exprime le nombre d'atomes ou de molécules arrivant par unité de surface et de temps sur un substrat placé dans l'axe de la cellule et perpendiculaire à ce dernier, à une distance h par :

$$J = 1.1118 \cdot 10^{22} \frac{P \cdot A}{h^2 (MT)^{1/2}} \text{ molécules.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (\text{III-1})$$

avec T la température de la cellule,

P la pression de vapeur de gaz en Torr à la température T,

M la masse moléculaire de l'élément dans la cellule.

Le flux émis est une fonction croissante de la température de la source. On voit donc que par régulation précise de la température, on peut obtenir le flux désiré à la surface du substrat.

III.2.3 Influence de la géométrie sur l'uniformité des dépôts

La distribution des espèces à la sortie d'une cellule suit en première approximation une loi en cosinus de l'angle entre l'axe de la cellule et la normale au substrat (cellule de Knudsen). Cette configuration, cas idéal, correspond à une cellule pleine.

On peut voir la répartition des flux d'une telle cellule sur la figure III.3, où l'on a aussi pris en compte son état de charge. Quand la charge diminue au cours du temps, on observe une focalisation croissante du jet. La position des cellules des éléments III, qui fixent la vitesse de croissance et la composition de l'alliage (Ga,Al)As, par rapport au substrat détermine l'uniformité en épaisseur et en composition des dépôts.

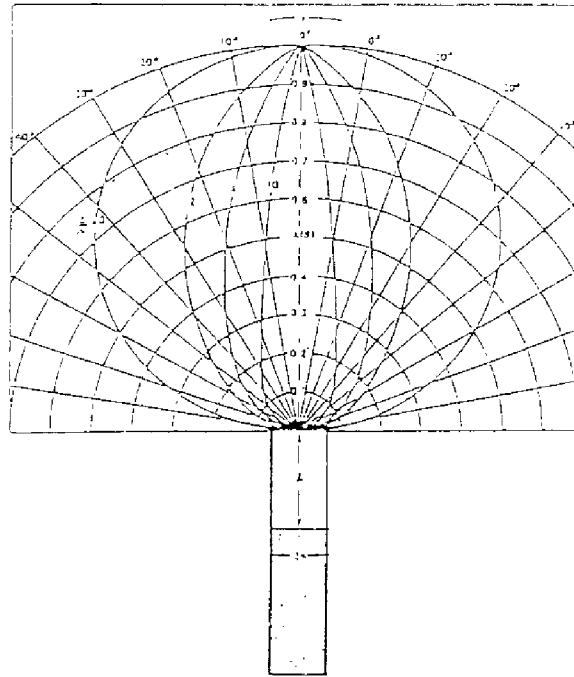


Figure III.3: Diagramme d'émission d'une cellule en fonction du rapport l/r . l =distance du bord de la cellule à la charge, r =rayon du creuset.

Dans le bâti que nous avons utilisé, en position standard ou "nominale", les cellules convergent vers le centre du molybloc à la surface du substrat. Dans ce cas, l'axe des cellules des éléments III fait un angle de 9° par rapport à la normale à l'échantillon. Cette géométrie

permet toutefois d'obtenir une uniformité de l'ordre de 5% sur 40 mm au centre du substrat s'il est maintenu en rotation pendant la croissance.

On peut toutefois améliorer cette situation en décalant le porte substrat par rapport à sa position standard de 21°, sans oublier de le faire tourner pendant la croissance. Cette situation définit la position optimale de croissance, qui permet d'obtenir une uniformité évaluée par le constructeur à 1.3 % sur 70 mm. On peut voir sur la figure III.4 ces deux positions de croissance et les répartitions des dépôts correspondantes pour chacune de ces positions.

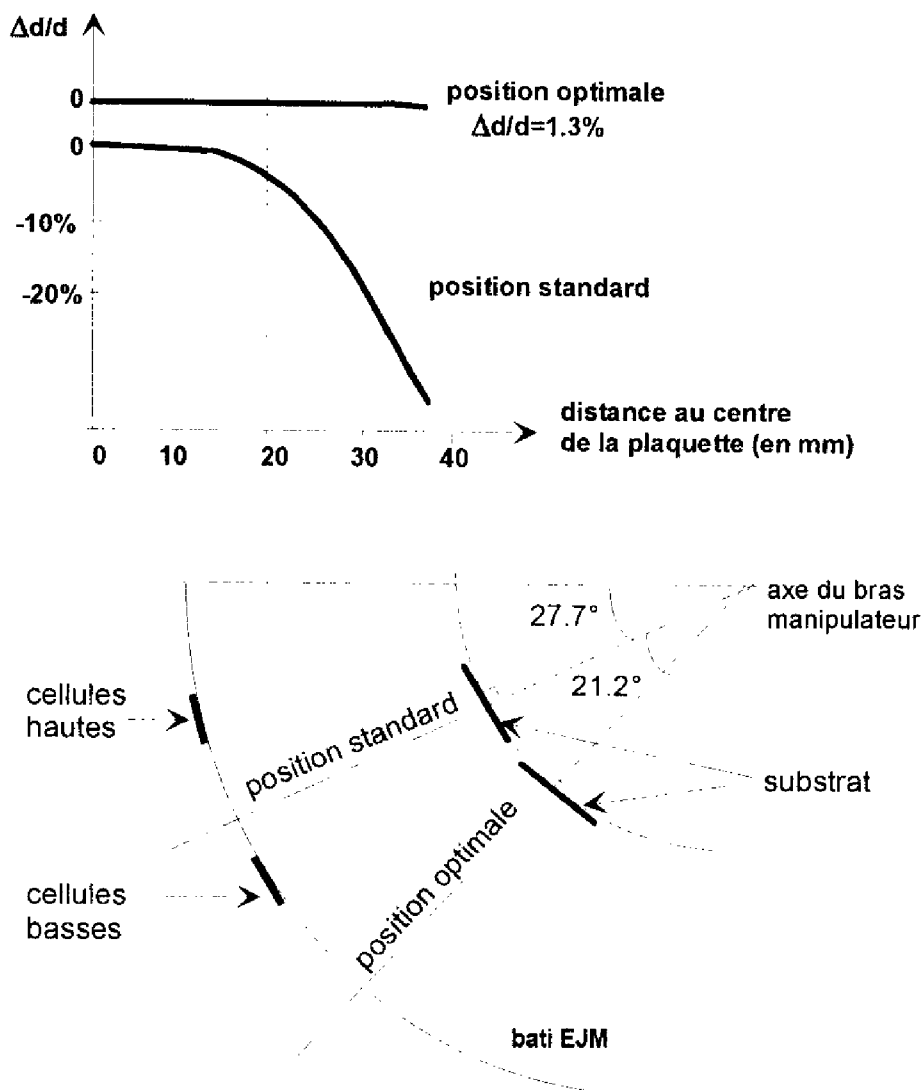


Figure III.4 : Influence de la position du substrat sur l'uniformité des dépôts

Nous avons utilisé dans cette étude les deux géométries sur deux bâtis de croissance différents : l'un utilisable en position standard, l'autre, plus récent, permettant simultanément les croissances en géométrie optimale et le contrôle optique des épaisseurs en temps réel (cf. Chapitre IV).

III.3 OPTIMISATION DES CONDITIONS D'EPITAXIE DES MULTICOUCHES

III.3.1 Préparation des substrats avant épitaxie

Les substrats utilisés pour cette étude sont fournis "prêts à l'épitaxie". Préalablement à leur introduction dans le système ultravide, ils sont positionnés sur leur support en molybdène sans avoir subi de nettoyage particulier. Ces supports, appelés "molyblocs", sont évidés au centre, prévus pour permettre un blocage mécanique de plaquettes entières de diamètre de 2" sans collage indium ; ces porte-substrats sont également utilisés pour les échantillons plus petits, en collant ces derniers à l'indium sur des plaquettes de Silicium ou de GaAs intermédiaires.

Les substrats montés sur leur molybloc sont ensuite oxydés et décontaminés sous rayonnement ultraviolet en présence d'ozone (UVOCS). Cette phase de préparation simple de mise en oeuvre, mise au point dans l'équipe [2], vise à l'obtention reproductible de surfaces propres favorables à l'épitaxie. Le temps d'exposition UVOCS (5mn) a été optimisé pour permettre une décontamination complète du carbone à la surface tout en limitant l'épaisseur de la couche d'oxyde formé à 3nm.

Après préparation, les substrats sont introduits dans le système ultravide. Avant épitaxie, l'oxyde protecteur est désorbé thermiquement. Pour cela, les substrats sont chauffés progressivement, sous contrôle RHEED (cf. Annexe B), jusqu'à la température de désorption de l'oxyde, 610°C. Cette température de désorption, mesurée par pyrométrie, est supérieure à

celle trouvée pour les oxydes chimiques (570°C). Cette différence est liée à une épaisseur plus grande des oxydes UVOCS.[2]

III.2.2 Choix de la température d'épitaxie

La vitesse de croissance dépend du flux des éléments III mais également de la température du substrat car celle-ci a une influence sur la mobilité des éléments III et sur le temps de résidence des espèces V. Par exemple, si la température de croissance est de 450°C la vitesse de dépôt du GaAs doit être faible (0.1 $\mu\text{m/h}$), si elle est égale à 600°C la vitesse peut être plus élevée (généralement 1 $\mu\text{m/h}$).

La température du substrat doit obéir à deux considérations antagonistes :

- il faut qu'elle soit assez élevée pour faciliter la mobilité des espèces en surface et favoriser leur incorporation.
- il faut généralement :
 - dans le cas d'un composé binaire (cas du GaAs ou de l'AlAs) qu'elle reste inférieure à la température congruente T_c du composé élaboré. Cette température est égale à 630°C pour le GaAs et de 750°C pour AlAs.
 - dans le cas d'un composé ternaire, le choix de la température est plus complexe. Pour (Ga,Al)As, les températures utilisées sont généralement comprises entre 600 et 620°C ou 680 et 720°C, cette dernière gamme étant utilisée pour l'élaboration de diodes lasers.

La température d'épitaxie a été fixée à 600°C. Cette température est inférieure aux températures d'évaporation congruente des deux espèces III utilisées, Al et Ga. Pour cette température, l'incorporation de ces espèces se fait donc entièrement, et conduit de plus à l'obtention de surfaces lisses.

La précision sur la valeur de la température (600C), mesurée par pyrométrie, est garantie par sa proximité de la température de la désorption préliminaire de l'oxyde. Remarquons toutefois qu'à part la mesure des températures de désorption des oxydes chimiques (575°C) et UVOCS (610°C), aucun étalonnage du pyromètre n'a été effectué.

III.3.3 Conditions de flux

En épitaxie par jets moléculaires, le rapport entre les flux des éléments III et V est un paramètre déterminant de la qualité de l'épitaxie. En effet, outre la nécessité d'utiliser un rapport de flux V/III suffisant, supérieur théoriquement à 2, pour former un matériau III-V stoechiométrique, l'ajustement des flux des différentes espèces permet l'optimisation de la qualité des surfaces. Le rapport le plus favorable peut être déterminé à partir de l'intensité de la tache spéculaire du diagramme RHEED (cf. Annexe B), en cherchant les flux qui permettent, en cours de croissance, l'obtention pour cette tache d'une intensité moyenne la plus forte et, à la fermeture de la cellule III (arrêt de croissance), la récupération la plus efficace de son intensité d'origine, avant croissance.

Dans notre cas, nous désirions conserver le flux d'As constant, dont la cellule doit être maintenue ouverte pendant toute la croissance des multicouches visées, puisque cet élément est le constituant des deux binaires à élaborer.

Une étude d'optimisation des flux a été menée pour GaAs et AlAs. Pour un flux de Ga donnant une vitesse de croissance de l'ordre de $1\mu\text{m/h}$, le flux d'As a d'abord été déterminé. Ensuite, pour ce même flux d'As, l'optimisation du flux d'Al a été recherchée. Ainsi, nous avons trouvé les conditions les plus favorables pour l'épitaxie successive des deux binaires à 600°C . D'une part, pour le GaAs, l'utilisation d'un flux d'As conduisant à l'obtention de surfaces riches en As 2×4 , 1,1 à 1,2 fois supérieur au flux limite nécessaire pour l'obtention de cette reconstruction, s'est avéré le plus favorable. D'autre part, dans le cas de l'AlAs, l'optimisation du rapport de flux As/Al conduit, pour ce même flux d'As, à un flux d'Al, 1,1 fois supérieur au flux précédent de Ga.

Dans ces conditions, la vitesse de croissance du GaAs était environ de $1\mu\text{m/h}$, tandis que celle du binaire AlAs était plus élevée : $1,1\mu\text{m/h}$.

Cette optimisation a été effectuée lors la première phase de l'étude dans la première chambre d'épitaxie, donc pour une géométrie substrat/cellule en position nominale. Dans la seconde partie de l'étude dans la nouvelle chambre d'épitaxie, en géométrie de croissance

optimale, les mêmes rapports de flux ont été conservés, en modifiant la température des trois cellules : Ga, Al et As.

III.3.4 Elimination des régimes transitoires

Lors de la croissance de multicouches, la température des cellules d'éléments III hors croissance est ramenée à une valeur plus faible, dite d'attente, si l'épitaxie de la couche en cours est suffisamment longue (>10 minutes). Dans le cas des résonateurs, la cellule d'Al est ainsi ramenée de 1160°C à 850°C lors de l'élaboration de la couche de GaAs centrale (environ 45 minutes). La température de la cellule est ensuite remontée juste avant sa prochaine utilisation. Dans le cas contraire, lors par exemple de l'élaboration des couches des réflecteurs de Bragg où la durée de l'épitaxie de chaque matériau est courte, de l'ordre de 5 minutes, la cellule de l'élément III non utilisé est maintenue à haute température.

Quand la température a été maintenue à sa consigne d'épitaxie alors que le cache de la cellule est fermé, on observe un régime transitoire du flux à l'ouverture de la cellule. Initialement d'intensité plus élevée que sa valeur prévue, il retrouve sa valeur d'équilibre environ 2 minutes après l'ouverture de la cellule. La pointe initiale est liée à la durée de fermeture de la cellule et peut être importante (de l'ordre de 10% (1%) d'augmentation pour 5 (1) minutes de fermeture).

Ce transitoire est gênant car il modifie provisoirement et notablement les conditions de croissance du matériau : vitesse de croissance, rapport des flux V/III. Dans notre cas, le changement de vitesse de croissance n'est pas problématique pour les binaires, car sa mesure est faite en temps réel par réflectométrie dynamique (cf. Chapitre suivant). Néanmoins, cette modification est néfaste dans le cas des ternaires, car elle modifie leur composition.

Pour pallier ce problème, plusieurs solutions ont été proposées : éloignement du cache de la cellule de l'orifice de cette dernière, diminution de la température de quelques degrés (5 à 10 °C suivant les cellules) alors que les cellules sont fermées et augmentation linéaire de

température initiée juste (30 secondes) avant l'ouverture pour retrouver la consigne en 1 minute.

La seconde solution est compliquée à appliquer dans notre cas. En effet, comme la durée d'épitaxie est déterminée par le signal de réflectivité (cf. Chapitre IV), nous ne connaissons pas a priori l'instant de changement de matériau. Il est donc impossible d'appliquer une rampe de température avant l'ouverture. Nous sommes obligés d'imposer, au moment de l'ouverture, une augmentation de température non linéaire de manière à obtenir un flux constant dès le départ de la croissance. Compte tenu de la complexité de cette situation, nous avons récemment changé les cellules des éléments III, en nous équipant de cellules garanties de haute uniformité de flux par le constructeur et permettant une réduction des régimes transitoires.

III.3.5 Conditions de croissance des ternaires (Ga,Al)As par l'utilisation de pseudo-alliages

Nous avons vu au paragraphe II 4 2 que les réflecteurs de Bragg d'un modulateur sont composés de couches d'AlAs et d' $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$. La croissance alternée d'AlAs et d' $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ pose un problème délicat de croissance. En effet, les rapports de flux V/III favorables à l'épitaxie ont été caractérisés et correspondent à des vitesses de croissance de l'ordre $1\mu\text{m/h}$ pour les deux binaires. La croissance $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ s'effectue en général en ouvrant simultanément les deux cellules d'éléments III. Elle nécessite de disposer d'un flux d'Al 9 fois plus faible que celui de Ga ; disposant dans la chambre d'une seule cellule pour chaque élément, cela signifie qu'il est nécessaire d'opérer des changements de températures pour une de ces cellules. Cela est impossible à envisager pour l'Al, car les couches de ternaire sont bordées par des couches d'AlAs et des arrêts de croissance sur ce matériau doivent être évités. Augmenter la température de la cellule de Ga est également impossible, car cette solution conduirait à une vitesse de dépôt trop grande ($11\mu\text{m/h}$) préjudiciable à l'épitaxie.

Aussi avons-nous choisi d'élaborer le ternaire en pseudo-alliage. Cette technique consiste à épitaxier alternativement les deux binaires constituants de l'alliage en cycles d'alternance très courts de manière à élaborer un matériau multicouche ayant les propriétés d'un matériau homogène.

Dans notre cas, pour l'alliage $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$, l'épitaxie consiste à un dépôt périodique de 9 monocouches de GaAs et 1 monocouche d'AlAs. Cette technique est très avantageuse dans notre cas car elle ne dégrade pas les conditions d'épitaxie, puisque la vitesse de croissance est la même que dans le cas des deux binaires. Notons aussi la nécessité de réduire légèrement les températures des cellules (3°C pour Al, $0,5^\circ\text{C}$ pour Ga) de manière à éviter les phénomènes de transitoire. L'erreur commise sur le pourcentage d'Aluminium d'un pseudo-alliage par rapport à un alliage ternaire classique peut être évaluée à 1% ($x=0.1\pm 0.001$).

Enfin, le dépôt de monocouches de GaAs et AlAs dans la nouvelle chambre d'épitaxie en géométrie "optimale" de croissance nous a conduit à synchroniser la vitesse de rotation du substrat à celles de croissance des deux matériaux, de manière à garantir l'uniformité en composition du pseudo-alliage sur la surface de l'échantillon. Dans ce cas, nous avons choisi des vitesses de croissance égales à $1\mu\text{m/h}$ pour les deux binaires.

III.4 CONTROLE DES EPAISSEURS DEPOSEES

Les structures multicouches que nous étudions doivent avoir précisément les épaisseurs de couche calculées lors de la conception des dispositifs. Nous allons exposer les moyens traditionnels qui permettent en épitaxie par jets moléculaires de maîtriser les épaisseurs des couches épitaxiées.

III.4.1 Ajustement des flux des cellules à l'aide d'abaques

Nous avons vu dans au paragraphe III.2.1. que les températures des cellules des éléments III déterminent la vitesse de croissance.

On peut donc effectuer des étalonnages pour établir la relation entre les températures des cellules et les épaisseurs effectivement déposées. Pour cela, on élabore des couches ou des structures de calibrage pour les matériaux d'intérêt, et on procède ensuite après sortie des échantillons de la chambre d'épitaxie, à des mesures d'épaisseur par double diffraction de Rayons X, profilométrie, ...

Pour prévenir toute dérive accidentelle (déplacement du thermocouple de la cellule) ou prévisible (diminution de la charge des cellules), cette technique n'est efficace que si elle est effectuée de manière systématique avant chaque croissance. Procéder à ce calibrage alourdit l'élaboration d'une structure, augmentant considérablement sa durée. Une mesure in situ des vitesses de croissance est beaucoup plus adaptée que les étalonnages ex situ, car elle permet de s'affranchir de toutes les étapes de transport d'échantillons, et de connaître l'état réel du système de dépôt au départ de l'épitaxie.

III.4.2 Ajustement des flux par oscillation RHEED

L'observation RHEED est souvent exploitée pour réaliser la mesure de la vitesse de croissance des matériaux. En effet, la période d'oscillation de l'intensité de la tache spéculaire du diagramme RHEED observée lors de l'épitaxie d'un matériau dépend de sa vitesse de croissance et permet donc la mesure de cette dernière (cf. Annexe B).

Cette méthode de calibrage est très efficace pour les couches très minces ($d < 10\text{nm}$). Par contre, elle ne peut pas être utilisée pour le contrôle de l'épaisseur de couches épaisses car les oscillations s'amortissent après la croissance de quelques dizaines de monocouches.

Pour effectuer par RHEED le suivi de couches épaisses, l'élaboration du matériau peut être effectuée par la technique des flux alternés. Cette technique consiste à déposer successivement les espèces constituantes de la couche. On observe alors des oscillations tout au long de l'épitaxie, oscillations qui servent par ailleurs à ajuster les flux des différentes espèces, pour déposer une monocouche complète d'élément III et la saturer en As à chaque cycle élémentaire.

Dans le cas de matériaux ternaires, la croissance de pseudo-alliages peut alors être optimisée en vérifiant en temps réel le dépôt effectif de monocouches pleines de GaAs et d'AlAs. C'est le principe de l'épitaxie en mode bloqué qui assure une très grande précision en épaisseur. [3]

Cependant, l'observation RHEED souffre d'un grand handicap, qui nous a empêché de l'utiliser : le suivi en temps réel des variations d'intensité de la tache spéculaire nécessite de maintenir le substrat immobile, de manière à conserver les conditions d'analyse (azimut, angle d'incidence). Nous visons l'obtention de structures de grande uniformité et leur élaboration rend nécessaire la rotation du substrat pour la croissance de toute la structure. Dans ces conditions, le diagramme RHEED est beaucoup plus difficile à analyser.

III.4.3 Autres techniques de contrôle in situ

De nombreuses méthodes de contrôle in situ ont été développées ces dernières années pour contrôler au mieux les vitesses de dépôt et par là-même les épaisseurs des couches déposées. On peut voir sur le tableau III-6, un récapitulatif des principales méthodes possibles, ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients. Compte tenu de la gamme d'épaisseur mise en jeu dans les AFPM (50-1000 nm), les techniques optiques semblent les plus appropriées.

Parmi elles, se trouvent l'ellipsométrie spectroscopique (ES) [4], la pyrométrie optique [5], la mesure optique des flux en temps réel (OFM) [6] et la réflectométrie dynamique [7] [8]. En particulier, plusieurs travaux ont déjà montré la simplicité et les possibilités offertes par la technique de Réflectométrie Dynamique (RD).

L'inconvénient qui lui est généralement associé est d'être directement tributaire de la longueur d'onde fixe de la source de caractérisation, ce qui la rend peu flexible pour le suivi de la croissance de structures visant un fonctionnement à une longueur d'onde particulière (par exemple 885 nm pour nos structures).

Méthode de mesure in situ	Avantages	Inconvénients
RHEED	<ul style="list-style-type: none"> • mesure d'épaisseurs monoatomiques (puits quantiques) • information additionnelle abondante (état de surface, désordre ...) 	<ul style="list-style-type: none"> • épaisseur limitée à quelques monocouches. • difficile et moins précise si échantillon en rotation • sensible aux régimes transitoires
Ellipsométrie Spectroscopique (ES)	<ul style="list-style-type: none"> • permet le contrôle de couches très minces (puits quantiques) • plage spectrale large • information additionnelle abondante : mesure d'indices, composition, propriétés de surface. 	<ul style="list-style-type: none"> • exigences géométriques • très sensible aux désalignements optiques, aux vibrations de l'échantillon, à sa rotation. • information non instantanée : traitement des données lourd (logiciels).
Réflectométrie Dynamique (RD)	<ul style="list-style-type: none"> • dispositif simple • diagnostic en temps réel • un seul hublot utilisé • adaptée aux couches quart d'onde et demi-onde 	<ul style="list-style-type: none"> • sensible aux désalignements • difficile à interpréter si longueur d'onde d'analyse fixe
Pyrométrie Interférométrique	<ul style="list-style-type: none"> • diagnostic en temps réel • un seul hublot utilisé • insensible aux désalignements • adaptée aux couches quart d'onde et demi-onde 	<ul style="list-style-type: none"> • très sensible aux variations de température du substrat • une seule longueur d'onde d'analyse en général
Contrôle du flux des éléments III par mesure de leur fluorescence OFM	<ul style="list-style-type: none"> • permet de mesurer les flux et leur rapport en temps réel • insensible aux désalignements • permet le contrôle de couches très minces (puits quantiques) 	<ul style="list-style-type: none"> • prend la place du RHEED • ne tient pas compte de la re-évaporation et de la migration en surface des éléments III

Table III. 6: Tableau comparatif des principales techniques de contrôle in situ des épaisseurs déposées.

Nous avons ouvert une autre voie grâce à une technique améliorée que nous avons appelée Réflectométrie Dynamique Accordable (RDA). Cette technique originale s'appuie sur l'utilisation d'un laser accordable comme source optique pour la caractérisation de la réflectivité des structures en cours de croissance et permet de contrôler les épaisseurs avec une précision meilleure que 1%.

CONCLUSION

Nous avons décrit le système d'épitaxie par jets moléculaires, discuté des conditions expérimentales utilisées pour la réalisation des résonateurs AFPM et souligné la nécessité d'utiliser une technique de contrôle in situ de la croissance afin de maîtriser les épaisseurs déposées.

Une étude comparative des différentes techniques de contrôle in situ possibles nous a conduit à opter pour la réflectométrie dynamique en raison de sa simplicité et de son adéquation au problème posé, c'est à dire à la maîtrise des dépôts dont l'épaisseur est comprise entre 50 et 1000 nm. Sa simplicité de mise en oeuvre et sa flexibilité la rendent préférable aux autres techniques optiques. Il semble d'autre part naturel de contrôler la croissance des structures en mesurant leur réflectivité, puisque ce sont les propriétés de réflectivité qui seront ensuite exploitées lors du fonctionnement des composants.

Nous allons maintenant décrire le principe de la technique originale que nous mise au point : la Réflectométrie Dynamique Accordable (RDA), qui utilise une source laser accordable. Nous indiquerons les avantages de cette technique ainsi que les problèmes rencontrés lors de sa mise en oeuvre.

Références

1. P. Requena, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse (1991).
2. E. Bedel, A. Munoz-Yagüe et C. Fontaine
Mat. Sci. and Eng. , vol. **B21**, 157 (1993)
3. J.D. Walker. et K. Malloy
IEEE Photonics Techn. Lett. , vol. **2**, no. 3, 162 (1990)
4. W.E. Quinn., D.E. Aspnes, M.S.J.P. Brasil, M.A.A. Pudensi, S.A. Schwartz, M.C. Tamargo, S. Gregory et R.E. Nahori
J. Vac. Sci. Technol. , vol. **B10**, no. 2, 759 (1992)
5. F.G. Böebel et H. Möller
J. Vac. Sci. Technol. , vol. **B 12**, no. 2, 1207-1210 (1994)
6. S.A. Chalmers, K.P. Killeen et E.D. Jones
Appl. Phys. Lett. , vol. **65**, no. 1, 4-6 (1994)
7. J.V. Armstrong et T. Farrell
III-V's Review , vol. **40**, no. 4, 40-41 (1992)
8. Y. Rafflé, R. Kuszelewicz, R. Azoulay, G.L. Roux, J.C. Michel, L. Dugrand et E. Toussaere
Appl. Phys. Lett. , vol. **63**, no. 25, 3479-3481 (1993)

CHAPITRE IV
CONTROLE IN SITU DE LA CROISSANCE PAR
REFLECTOMETRIE DYNAMIQUE ACCORDABLE

L'étude des moyens traditionnels de contrôle des épaisseurs déposées par épitaxie par jets moléculaires a fait ressortir une insuffisance quant à la précision de ces moyens pour l'élaboration de structures complexes telles que les réflecteurs de Bragg et les modulateurs AFPM. Le problème du contrôle des épaisseurs déposées est d'ailleurs devenu une préoccupation croissante dans la communauté des élaborateurs, comme en témoignent les colloques tenus récemment sur ce thème. [1-3]

Sur la base des résultats d'une étude comparative des différentes techniques possibles, nous avons choisi de mettre au point une technique de contrôle in situ particulièrement adaptée à la gamme des épaisseurs mises en jeu dans ces structures : la Réflectométrie Dynamique Accordable (RDA) que nous allons maintenant détailler.

Le principe de cette technique sera exposé ainsi que le dispositif expérimental que nous avons utilisé. Nous présenterons les résultats de mesure des indices optiques de (Ga,Al)As à la température d'élaboration ; cette détermination s'étant avérée indispensable à la mise en oeuvre du contrôle RDA. Nous décrirons ensuite le principe de calcul des longueurs d'onde optimales de contrôle des réflecteurs de Bragg et des modulateurs AFPM, ainsi que les possibilités d'application de cette technique de contrôle à d'autres types de structures pour l'optique.

IV.1 TECHNIQUE DE REFLECTOMETRIE DYNAMIQUE ACCORDABLE

IV.1.1 Principe de la réflectométrie dynamique in situ

La réflectométrie in situ consiste à envoyer sur la surface d'une structure en cours de croissance un faisceau de lumière sous une incidence quasi-normale et à observer les variations de l'intensité du faisceau réfléchi en fonction de l'épaisseur déposée (figure IV.1). Lors de la croissance d'une couche, la réflectivité présente des oscillations provenant des interférences multiples se produisant aux deux limites physiques de la couche : surface et interface. La période des oscillations τ est égale à $\lambda/2n_1$, où n_1 est la partie réelle de l'indice de réfraction de la couche et λ la longueur d'onde du faisceau incident.

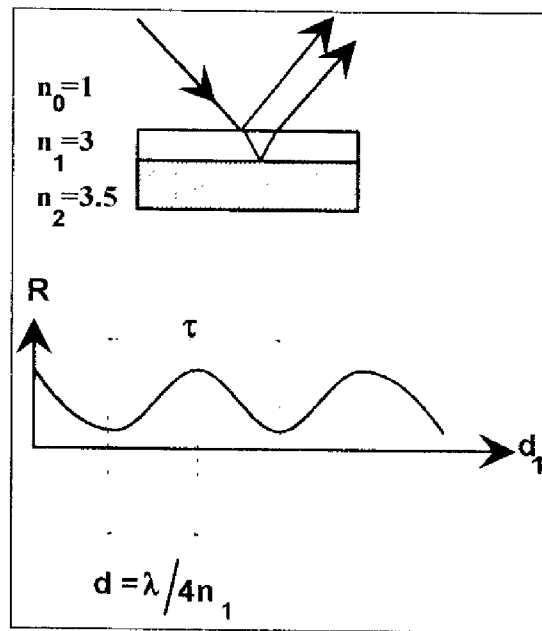


Figure IV.1 : Principe de la réflectométrie *in situ*

On peut donc ainsi mesurer la vitesse de croissance d'un matériau par réflectométrie interférométrique. Elle se déduit en effet très simplement (pourvu que n_1 soit connu) de la mesure de la période des oscillations de la réflectivité :

$$\text{vitesse de croissance} = \frac{\lambda}{2 n_1 \tau} \quad (\text{IV.1})$$

Rappelons que chaque extremum de la réflectivité correspond à une épaisseur optique $\lambda/4n_1$ supplémentaire de matériau déposé, sauf en ce qui concerne les matériaux absorbants où le premier extremum correspond systématiquement à une épaisseur plus courte (cf. Chapitre I paragraphe I.2.b). Dans ce cas, il faut également connaître κ_1 pour contrôler la croissance.

C'est donc une technique de contrôle des épaisseurs particulièrement bien adaptée aux structures que nous voulons réaliser et qui affranchit l'utilisateur de calibrages ex-situ : la visualisation des épaisseurs optiques effectivement déposées est directe et la mesure de la vitesse de dépôt est instantanée.

On peut déjà entrevoir les possibilités d'une telle technique : si l'on dispose d'une source optique de longueur d'onde λ_0 pour observer la réflectivité R , il semble en effet aisé de réaliser

un réflecteur de Bragg ou un modulateur visé à λ_0 en ouvrant et fermant les caches des cellules d'évaporation des différents matériaux à chaque passage d'un extremum de $R(\lambda_0)$ [4]. C'est donc un véritable contrôle en temps réel que l'on réalise (Figure IV.2): c'est pourquoi l'on peut appeler cette technique la Réflectométrie Dynamique.

De plus, une croissance ainsi contrôlée ne dépend pas a priori des instabilités éventuelles des conditions de croissance (transitoires, dérives des températures, des flux, de la pression dans le bâti, etc.). Même si la durée du dépôt d'une période d'oscillation de R évolue au cours du temps, le passage de la réflectivité par un extremum signifie toujours que l'épaisseur optique déposée est égale à $\lambda_0/4n$.

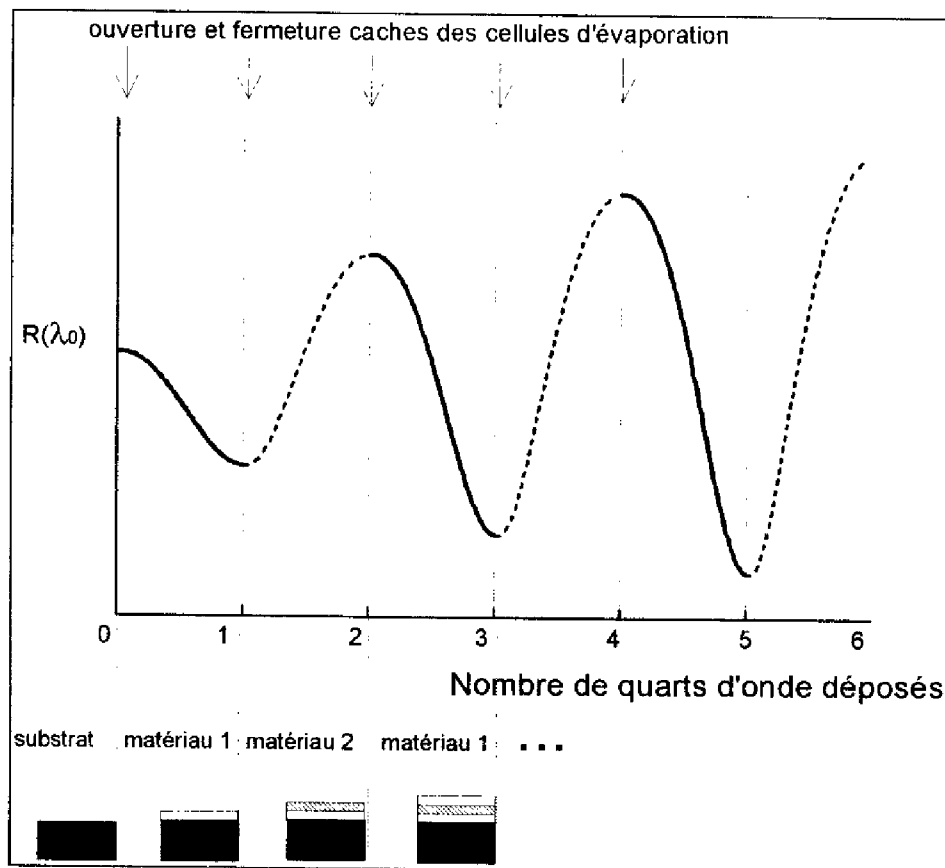


Figure IV.2 : Principe du contrôle par Réflectométrie Dynamique à λ_0 de la croissance d'un réflecteur de Bragg centré à la même longueur d'onde

IV.1.2 Dispositif expérimental

a) Intérêt d'une source accordable

Généralement, la réflectométrie dynamique utilise une source laser monochromatique : laser He-Ne à 633 nm [4], diode laser émettant à 670 nm [5] ou laser Argon à 515 nm [6]. Dans le cas du contrôle par réflectométrie laser monochromatique, on sélectionne une seule longueur d'onde et on observe la variation de la réflectivité en fonction du temps de croissance.

On peut constater que si l'on enregistre la variation de la réflectivité par exemple à $\lambda=633$ nm à l'aide d'un laser He-Ne au cours de la croissance d'un réflecteur de Bragg centré à une autre longueur d'onde, la forme de la courbe obtenue est complexe et difficile à interpréter (Fig. IV.3). Nous avons toutefois observé un bon accord entre la mesure de la réflectivité pendant la croissance et sa simulation (calculée avec le formalisme d'Abélès).

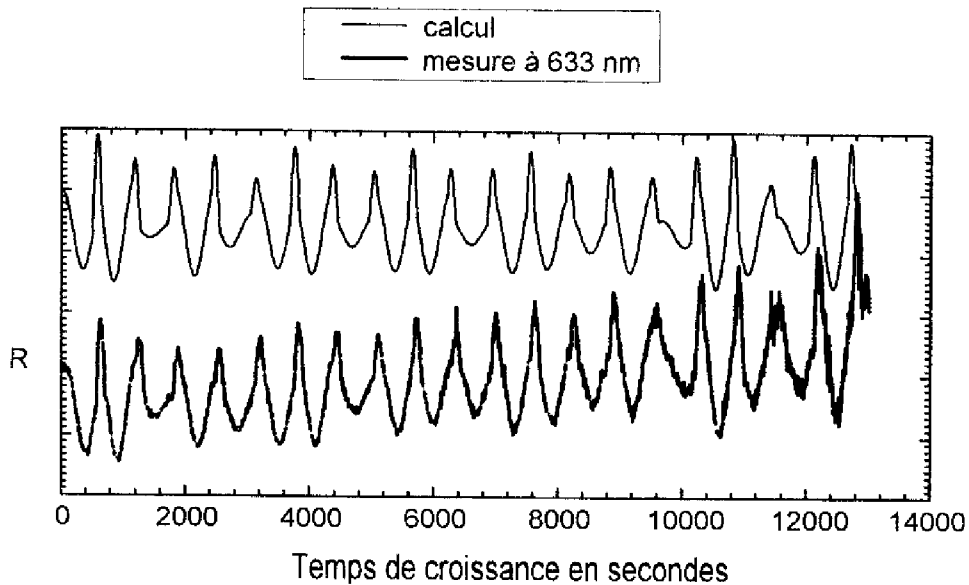


Figure IV.3 : Observation à 633 nm de la réflectivité d'un réflecteur de Bragg en croissance centré sur 865 nm

Cependant, il nous a été impossible d'envisager un contrôle de la croissance de réflecteurs visés à 885 nm tel que nous l'avons décrit au IV.1.1. En effet, si l'épaisseur d'une couche excède la valeur $\lambda/4n$, rien dans l'évolution de la réflectivité ne le signale. On peut simplement après la croissance de la couche vérifier à postériori l'accord avec la modélisation, mais il est impossible de déclencher le mouvement des caches quand l'épaisseur déposée correspond à celle que l'on vise.

Par contre, cette difficulté peut être levée si l'on peut observer la croissance à une longueur d'onde telle que la réflectivité passe par un extremum au moment où la couche atteint l'épaisseur désirée (Figure IV.4). Cette longueur "optimale" dépend des caractéristiques de la couche et des conditions d'élaboration, et doit être calculée préalablement à l'épitaxie comme nous le verrons dans le paragraphe IV.4.1.

Nous avons donc utilisé une source laser accordable émettant entre 750 et 1000 nm, permettant de choisir la longueur d'onde la plus sensible au suivi de la croissance de structures très diverses.

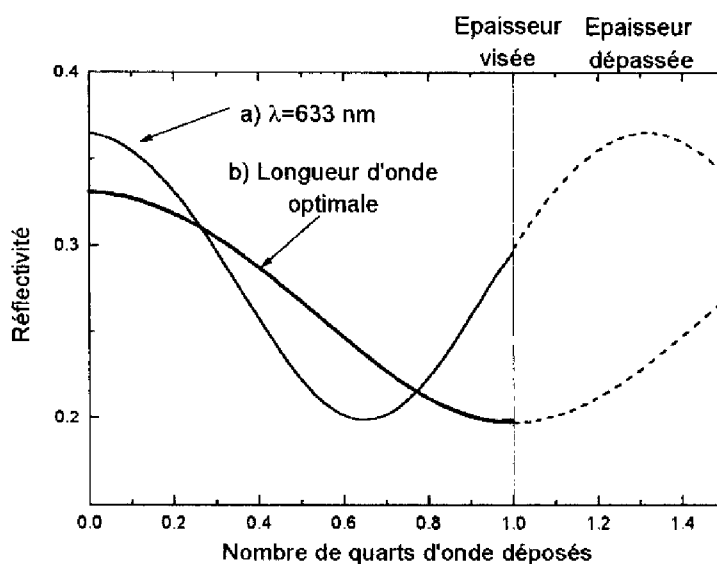


Figure IV.4 : Intérêt d'une source accordable pour le contrôle de la croissance d'une couche $\lambda/4n$. ($\lambda=885$ nm)
a) $\lambda=633$ nm : rien ne permet de déclencher l'arrêt du dépôt de la couche. b) λ optimal : le passage de R par un extremum signale que l'épaisseur visée est atteinte.

b) Montage expérimental

On peut voir sur la figure IV.5 le dispositif expérimental de Réflectométrie Dynamique Accordable. La lumière source, émise par le laser Saphir:Titane accordable pompé par un laser Argon, traverse un hacheur mécanique puis est guidée par fibre optique près de la chambre de croissance. Les caractéristiques du laser Saphir:Titane que nous avons utilisé sont consignées sur la table IV.6.

Puissance de sortie moyenne (puissance de pompe = 5W)	500 mW
Plage spectrale accessible	750-1030 nm
Largeur de raie	1.3 Å
Diamètre spot	0.95 mm
Divergence	1.0 mrad

Table IV.6 : Caractéristiques techniques du laser Saphir:Titane

Après avoir été collimaté par un objectif de microscope, le faisceau laser est réfléchi par un miroir doré de réponse spectrale neutre, jusqu'à un des hublots de la chambre d'épitaxie, placé en face de l'échantillon. Le faisceau éclaire la surface à contrôler sous une incidence quasi-normale. Le signal réfléchi est détecté par une photodiode de Silicium après avoir été dévié par un cube séparateur. On peut voir sur la figure IV.7 une photographie de ce dispositif expérimental sur une platine fixée devant le bâti de croissance.

Le signal est ensuite converti en tension, démodulé par un amplificateur à détection synchrone dont la constante de temps est fixée à 300 ms, puis acquis en fonction de la durée de croissance par un ordinateur à l'aide d'une carte d'acquisition analogique 12 bits (Keithley DAS 1600).

Un programme d'acquisition (écrit en langage Visual C sous Windows) trace en temps réel la dérivée du signal de façon à identifier plus précisément les extrema de R au cours de la croissance. Il trace également une extrapolation linéaire de la dérivée à l'approche des extrema afin de prévoir l'instant précis où celle-ci va passer par 0.

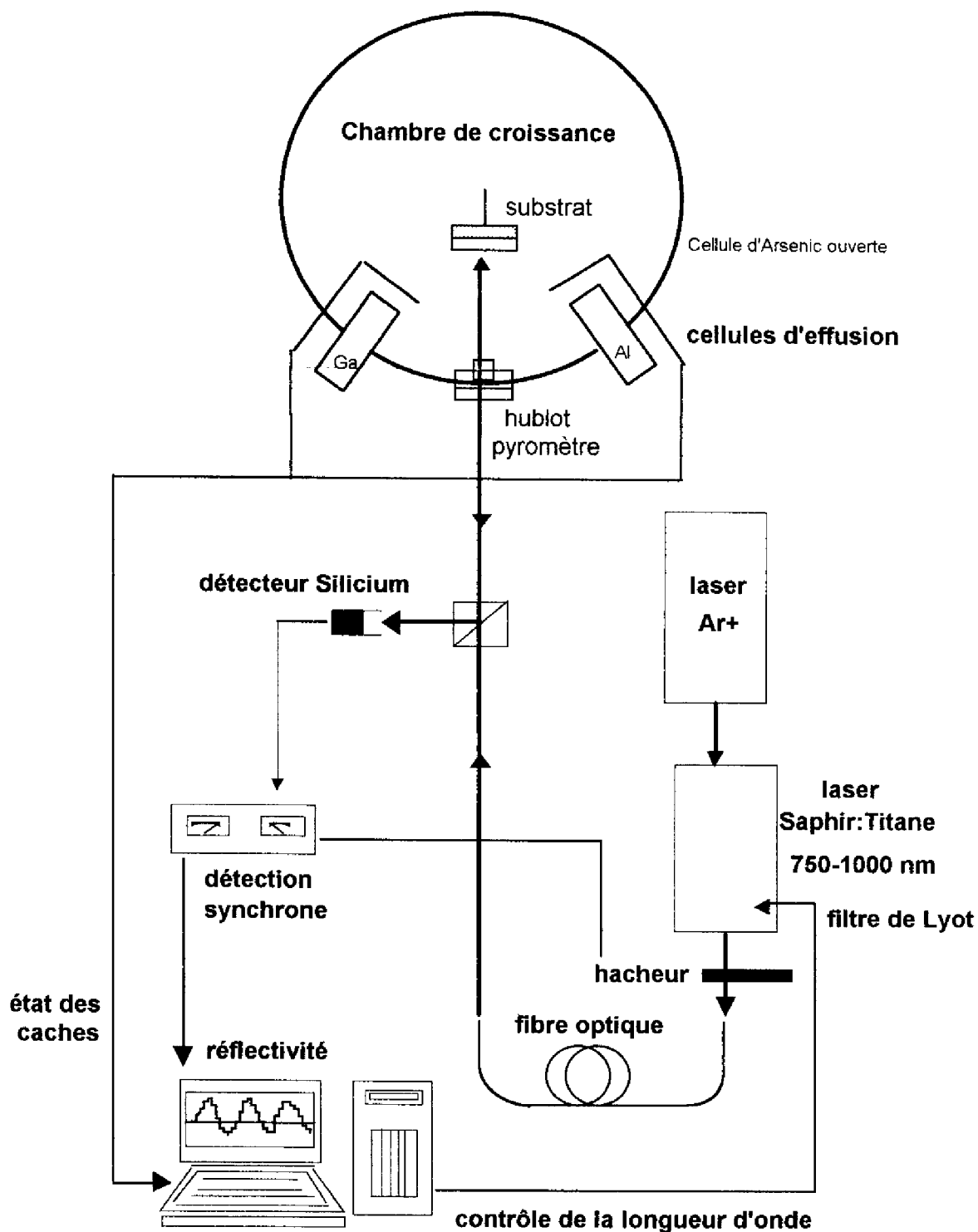


Figure IV.5 : Dispositif expérimental de contrôle de la croissance par Réflectométrie Dynamique Accordable

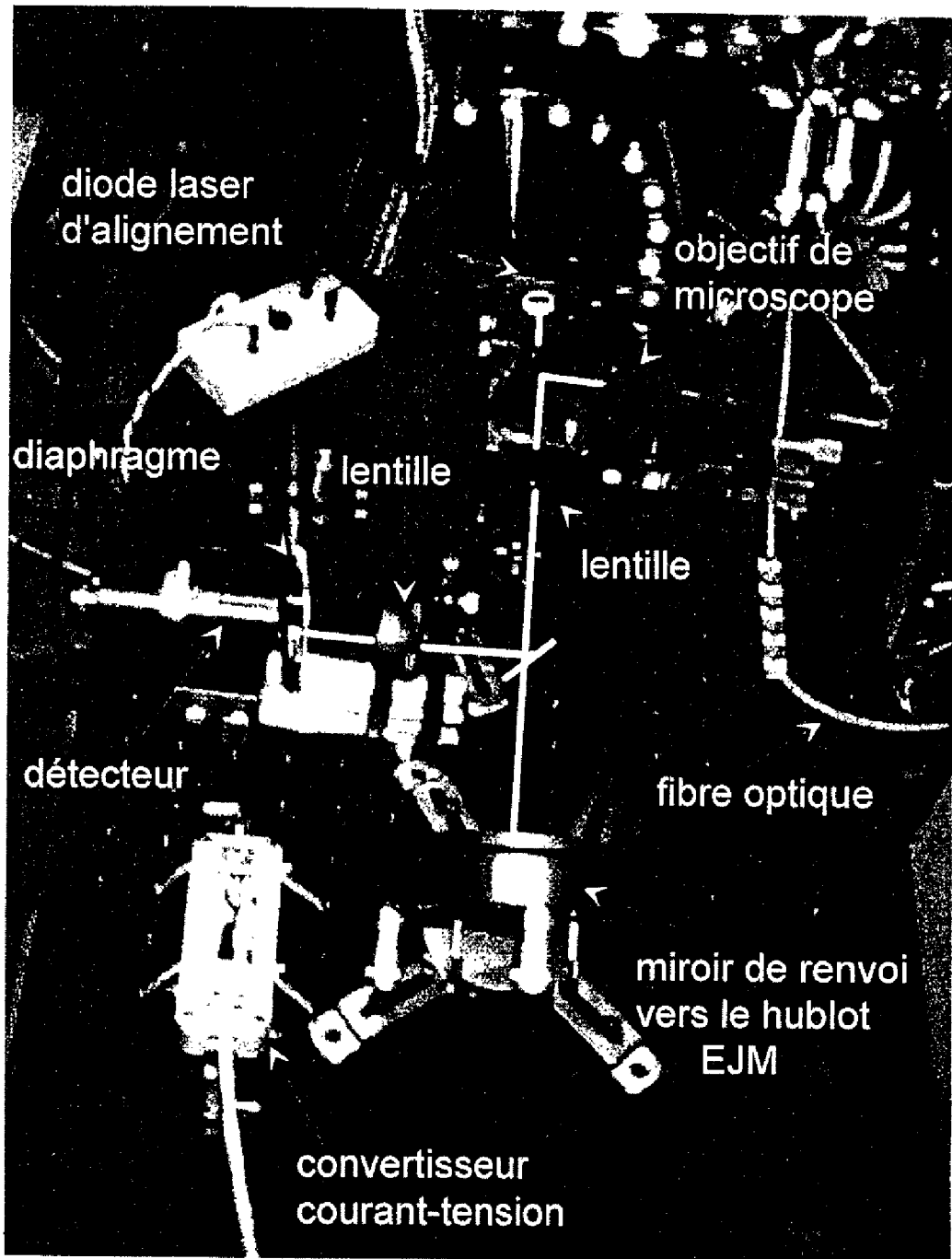


Figure IV 7 : Photographie du dispositif expérimental d'acquisition de réflectométrie

L'état des caches des cellules d'effusion est également acquis en temps réel afin de connaître la nature du matériau déposé (acquisition digitale carte DAS 1600).

Enfin, le programme d'acquisition permet également de piloter par une liaison série RS232 un moteur pas à pas (UE71PP Microcontrôle) entraînant le filtre de Lyot du laser accordable. Le mouvement de ce filtre biréfringent, formé de lames de quartz cristallin, permet de sélectionner la longueur d'onde d'émission du laser. Celle-ci peut varier entre 700 et 1030 nm suivant le jeu de miroirs utilisé:

- jeu bleu : 700-850 nm
- jeu "moyen" : 750-920 nm
- jeu rouge : 850-980 nm
- jeu infrarouge : 950-1030 nm

Durant notre étude, nous avons surtout utilisé les jeux "moyen" et rouge du laser accordable. Chaque changement de jeux de miroir nécessite un étalonnage de la longueur d'onde d'émission du laser, effectué grâce à l'utilisation d'un monochromateur de 1 m de distance focale (HR1000).

La précision de déplacement du moteur pas à pas est de 0.9 Å : en effet, sur une plage de 140 nm (plage spectrale moyenne d'un jeu de miroirs), on peut se déplacer de 14400 pas élémentaires. Sa vitesse de rotation peut varier entre 400 et 10000 Hz, ce qui assure des déplacements très rapides du filtre de Lyot.

Suivant la position du filtre de Lyot, la puissance de sortie du laser varie, ce qui n'est pas préjudiciable à nos mesures puisqu'elles ne tiennent pas compte de l'amplitude du signal mais de sa variation temporelle pour une longueur d'onde donnée. On peut voir sur la figure IV.8 les réponses spectrales des jeux rouge et "moyen".

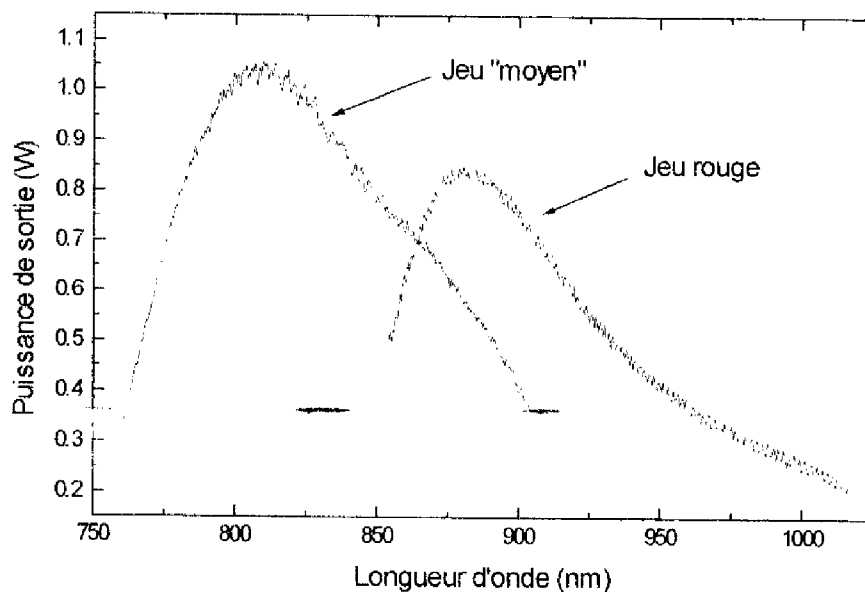


Figure IV.8: Réponse spectrale des jeux "moyen" et rouge du laser accordable Saphir : Titane pour une puissance de pompe de 5W.

c) Problèmes géométriques rencontrés

Le principal problème que nous avons rencontré durant la majeure partie de l'étude (octobre 92-juin 94) est un problème d'accès optique. En effet, dans le premier bâti que nous avons utilisé, l'axe du hublot pyrométrique était très éloigné de l'axe de l'échantillon en position optimale et n'était pas aligné à la position centrale. Nous avons donc dû travailler dans une position désorientée de $+9^\circ$ par rapport à la position standard.

Dans cette configuration, le faisceau laser incident ne pouvait pas sonder le centre de la plaquette mais arrivait sur l'échantillon à une distance de 18 mm du centre. Ainsi, il était impossible de contrôler la croissance dans une zone de grande uniformité (cf figure III.5 chapitre III). Nous devons donc calculer les épaisseurs à déposer au point de contrôle afin d'obtenir effectivement les épaisseurs visées au centre de la plaquette. Cela ajoutait une imprécision importante sur le contrôle des épaisseurs. Finalement, nous avons effectué nos contrôles sur des petits échantillons placés à 18 mm du centre du porte-substrat, sans les faire

tourner et sans nous soucier de l'uniformité obtenue. Le contrôle des épaisseurs n'était alors valable que sur une surface très réduite autour du point de contrôle. Cela nous a tout de même permis de mettre au point la technique de réflectométrie RDA.

Un nouveau bâti de croissance a été acquis en septembre 1994, dans lequel l'accès optique en incidence optimale est possible, ce qui permet de contrôler la croissance en position optimale. Ce nouveau bâti, en service depuis janvier 95, nous a finalement permis d'obtenir des structures avec une uniformité des dépôts de 1.3 % sur plus de 4 cm². Dans cette nouvelle configuration, l'échantillon est en rotation pendant la croissance (position optimale). Nous avons remarqué que le porte-substrat fait un angle faible mais non nul avec l'axe de rotation (précession $\alpha \approx 0.4^\circ$), le faisceau réfléchi décrit donc un cône dont le rayon varie entre 0.5 et 1.5 cm (suivant le porte-substrat utilisé), à 1 m de la surface de l'échantillon, où se situe le détecteur. Nous avons donc choisi de ne détecter le signal qu'une fois par tour (Figure IV.9).

L'acquisition de la réflectivité au cours de la croissance est ainsi synchronisée à la rotation du substrat. Rappelons que dans le cas du contrôle de la croissance d'un pseudo-alliage $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_n$, la vitesse de rotation du substrat est de plus synchronisée avec la vitesse de croissance d'une monocouche de binaire (cf. Chapitre III paragraphe III.3.5).

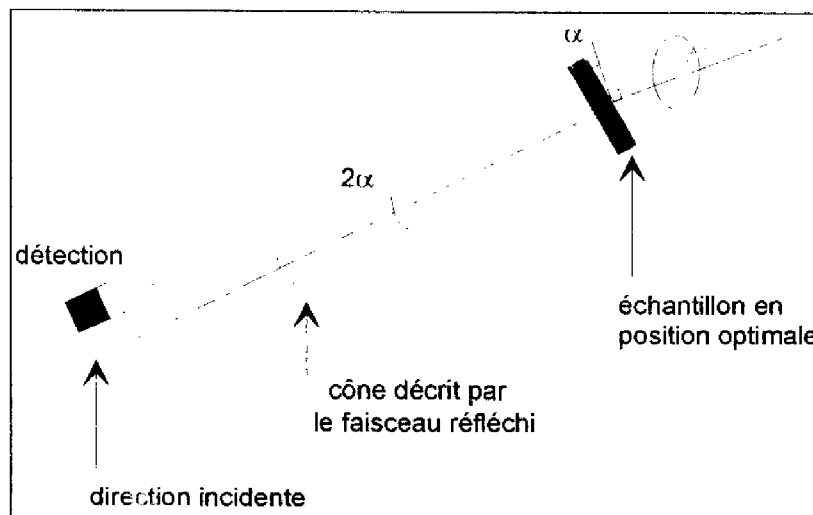


Figure IV.9: Précession du porte-substrat et détection du signal réfléchi synchronisée à la rotation de l'échantillon.

L'ensemble de ce dispositif expérimental permet donc de réaliser un contrôle efficace de la croissance dans une configuration garantissant une grande uniformité en épaisseur des zones contrôlées, avec l'avantage de pouvoir choisir la longueur d'onde de contrôle dans un large domaine spectral. Cependant, la mesure de la vitesse de dépôt et le contrôle des épaisseurs par réflectométrie dynamique sont plus complexes que nous l'avons décrit dans le paragraphe IV.1.1. Nous allons voir dans le paragraphe suivant qu'ils dépendent considérablement de la température de croissance, essentiellement au travers de la variation des indices optiques avec la température.

IV.2 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE CROISSANCE

Lors du contrôle optique in situ de la croissance EJM, il faut tenir compte d'un paramètre très important : la température de croissance. Nous allons passer en revue ses différents effets sur les épaisseurs contrôlées en EJM.

IV.2.1 Dilatation des matériaux

Le coefficient de dilatation de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ s'écrit [8]:

$$\alpha_x = 5.97 - 1.76 x \quad (10^{-6} \text{ K}^{-1}) \quad (\text{IV.2})$$

Il s'agit d'un effet du second ordre pour le contrôle in situ : en effet, cela entraîne une différence de +0.05 % environ entre les épaisseurs optiques déposées à 600°C et celles obtenues finalement à 25°C. Par contre, la variation des constantes optiques n et κ avec la température est très importante.

IV.2.2 Indices optiques des matériaux

De façon générale, les constantes optiques n et κ des semi-conducteurs augmentent avec la température. Dès 1964, des mesures sur GaAs entre 100 et 300K ont permis de

constater que la variation de l'indice de réfraction avec la température suivait une loi empirique de la forme [9]:

$$\Delta n \approx 4 \cdot 10^{-4} \Delta T \quad (\text{IV.3})$$

On peut donc prévoir qu'une épaisseur optique $\lambda/4n$ effectivement déposée à haute température sera plus faible lors du retour à la température ambiante, cet effet entraîne une erreur de l'ordre de -5% sur les épaisseurs déposées.

Par ailleurs, connaître la valeur de l'absorption α du matériau à 600°C est nécessaire ; en effet, si celle-ci est non nulle à la température d'élaboration, la première oscillation de réflectivité ne correspond plus à un quart d'onde (cf. Chapitre I paragraphe I.2.3.b).

La variation des indices optiques avec la température étant différente pour chacun des matériaux de la structure visée résonante à 25°C pour une longueur d'onde λ_0 , il n'existera pas à 600°C de longueur d'onde unique pour laquelle les épaisseurs optiques des couches de la structure seront quart d'onde ou demi-onde.

Un contrôle des épaisseurs par réflectométrie ne sera donc possible que si l'on connaît les indices de réfraction et d'absorption des matériaux déposés à 600°C, et aux longueurs d'onde de contrôle.

Le modèle de Marple permet de prévoir qualitativement les effets de la température mais ne suffit pas à garantir une précision suffisante sur les indices de réfraction et d'absorption et par conséquent la précision sur le contrôle *in situ*. Nous allons donc maintenant exposer la technique que nous avons utilisée pour mesurer la dispersion des indices optiques des alliages $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ à haute température.

IV.2.3 Mesure des indices de réfraction de (Ga,Al)As à 600°C

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la dispersion des indices optiques d'un matériau en couche mince à haute température. La plus connue est l'Ellipsométrie Spectroscopique (ES) qui, associée à un modèle théorique, permet d'effectuer des mesures indirectes de la fonction diélectrique d'un matériau pour une large gamme spectrale.

Cependant, les seules valeurs publiées d'indices de réfraction à haute température concernent GaAs entre 1.6 et 5 eV [10-11]. Or, pour les structures que nous voulons élaborer, nous devons connaître les indices de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (avec $0 \leq x \leq 1$) à 600°C entre 1.29 et 1.6 eV. C'est pourquoi nous avons dû mesurer leurs valeurs à 600°C par réflectométrie dynamique accordable.

a) Détermination expérimentale des périodes d'oscillation de la réflectivité

Nous avons utilisé la Réflectométrie Dynamique Accordable pour mesurer l'indice de réfraction des matériaux pendant leur croissance. Pour cela, nous avons mesuré à plusieurs longueurs d'onde la période τ des oscillations de la réflectivité au cours de la croissance de couches de fortes épaisseurs (>500nm).

Ces mesures ont été réalisées successivement pour AlAs (cf. exemple sur la figure IV.10) et GaAs dans la gamme spectrale que nous offrait le laser Saphir : Titane, c'est à dire pour $\lambda = 780, 810, 835, 860, 900, 920, 940$ et 960 nm. On voit ici tout l'intérêt d'une source accordable qui permet d'accéder aux valeurs de τ dans un large domaine spectral. Nous avons également effectué des mesures à 633 nm à l'aide d'un laser He-Ne afin de comparer nos résultats aux valeurs publiées dans la littérature.

Dans le cas du GaAs, nous avons observé une atténuation rapide des oscillations de la réflectivité en raison de l'absorption du matériau, de sorte qu'il était impossible de mesurer les périodes pour toutes les longueurs d'onde désirées avec une seule couche épaisse.

Pour remédier à ce problème, nous avons déposé quelques périodes de couches quart d'onde d'AlAs et de GaAs alternées entre chaque couche épaisse de GaAs, afin de créer un contraste important de la réflectivité et permettre une mesure correcte à chaque longueur d'onde. L'utilisation de cette procédure nous a également permis d'éviter le phénomène de couches "absentes" (cf. chapitre I paragraphe 1.2.3) que nous avons parfois rencontré

fortuitement, quand la couche ou la multicouche inférieure avait une épaisseur optique demi-onde pour la longueur d'onde de mesure, de sorte que la réflectivité de GaAs ne variait pas, rendant la mesure de période d'oscillation impossible (cf. Figure IV.11).

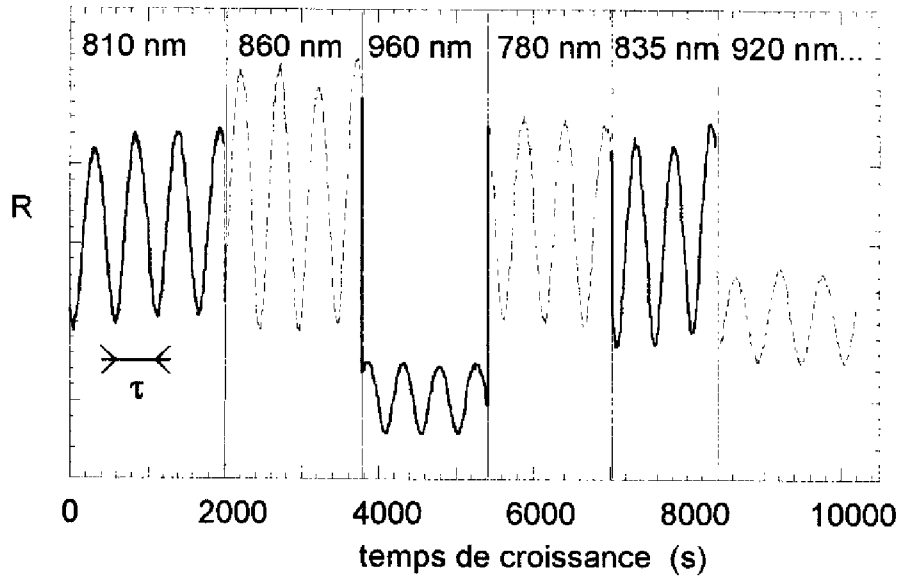


Figure IV.10 : Mesure de la période des oscillations de la réflectivité pour plusieurs longueurs d'onde pendant la croissance d'une couche épaisse d'AlAs à 600°C.

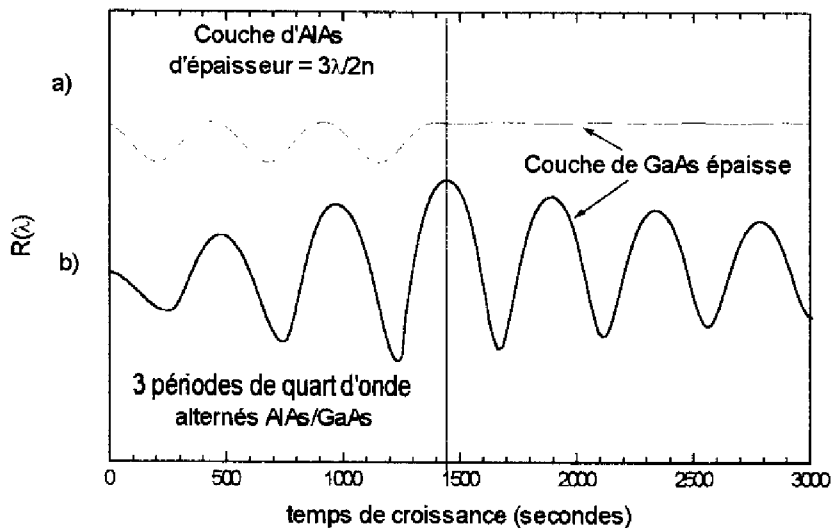


Figure IV.11: a) Phénomène de couche absente lors de la croissance de GaAs sur un matériau d'épaisseur optique demi-onde. b) Utilisation de périodes quart d'onde pour éviter ce phénomène et augmenter le contraste des oscillations de la réflectivité.

b) Calibrage ex-situ de la vitesse de croissance

Nous avons élaboré dans les mêmes conditions de croissance que précédemment un échantillon multicouche périodique AlAs/GaAs avec des durées de dépôt constantes, d'épaisseurs légèrement supérieures à une épaisseur quart d'onde pour 920 nm. Nous avons appliqué des rampes de température (cf. Chapitre III paragraphe III.3.4) aux ouvertures de caches pour conserver des vitesses de croissance constantes pour chacun des matériaux. Pendant la croissance de cette structure de référence, nous avons observé la variation de la réflectivité à une longueur d'onde de référence $\lambda=920$ nm. Nous avons ensuite mesuré par une méthode ex-situ (Double Diffraction X) les épaisseurs de GaAs et d'AlAs effectivement déposées. Ces valeurs ont été confirmées par Ellipsométrie Spectroscopique. Nous en avons déduit la vitesse effective de croissance v_{eff} et la valeur de l'indice du matériau à 600°C:

$$n(920) = \frac{920}{2 \tau_{920} v_{\text{eff}}} \quad (\text{IV.4})$$

ce qui donne : $n_{\text{AlAs}}(600^\circ\text{C}, 920 \text{ nm})=3.11$ et $n_{\text{GaAs}}(600^\circ\text{C}, 920 \text{ nm})=3.72$. Par comparaison aux résultats obtenus à la longueur d'onde de référence, nous avons eu accès à la valeur de l'indice pour toutes les autres longueurs d'onde étudiées.

c) Courbes de dispersion obtenues

On peut voir les résultats obtenus à 600°C entre 633 nm et 960 nm pour GaAs et AlAs sur la figure IV.12. L'incertitude sur la détermination des indices a été estimée à 0.8% (barres d'erreur)[12]. Nous avons comparé nos résultats avec les indices obtenus par Yao par mesure ellipsométrique in situ pour GaAs à 611°C ; et avec les résultats donnés par le modèle semi-empirique de Moss [13], qui relie la variation de l'indice de réfraction à celle du gap du matériau de la façon suivante:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = -\frac{1}{4E_G} \frac{dE_G}{dT} \quad (\text{IV.5})$$

Nous avons utilisé pour évaluer la variation du gap E_G des matériaux avec la température, la relation empirique de Varshni qui a été vérifiée expérimentalement [14] ainsi que des valeurs mesurées pour AlAs. [15] Dans ce modèle, la variation de l'indice avec la température s'écrit donc :

$$\text{pour GaAs} : \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = 8.7550 \cdot 10^{-5} \quad (\text{IV.6})$$

$$\text{et pour AlAs} : \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = 7.9833 \cdot 10^{-5} \quad (\text{IV.7})$$

Nous avons appliqué ces relations en utilisant les valeurs de l'indice à 25°C données par Afromovitz (cf. chapitre I paragraphe I.4.1) pour pouvoir tracer n à 600°C. Nos mesures sont en très bon accord avec le modèle de Moss sans l'utilisation d'aucun paramètre ajustable. Cela nous autorise donc à utiliser désormais ce modèle dans ce domaine spectral pour nos calculs de réflectivité à haute température.

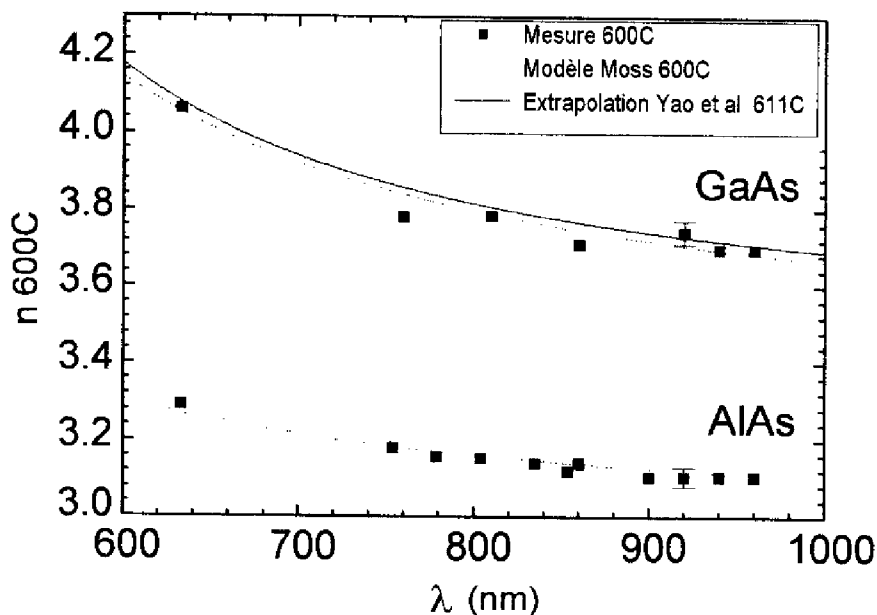


Figure IV.12 : Dispersion mesurée à 600°C des indices de réfraction de GaAs et AlAs et comparaison avec le modèle de Moss

Les indices de réfraction étant déterminés pour les deux binaires GaAs et AlAs, nous avons ensuite mesuré la dispersion des indices des pseudo-alliages $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ pour $x=0.1, 0.3, 0.5, \text{ et } 0.7$. Pour cela, nous avons tout d'abord déposé des couches de référence de GaAs et AlAs observées à 920 nm, puis des couches de fortes épaisseurs de pseudo-alliages

observées à deux longueurs d'onde (880 et 920 nm) pour chaque x . Nous avons ensuite comparé les périodes d'oscillation mesurées aux périodes de référence à 920 nm pour $x=0$ et $x=1$.

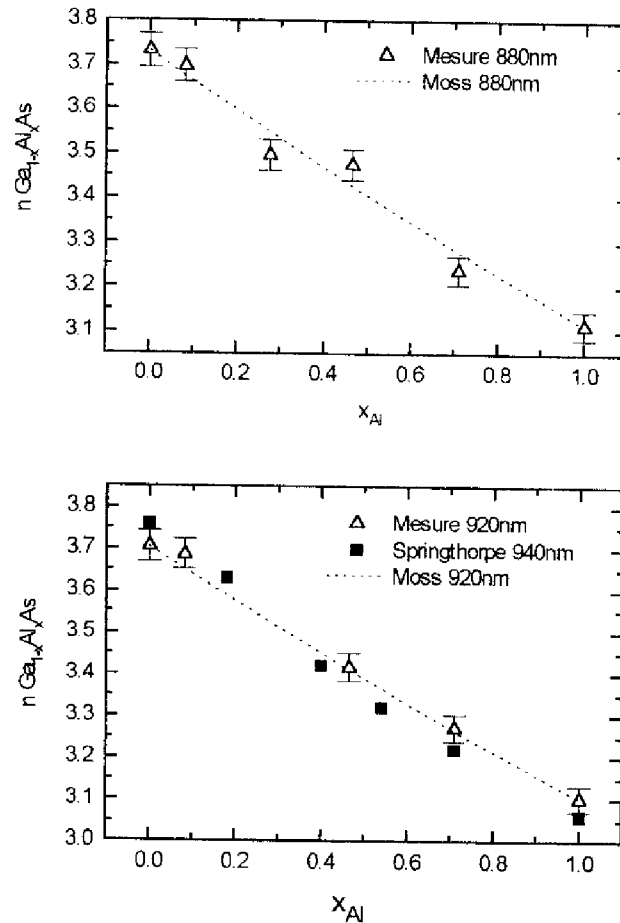


Figure IV.13 : Indice de réfraction mesuré à 600°C pour 880 et 920 nm de $(Ga_{1-x}Al_x)As$.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure IV.13. Le modèle de Moss associé à Afromowitz prévoit une variation linéaire de l'indice avec le pourcentage d'Aluminium. On observe un bon accord entre cette loi et nos mesures, ainsi qu'avec des mesures obtenues par Springthorpe [16] pour 940 nm à 600°C par pyrométrie interférométrique.

IV.2.4 Mesure de l'indice d'absorption de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ à 600°C

Pour mesurer l'indice d'absorption κ , nous avons utilisé la même technique interférométrique que pour la mesure de l'indice de réfraction. Si l'on connaît la valeur de $n(\lambda, 600^\circ\text{C})$ on peut en déduire celle de $\kappa(\lambda, 600^\circ\text{C})$ par la relation suivante [17]:

$$\kappa(\lambda) = \frac{[\ln(R_i / R_j)] n(\lambda)}{2\pi(i - j)} \quad (\text{IV.8})$$

R_i et R_j étant les valeurs de la réflectivité mesurées lorsque l'on observe les extrema i et j lors de la croissance d'une couche (Figure IV.14).

L'incertitude sur la mesure de κ est estimée à 2%, ce qui est plus important que pour les indices de réfraction, car elle dépend de l'erreur commise sur la valeur de l'indice de réfraction et sur les valeurs relatives des amplitudes R_i et R_j . Toutefois, nous avons calculé que l'influence d'une erreur de 2% sur κ a un effet sur la position des extrema de la réflectivité beaucoup plus faible qu'une erreur de 1% sur n .

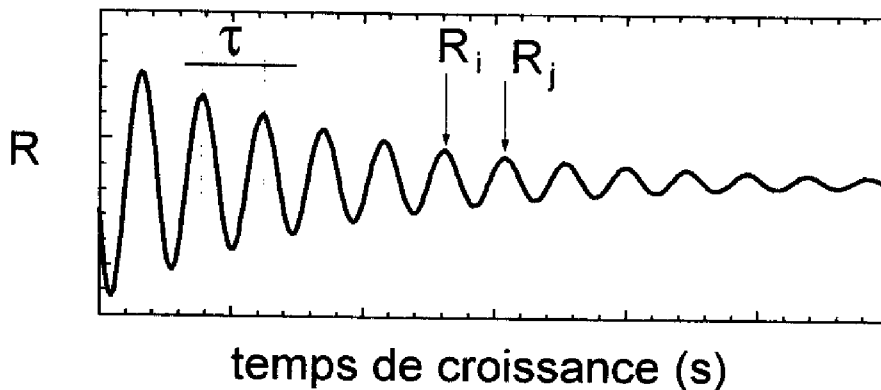


Figure IV.14 : Principe de la mesure de κ par RDA

On peut voir sur la figure IV.15 les résultats obtenus pour GaAs dans la gamme 840-960 nm et pour $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$ à 880 et 920 nm. Nos valeurs expérimentales sont du même ordre que les mesures effectuées à 611°C par ellipsométrie entre 1.6 et 5 eV [10] et extrapolées jusqu'à 1.3 eV, bien que l'on puisse observer une différence pour les longueurs

d'onde les plus élevées. L'indice d'absorption d'AlAs à 600°C mesuré dans la même gamme est proche de zéro.

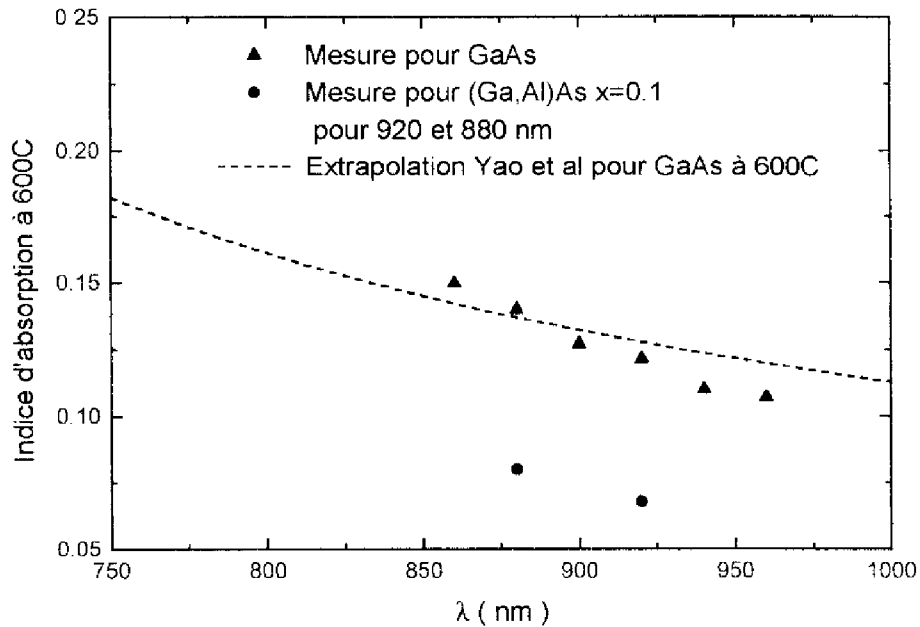


Figure IV.15 : Indices d'absorption mesurés de GaAs et de $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$ à 600°C

Disposant à présent des paramètres n et κ à la température d'élaboration, nous pouvons modéliser la réflectivité des structures en croissance avec le formalisme d'Abélès et en particulier, calculer la longueur d'onde pour laquelle la réflectivité passe par un extremum à la fin de la croissance de chaque couche déposée.

IV.3 REALISATION DE STRUCTURES MULTICOUCHES SOUS CONTROLE OPTIQUE

IV.3.1 Calcul des longueurs d'onde optimales de contrôle

Il est clair que la longueur d'onde optimale de contrôle d'une structure multicouche en croissance, c'est à dire la longueur d'onde pour laquelle sa réflectivité passe par un extremum

lorsque l'épaisseur visée de la couche en croissance est atteinte, ne peut être la longueur d'onde de fonctionnement de la structure à 25°C. En effet, la dépendance en température des indices optiques a pour effet de déplacer vers les grandes longueurs d'onde le spectre de réflectivité de la structure à 600°C.

De plus, la variation des indices avec la température est différente pour chacun des matériaux présents dans la structure (AlAs, Ga_{0,9}Al_{0,1}As et GaAs), ce qui implique qu'il y aura autant de longueurs d'onde de contrôle différentes que de couches à déposer. Il faut alors changer de longueur d'onde de contrôle pour chaque nouvelle couche, ce qui rend indispensable l'utilisation d'une source de lumière continûment accordable.

Le calcul de ces longueurs d'onde est effectué par un programme de simulation de la réflectivité à haute température à utiliser préalablement à l'épitaxie d'une structure multicouche.

Ce logiciel (écrit en Turbo-Pascal) calcule par dichotomie, pour chaque couche et sur toute la gamme spectrale accessible, la longueur d'onde pour laquelle la dérivée de la réflectivité de la structure passe par zéro quand l'épaisseur visée de la couche en croissance est atteinte. Le résultat du calcul est un ensemble de longueurs d'onde qu'il faudra sélectionner successivement pour contrôler le mouvement des caches pendant la croissance. On peut voir sur la figure IV.16 l'algorithme de ce logiciel de calcul.

IV.3.2 Réflecteurs de Bragg

a) Longueurs d'onde optimales

On peut voir sur la figure IV.17 le résultat du calcul des longueurs d'onde optimales calculées dans l'intervalle 800-1000 nm pour le contrôle de la croissance d'un réflecteur de Bragg en Ga_{0,9}Al_{0,1}As/AlAs visé centré sur 885 nm ; ainsi que l'évolution de la réflectivité que l'on observera à ces longueurs d'onde. Celle-ci passe par un minimum à la fin de chaque couche d'indice faible (AlAs) et par un maximum à la fin de chaque couche d'indice élevé (Ga_{0,9}Al_{0,1}As).

Calcul des longueurs d'onde optimales de contrôle d'une structure multicouche

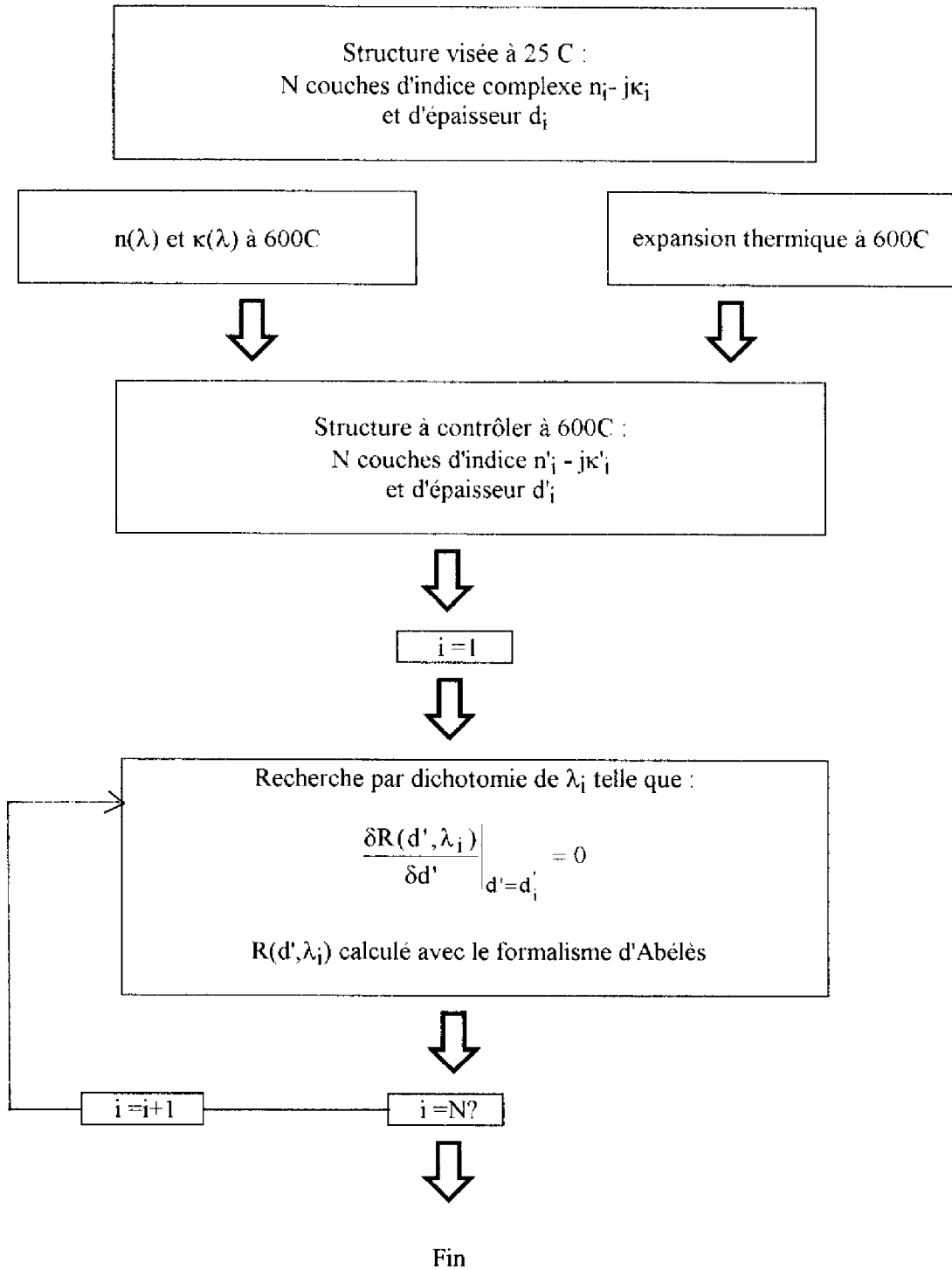


Figure IV.16 : Principe du calcul des longueurs d'onde optimales de contrôle à 600°C d'une structure multicouche.

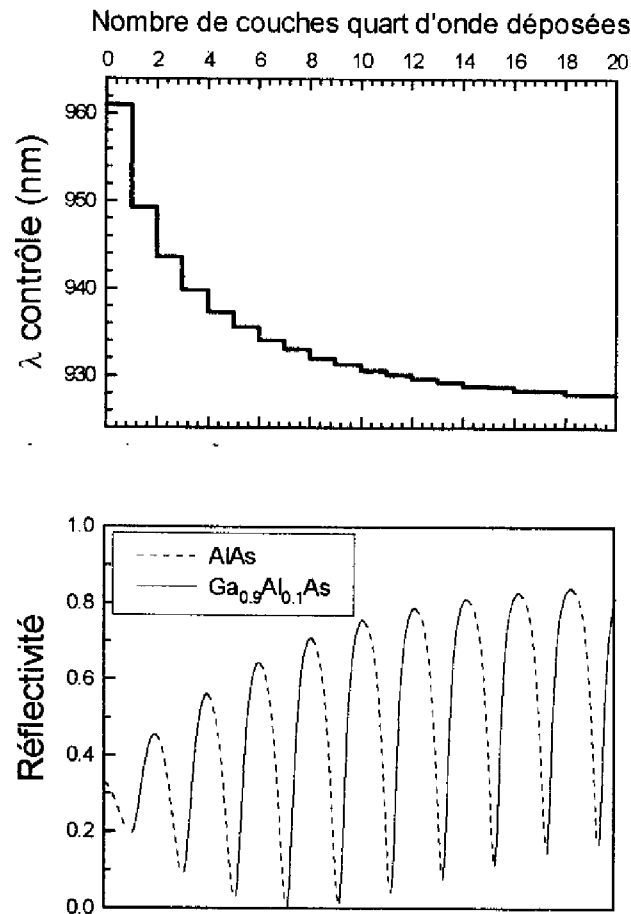


Figure IV.17 : Longueurs d'onde optimales de contrôle RDA d'un réflecteur de Bragg $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}/\text{AlAs}$ visé centré sur 885 nm à 25°C et réflectivité calculée à ces longueurs d'onde à 600°C.

On constate que les longueurs d'onde qu'il faut sélectionner pour obtenir ce résultat varient fortement au début de la croissance. Ceci est dû à l'influence du substrat semi-infini de GaAs qui est absorbant à 600°C dans cette zone spectrale. Nous avons en effet vu précédemment que l'absorption du substrat décalait les extrema de la réflectivité (cf. Chapitre I paragraphe I.5.2).

Les longueurs d'onde de contrôle tendent ensuite vers une valeur asymptotique au fur et à mesure que l'on empile les périodes du réflecteur. Cette valeur (≈ 927 nm) est celle de la longueur d'onde centrale du miroir asymétrique que l'on a formé à haute température. On peut mieux comprendre ce phénomène si l'on observe l'évolution calculée du spectre entier de la structure au cours de la croissance. Nous avons tracé sur la figure IV.18 une coupe 2D de

l'évolution de ce spectre : on observe l'évolution des interférences constructives (zones claires) et destructives (zones sombres) de la réflectivité et la formation du plateau de haute réflectivité autour de 927 nm au fur et à mesure que l'on empile les périodes d'indices alternés du réflecteur. On peut également visualiser la formation des pics satellites autour de ce plateau central.

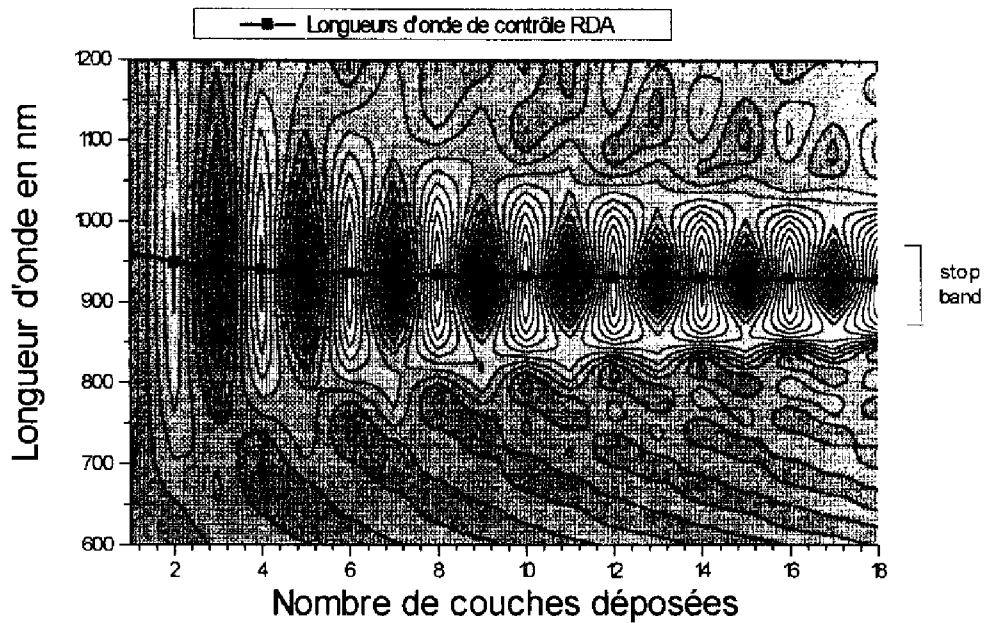


Figure IV.18 : Topographie en échelle de gris (noir : R minimum / blanc R maximum) de l'évolution du spectre de réflectivité d'un réflecteur de Bragg AlAs/Ga_{0.9}Al_{0.1}As visé centré sur 885 nm lors de sa croissance à 600°C.

On voit donc que le choix de la longueur d'onde optimale de contrôle d'un réflecteur de Bragg est surtout délicat au début de sa croissance. Si l'on se contentait de contrôler toute la croissance de la structure à 927 nm, on commettrait une erreur de 6% sur les épaisseurs des couches de la première période, 2.5 % sur la seconde, 1.3 % sur la troisième. Cette erreur deviendrait ensuite plus faible au fur et à mesure que l'on empilerait les périodes, mais l'erreur commise au départ modifierait les conditions de phase de la structure de façon inéluctable.

b) Elaboration sous contrôle optique

Nous avons épitaxié des réflecteurs de Bragg à base de binaires AlAs/GaAs puis à base d'AlAs/Ga_{0,9}Al_{0,1}As dans les conditions de croissance définies au chapitre III, sans calibrer préalablement les vitesses de croissance des deux matériaux par des techniques ex-situ. A chaque interface, le changement de matériau a été effectué manuellement par action opposée des caches de Gallium et d'Aluminium lors du passage à zéro de la dérivée de la réflectivité observée aux longueurs d'onde calculées au paragraphe IV 4.3 a). La courbe de réflectivité obtenue in situ est en bon accord avec les calculs que nous avons effectués au préalable, ce qui constitue une première validation de notre technique (Figure IV.19).

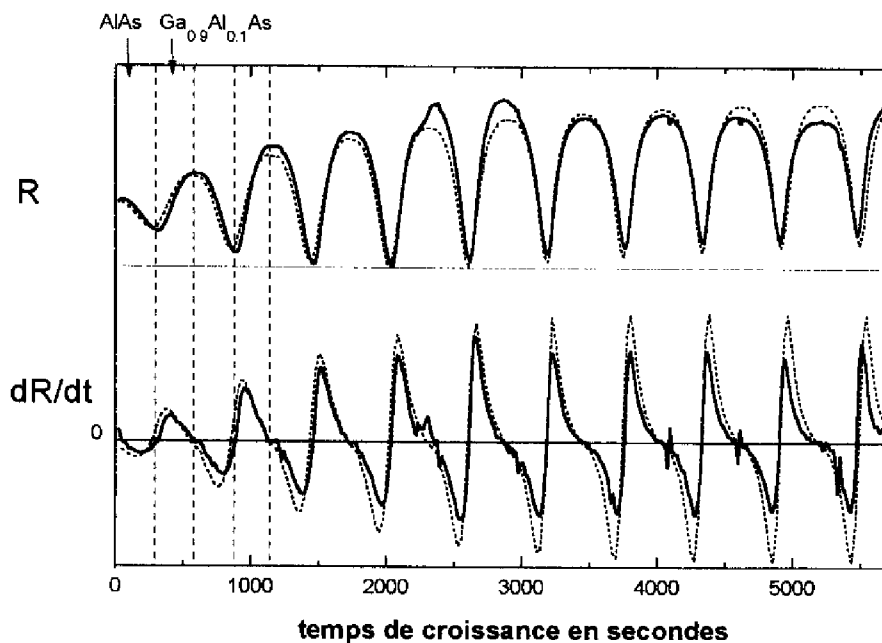


Figure IV.19 : Signal de réflectométrie in situ et sa dérivée (traits pleins) observés lors du contrôle RDA de la croissance d'un réflecteur de Bragg AlAs/Ga_{0,9}Al_{0,1}As de 10 périodes visé centré sur 885 nm. On peut voir en traits pointillés les simulations effectuées avant la croissance .

On remarque que le signal présente des instabilités après l'apparition des extrema. Ceci est dû au fait que juste après le passage d'un extremum et le mouvement des caches qui en découle, le programme d'acquisition modifie la longueur d'onde pour la nouvelle couche à

IV.3.3 Modulateur AFPM

a) Longueurs d'onde optimales

La structure que nous avons considérée est décrite au paragraphe II.4.2 : Réflecteur arrière $\text{AlAs}/\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$: 10 périodes / couche active en GaAs $m=6$ / Réflecteur avant $\text{AlAs}/\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$: 6.5 périodes. Les longueurs d'onde de contrôle des couches du réflecteur de Bragg arrière du modulateur AFPM sont naturellement identiques à celles du paragraphe précédent : elles décroissent de 960 à 927 nm, longueur d'onde centrale du pseudo-réflecteur formé à 600°C.

On s'attend à obtenir de nouveau cette longueur d'onde unique pour contrôler la croissance de la couche active, pour laquelle on peut observer un maximum à la fin du dépôt de la couche; puis celle du réflecteur supérieur pour lequel on s'attend à observer une "inversion" de la nature des extrema de la réflectivité par rapport au réflecteur inférieur : apparition d'un minimum à la fin de chaque couche d'indice élevé ($\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$) et d'un maximum pour à la fin de chaque couche d'indice faible (AlAs) (cf. chapitre I paragraphe I.6.2). Cependant, le calcul effectué pour la couche centrale de GaAs entre 850 et 980 nm donne plusieurs longueurs d'onde de contrôle, pour lesquelles on observe soit des maxima soit des minima à la fin de la couche : a) 885 nm (minimum), b) 927 nm (maximum), c) 970 nm (minimum). On retrouve 927 nm, longueur d'onde centrale de la structure "Bragg arrière + couche active", mais aussi des longueurs d'onde situées sur des pics satellites de son spectre de réflectivité à ce stade de la croissance (Figure IV.19).

On peut également remarquer que pour toutes ces longueurs d'onde, le contraste diminue à la fin du dépôt de la couche centrale de GaAs. Si celle-ci était plus épaisse, on ne pourrait plus observer d'oscillations de la réflectivité. Nous verrons au paragraphe IV.5.2 les limites en épaisseurs contrôlables de la technique de réflectométrie dynamique.

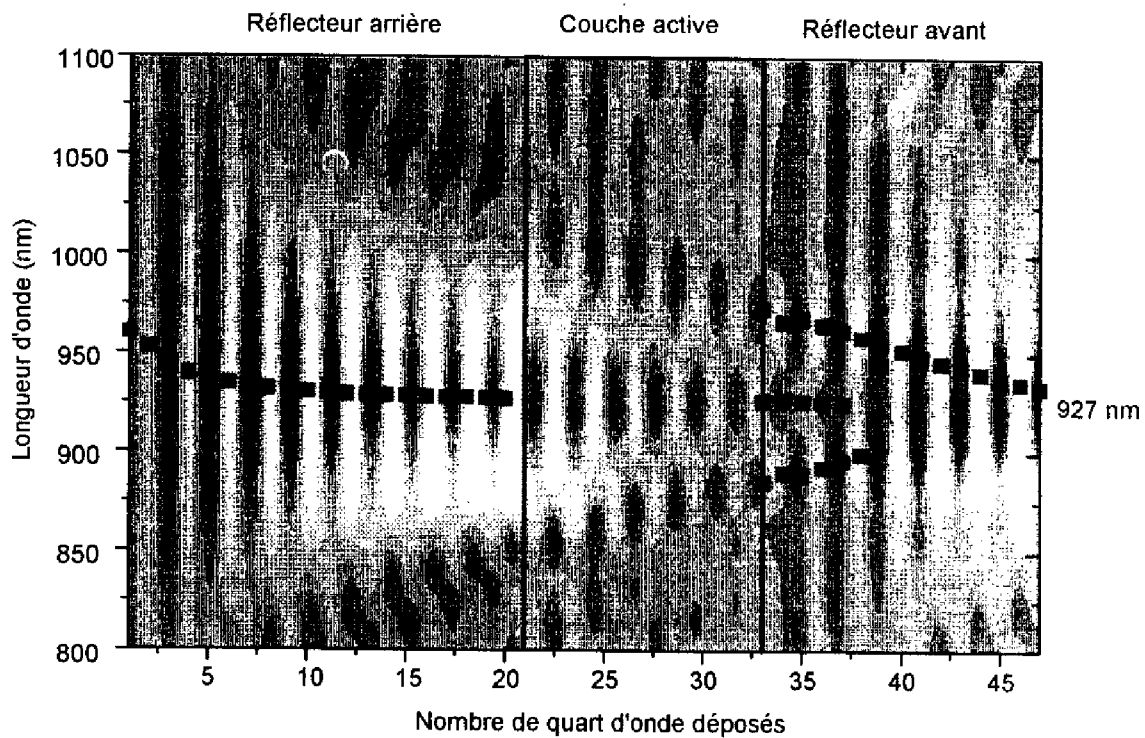


Figure IV.19: Topographie en échelle de gris (noir : R minimum / blanc : R maximum) de l'évolution du spectre de réflectivité d'un modulateur AFPM GaAl_{0,1}As/AlAs à cavité en GaAs visé centré sur 885 nm lors de sa croissance à 600°C et longueurs d'onde optimales de contrôle RDA (carrés noirs) calculées entre 850 et 980 nm.

Le choix de la longueur d'onde la plus appropriée pour le contrôle dépend du contraste de réflectométrie obtenu entre deux extrema successifs. Pour la couche centrale, les meilleurs résultats seront observés pour 927 nm.

Pour les premières périodes du réflecteur avant, le calcul donne également 3 jeux de longueurs d'onde de contrôle différents, mais après la 4^{ème} période seul le jeu (a) permet de contrôler la croissance et tend ensuite vers 927 nm, comme dans le cas du réflecteur arrière. En effet, les pics satellites disparaissent peu à peu pour laisser la place à un plateau de haute réflectivité centré sur 927 nm, ce qui donne de nouveau un très bon contraste de réflectométrie à cette longueur d'onde. Étant donné qu'au début du dépôt du réflecteur avant, la résonance Fabry-Pérot n'est pas encore marquée, les oscillations de réflectométrie observées à 927 nm sont très atténuées lors du dépôt de ce réflecteur. Un contrôle du mouvement des caches des cellules d'évaporation devient alors rapidement impossible.

Par contre, on obtient un meilleur contraste si l'on se décale sur les pics satellites pour observer la croissance du réflecteur avant, tant que le contraste à 927 nm n'est pas assez élevé.

C'est donc l'un de ces deux jeux de longueurs d'onde (a ou c) qu'il faut utiliser pour contrôler la croissance du réflecteur avant. Avec le jeu de miroirs que nous avons utilisé (jeu rouge), la puissance du laser Saphir : Titane était beaucoup plus élevée pour 885 que pour 970 nm, nous avons donc préféré contrôler la croissance des modulateurs avec le jeu de longueurs d'onde c (cf. figure IV.20).

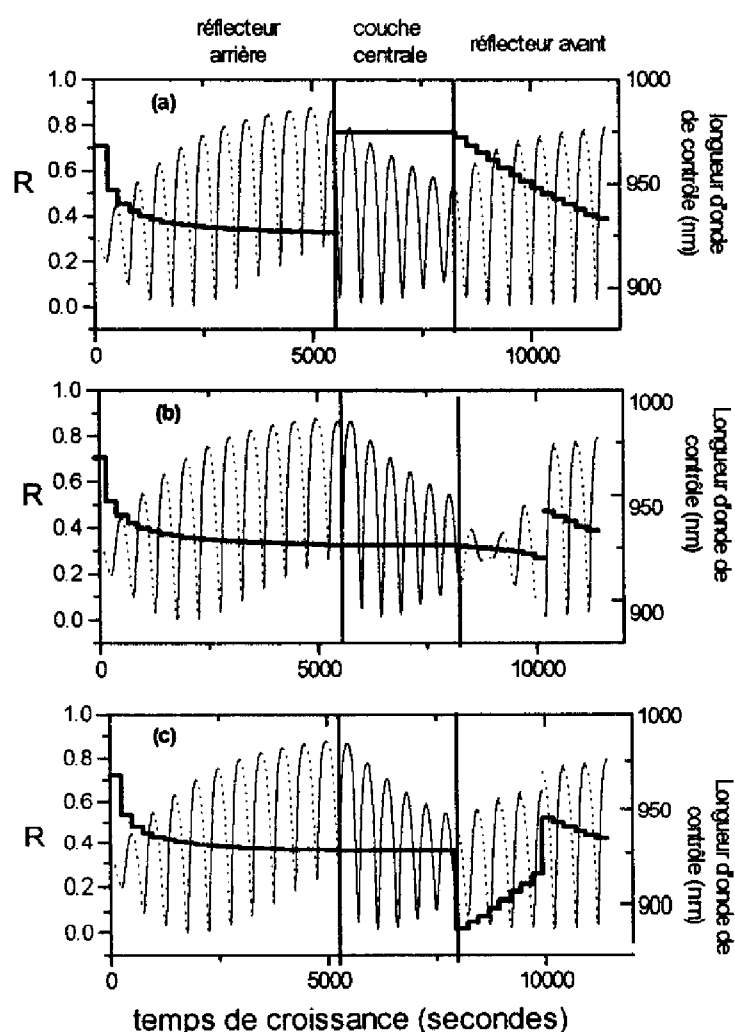


Figure IV.20 : Jeu de longueurs d'onde optimales de contrôle possibles d'un AFPM $Ga_{0,9}Al_{0,1}As/AlAs$ et réflectivité calculée à ces longueurs d'ondes

Comme dans le paragraphe précédent, on peut constater que le choix de la longueur d'onde de contrôle est critique dès que l'on envisage le dépôt d'une couche mince sur un milieu épais et absorbant (substrat de GaAs ou couche active en GaAs).

b) Elaboration sous contrôle optique

Les résultats observés in situ sont représentés sur la figure IV.21. On peut voir en traits pointillés la réflectivité observée à 927 nm lors de la croissance du réflecteur supérieur. On constate comme prévu qu'à cette longueur d'onde les oscillations sont très atténuées dès la deuxième période. Par contre, en se décalant à 885 nm sur un des pics satellites et en adaptant la longueur d'onde de contrôle à chaque couche jusqu'à de nouveau tendre vers 927 nm, comme l'indique le calcul du paragraphe précédent, nous avons pu contrôler efficacement la croissance et observer un signal similaire à celui prévu par la simulation.

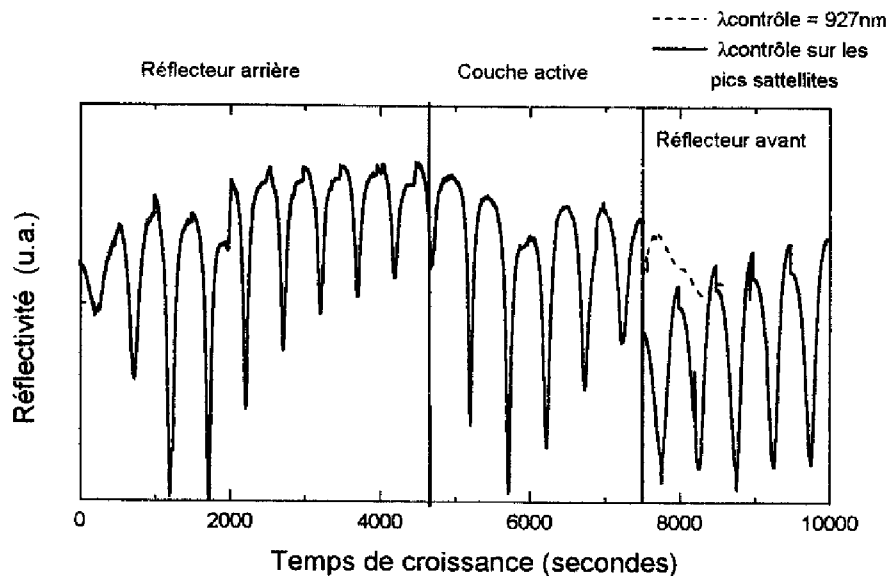


Figure IV.21 : Signal de réflectivité observé in situ lors de la croissance d'un modulateur AFPM. Les traits pointillés montrent ce que l'on observe si l'on conserve 927 nm pour le contrôle du réflecteur avant.

On peut donc contrôler la croissance d'une structure multicouche par visualisation des extrema de sa réflectivité observée à des longueurs d'onde précises calculées au préalable.

Nous avons validé cette méthode sur la croissance de réflecteurs de Bragg et de modulateurs AFPM et nous allons maintenant définir les limites de cette technique.

IV.4 LIMITES DE LA TECHNIQUE RDA

IV.4.1 Limites spectrales

Celles-ci sont déterminées par le spectre d'émission du laser accordable (750-1030 nm). Compte tenu des dispersions des indices avec la température et des plages de variation nécessaires de la longueur d'onde de contrôle, seules les structures centrées à 25°C entre 675 nm et 950 nm peuvent théoriquement être contrôlées par RDA dans cette gamme spectrale. Cependant, il est possible d'adapter la technique au contrôle de structures centrées hors de ce domaine spectral.

- Si l'on désire réaliser une structure, réflecteur ou modulateur, visant un fonctionnement à 1.55 μm , et formé de binaires GaAs et AlAs, matériaux tous deux transparents à cette longueur d'onde, il est possible de contrôler la croissance à des longueurs d'onde harmoniques ($\lambda/2$, $\lambda/3$...) de la longueur d'onde centrale de la structure formée à 600C (\approx 1620 nm).

La plage spectrale du laser accordable est centrée sur l'ordre $\lambda/2$ de la structure formée à 600C, comme on peut le voir sur la figure IV.22. Dans cette zone, on peut contrôler la croissance en observant l'évolution de R aux longueurs d'onde qui permettent d'observer deux extrema de la réflectivité au lieu d'un comme précédemment.

Sur la figure IV.23, on peut voir que dans la plage spectrale accessible, la réflectivité passe par deux extrema lors de la croissance d'une couche $\lambda/4n$: il est donc possible de contrôler la croissance de cette couche dans ce domaine de longueur d'onde. Chaque

couche du réflecteur aura alors une épaisseur optique demi-onde et non plus quart d'onde de la longueur d'onde optimale de contrôle.

Nous avons modifié notre programme pour calculer ces longueurs d'onde. Pour AlAs, la longueur d'onde de contrôle moyenne est de 848 nm, pour GaAs elle est de 839 nm. Pour ce dernier matériau, on observe à 839 nm une réflectivité constante, car le matériau déposé est de même nature que le substrat. Nous avons donc utilisé un autre jeu de longueur d'onde pour ce matériau qui permet d'observer des oscillations significatives de la réflectivité pendant la croissance du GaAs. Le résultat présenté sur la figure IV.24 correspond au cas d'un réflecteur de Bragg centré sur 1.55 μm formé de deux binaires AlAs et GaAs.

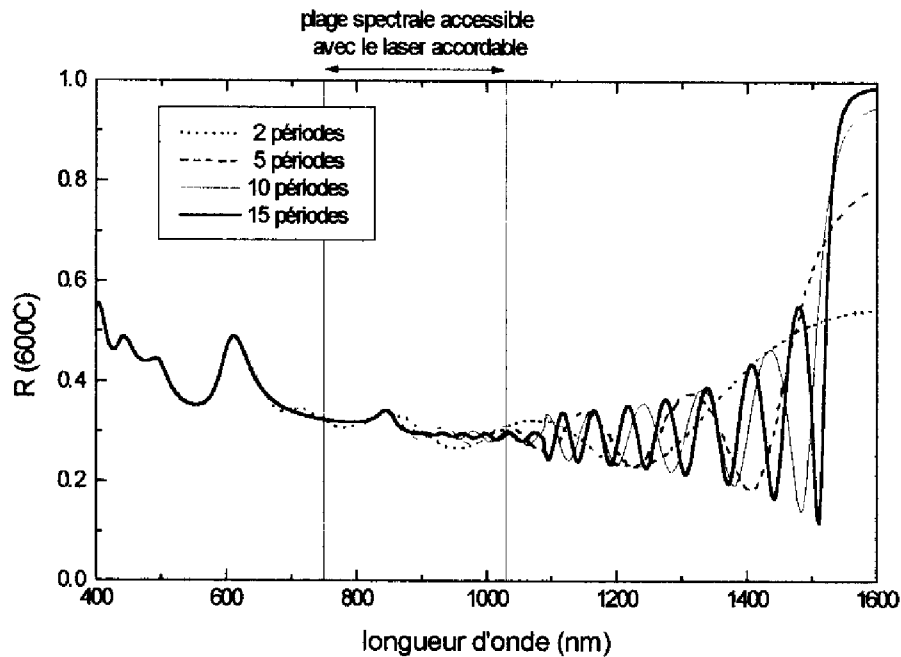


Figure IV.22 : Evolution à 600C du spectre de réflectivité d'un réflecteur AlAs/GaAs visé à 1.55 μm à 25°C en fonction du nombre de périodes déposées.

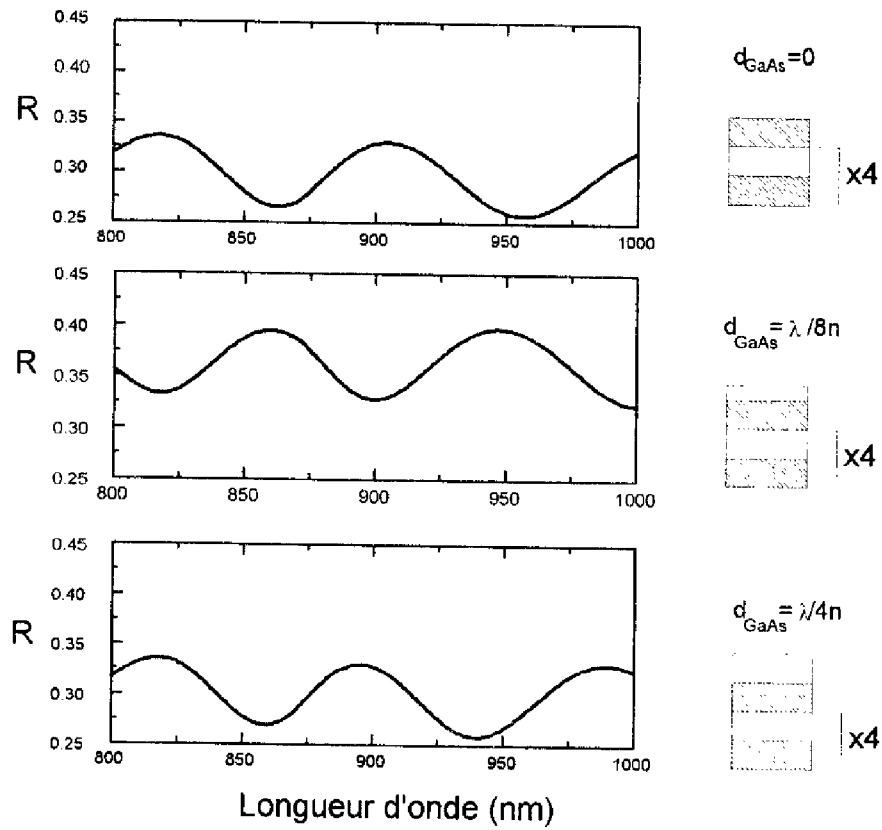


Figure IV.23 : Evolution de la réflectivité lors du dépôt de la couche de GaAs de la 5ème période d'un réflecteur AlAs/GaAs centré sur 1.55 μm dans la zone spectrale 800-1000 nm.

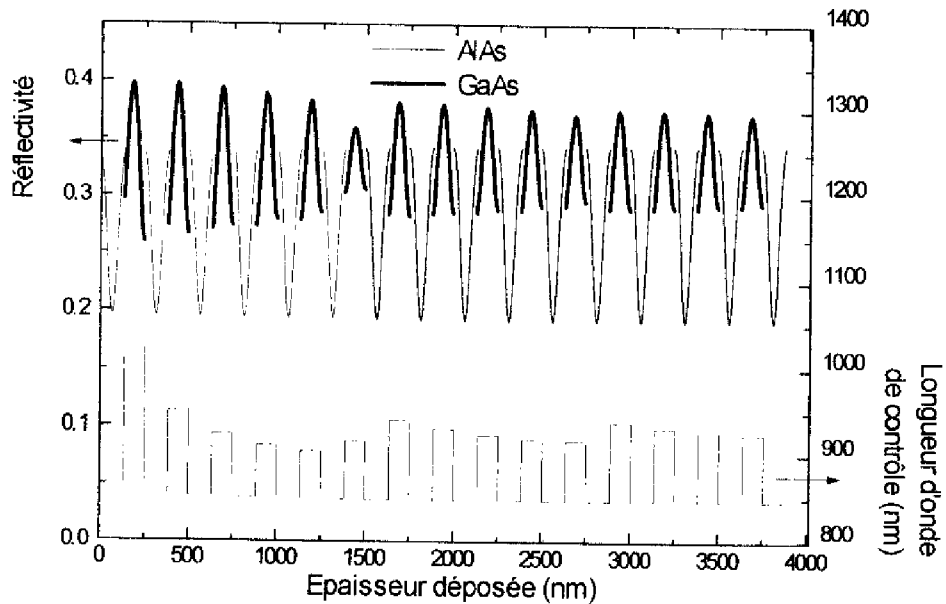


Figure IV.24 : Longueurs d'onde optimales de contrôle d'un réflecteur de Bragg de 15 périodes GaAs/AlAs visé centré sur 1550 nm à 25°C et réflectivité calculée à ces longueurs d'onde à 600°C.

- Pour le contrôle de structures centrées sur 980 nm, dont la longueur d'onde moyenne de centrage à haute température se situe autour de 1015 nm, une des solutions est de calculer la longueur d'onde pour laquelle la dérivée seconde de la réflectivité passe par zéro, ce qui revient à contrôler la croissance avec les points d'inflexion de la réflectivité plutôt qu'avec ses extrema. Il faut bien sûr que le signal de réflectivité ne soit pas trop entaché de bruit lors de son acquisition.

En conclusion, la gamme spectrale accessible au laser accordable Saphir : Titane est suffisamment large pour contenir les longueurs d'onde adaptées au contrôle des structures multicouches qui sont les plus fréquemment élaborées pour les applications photoniques des semi-conducteurs III-V.

IV.4.2 Limites en épaisseur contrôlable

La limite supérieure en épaisseur contrôlable par RDA dépend de l'absorption du matériau en croissance à la température d'élaboration. Il faut que l'épaisseur d de la couche contrôlée vérifie :

$$d < \frac{1}{\alpha} \quad (\text{IV. 9})$$

α étant le coefficient d'absorption de la couche à la longueur d'onde de contrôle λ . Dans le cas des modulateurs AFPM, cette limite n'est gênante que pour les couches actives en GaAs massif d'épaisseur supérieure à 0.9 μm (calcul à 920 nm). Cependant, il est toujours possible de choisir une longueur d'onde plus élevée où l'absorption sera plus faible. En effet, nous avons vu au paragraphe IV.4.2 qu'il existait plusieurs longueurs d'onde de contrôle pour la couche active de GaAs.

Le problème majeur de la RDA est plutôt sa faible sensibilité aux dépôts de faible épaisseur, et donc sa difficulté à contrôler la croissance de puits quantiques, dont l'utilisation dans la couche centrale peut améliorer les capacités de modulation d'un AFPM (cf. Chapitre II paragraphe II.3.2).

On se trouve ici dans le cas de l'inadéquation d'une méthode optique au contrôle de dépôts très minces. De récents travaux menés par Killeen et Breiland [18] montrent que la variation prévue de la réflectivité pour la longueur d'onde la plus favorable de notre gamme accessible (750 nm) est seulement de 0.2% lorsque l'épaisseur d'un film très mince d'AlAs déposé sur du GaAs passe de 5 à 10 Å. Cette variation est de 1.4 % pour 450 nm. On voit ici l'intérêt d'une source de lumière blanche ayant une très large gamme d'émission. Une telle variation de réflectivité n'apparaît cependant pas suffisante pour permettre un contrôle précis en temps réel du dépôt de couches de faible épaisseur.

Nous avons tout de même tenté d'évaluer notre méthode pour le contrôle de la croissance de puits quantiques. En effet, la RDA a l'avantage de ne être pas liée à la valeur absolue de la réflectivité mais à la forme de sa variation au cours du temps observée à une longueur d'onde particulière.

Soit à contrôler un modulateur AFPM visant un fonctionnement à 885 nm, dont la zone centrale est composée de multi-puits $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ (65 nm) / GaAs (5 nm). Supposons que l'on ait déjà contrôlé la croissance d'un réflecteur AlAs/ $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$ arrière et de la barrière ($\lambda_{\text{optimal}} \approx 936\text{nm}$), et que l'on soit sur le point de débiter la croissance du puits de GaAs.

Nous avons calculé de combien de nanomètres il faut déplacer la longueur d'onde de contrôle de la dernière couche déposée, pour que l'extremum R n'ait plus lieu à la fin du dépôt de cette couche mais lorsque les 5 nm de GaAs sont effectivement déposés (Figure IV.25). C'est donc en observant la prolongation de l'oscillation de réflectivité de la dernière couche épaisse déposée que l'on peut contrôler la croissance de couches plus minces. La longueur d'onde de contrôle obtenue est égale à 951.2 nm, le passage à cette longueur d'onde étant rapidement réalisable grâce au moteur pas à pas contrôlant le laser. C'est alors la précision du laser (1.3 Å) qui fixe la limite théorique en épaisseur contrôlable. On voit ici que la réflectométrie laser accordable est plus avantageuse que la réflectométrie en lumière blanche

[19], généralement associée à un analyseur de spectre de focale de 1/4 ou 1/8 m donc de précision moindre.

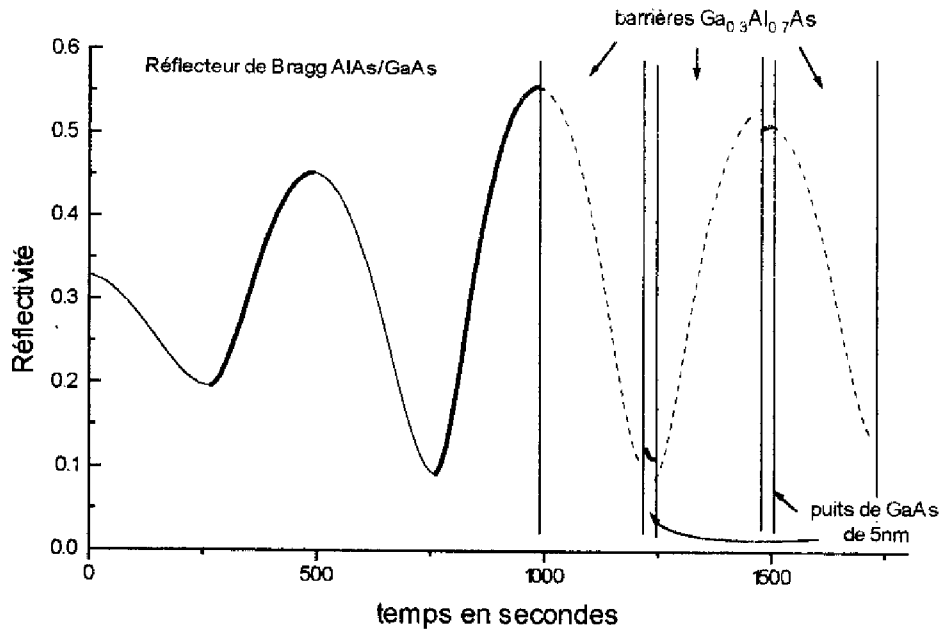


Figure IV-25 : Contrôle RDA d'un AFPM contenant des puits quantiques

Toutefois, il faut également tenir compte d'une autre limite : la pureté du signal acquis en réflectométrie, ainsi que la nécessité d'acquérir plusieurs points (au moins six) pour calculer et analyser la dérivée du signal à l'approche d'un extremum. Cette limite théorique peut donc être estimée à une dizaine de monocouches soit environ 25 Å. En pratique, notre technique RDA est seulement adaptée au contrôle en temps réel de la croissance de couches d'épaisseur supérieures à 10 nm.

Une solution intermédiaire pour les couches très minces est cependant accessible. Elle consiste à déterminer la vitesse de croissance du GaAs, à partir du temps de croissance des couches de pseudo-alliages (Ga_{0,9}Al_{0,1})As ou de GaAs du réflecteur arrière. Cette vitesse de croissance étant connue, le temps nécessaire à l'épitaxie de la couche de faible épaisseur (puits ...) peut être calculé, et appliqué pour la croissance de couches minces. La précision sur la vitesse de croissance étant de l'ordre de 1%, cela correspond dans le cas d'un puits de 5 nm à

une précision de 0.2 monocouches. C'est cette technique que nous avons choisi d'appliquer pour le contrôle du dépôt de puits quantiques.

CONCLUSION

En conclusion, nous avons mis au point une technique originale de contrôle des épaisseurs déposées en épitaxie par jets moléculaires par Réflectométrie Dynamique Accordable (RDA).

Cette technique, qui mesure à l'aide d'une source de lumière accordable les variations de la réflectivité de la surface en croissance, permet de contrôler en temps réel le mouvement des caches des cellules d'évaporation sans aucun calibrage préalable de la vitesse de croissance.

Il suffit de calculer les longueurs d'onde de contrôle optimales pour la structure considérée et d'observer en temps réel la variation de la réflectivité à ces longueurs d'onde pour déclencher l'ouverture ou la fermeture d'un cache d'évaporation. Nous avons pu effectuer ce calcul, basé sur le formalisme d'Abélès, grâce à la détermination de la dispersion des indices optiques des alliages (Ga,Al)As à la température d'élaboration (600C) dans une gamme de longueur d'onde (750-1000 nm) où aucune donnée n'était disponible dans la littérature.

La précision sur les épaisseurs déposées sous contrôle RDA est égale à 0.8 %, ce qui permet d'améliorer considérablement la maîtrise de la croissance par rapport à un moyen conventionnel. L'application de cette technique au contrôle de la croissance d'autres matériaux ou d'autres structures pour l'optique est désormais envisageable.

Nous allons maintenant décrire les techniques expérimentales qui nous ont permis de caractériser les réflecteurs de Bragg et les modulateurs AFPM que nous avons élaborées à l'aide de ce contrôle optique et présenter les résultats que nous avons obtenus.

Références

1. Séminaire international sur le contrôle in situ des épaisseurs et de la température
Erlangen, Allemagne, Juin 1993
2. "Monitoring and control techniques for intelligent epitaxy"
Engineering foundation, Alberta, Canada, Juin 1995
3. "Recent advances in probing semiconductor surfaces"
Imperial College, Londres, Juillet 1995
4. J.V. Armstrong , T. Farrell, T.B. Joyce, P. Kightley, T.J. Bullough et P.J. Goodhew
J. Cryst. Growth , vol. **120**, 84 (1992)
5. N.C. Frateschi , S.G. Hummel et P.D. Papkus
IEEE Electron. Letters , vol. **27**, 155 (1991)
6. T. Farrell, J.V. Arsmtrong et P. Kighthley
Appl. Phys. Lett. , vol. **59**, 1203 (1991)
7. Y. Rafflé, R. Kuszelewicz, R. Azoulay, G.L. Roux, J.C. Michel, L. Dugrand et E. Toussaere
Appl. Phys. Lett. , vol. **63**, no. 25, 3479-3481 (1993)
8. S. Adachi
J. Appl. Phys. , vol. **58**, no. 3, R1-R29 (1985)
9. D.T.F Marple
J. Appl. Phys. , vol. **35**, 1241 (1964)
10. H. Yao, P.G. Snyder et J.A. Woollam
J. Appl. Phys. , vol. **70**, 3261 (1991)
11. C.H. Kuo, S. Anand, R. Droopad, K.Y. Choi et G.N. Maracas
J. Vac. Sci. Technol. , vol. **B 12**, no. 2, 1214-1216 (1994)
12. V. Bardinal, C. Fontaine et R. Legros
Appl. Phys. Lett., vol **67**, no 2, 244 (1995)
13. T.S. Moss
"Optical Properties of Semiconductors"
Butterworths, London, 1961
14. Y.P. Varshni
Physica , vol. **34**, 149-154 (1967)
15. H.G. Grimmeiss et B. Monemar
Phys. Stat. Sol. (a) , vol. **5**, 109-114 (1971)

16. A.J. Springthorpe, T.P. Humphreys, A. Majeed, et W.T. Moore
Appl. Phys. Lett., vol. 55, no. 20, 2138-2140 (1989)
17. H. Sitter, G.J. Glanner et M.A. Herman
Vacuum , vol. 46, no. 1, 69-76 (1995)
18. W.G. Breiland et K.P. Killeen
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. , vol. 324, 99-104 (1994)
19. K.P. Killeen et W.G. Breiland
J. Electron. Mat. , vol. 23, no. 2, 179-183 (1993)

CHAPITRE V
CARACTERISATION DES STRUCTURES REALISEES

Ce chapitre est consacré à la validation expérimentale de l'ensemble de l'étude. En effet, les caractérisations que nous allons présenter vont permettre d'une part de prouver l'efficacité de la technique de contrôle RDA et d'autre part de montrer que les résultats de modélisation des modulateurs AFPM développés au chapitre II sont conformes à la réalité.

Nous allons tout d'abord présenter les spectres de réflectivité en régime linéaire des structures élaborées sous contrôle optique et les comparerons aux spectres théoriques.

Nous décrirons par la suite le dispositif expérimental utilisé pour tester les structures en régime excité, c'est à dire en fonctionnement. Nous discuterons les résultats obtenus et les comparerons également aux modèles. Nous présenterons ensuite la cinétique de fonctionnement des dispositifs, ainsi que les perspectives d'amélioration de leur caractéristiques.

V.1 CARACTERISATION EN REGIME LINEAIRE

Nous allons tout d'abord décrire le dispositif expérimental de caractérisation en régime linéaire que nous avons utilisé, puis nous exposerons les résultats obtenus sur des réflecteurs de Bragg et des modulateurs AFPM élaborés sous contrôle RDA.

V.1.1 Dispositif expérimental

Bien qu'il soit possible de caractériser nos échantillons in situ grâce au laser accordable, nous avons systématiquement étudié leur réflectivité ex-situ en lumière blanche. En effet, ce type de caractérisation permet d'obtenir des spectres s'étendant sur une large bande spectrale (600-1200 nm) et normalisés par rapport à une référence.

De plus, le dispositif que nous avons utilisé (figure V.1) permet facilement de réaliser des études sur toute la surface de l'échantillon (cartographie) grâce à une platine X-Y. Nous avons ainsi pu vérifier l'uniformité des dépôts réalisés.

Un faisceau de lumière blanche émis par une lampe halogène, est focalisé par une lentille (focale $f=80$ mm) sur l'entrée d'un monochromateur de focale 1 m (HR 1000), qui sélectionne la longueur d'onde de caractérisation. Le faisceau de sortie, monochromatique, est focalisé par un objectif de microscope sur la surface de l'échantillon. Le faisceau réfléchi est dévié par un prisme vers une photodiode au Silicium, qui convertit le signal lumineux en signal électrique amplifié. Celui-ci est ensuite traité par un système de détection synchrone pour augmenter le rapport signal sur bruit. Enfin, les spectres sont visualisés sur un ordinateur HP. L'ensemble du montage est installé sur une table optique afin de minimiser les vibrations. La normalisation des spectres est réalisée par comparaison au spectre de réflectivité d'un miroir de réponse spectrale connue pour la gamme de mesure.

V.1.2 Spectres de réflectivité obtenus

a) Réflecteurs de Bragg

Le spectre de réflectivité d'un réflecteur de Bragg de 16 périodes GaAs/AlAs visé sur 885 nm et contrôlé par RDA est présenté sur la figure V.2. On obtient un très bon accord entre le spectre mesuré au point de contrôle RDA et la simulation.[1] Cette dernière ne tient pas compte de la queue de Urbach, ce qui peut expliquer la différence d'amplitude de réflectivité entre 860 et 870 nm. Le décalage entre la longueur d'onde centrale du réflecteur et la longueur d'onde visée n'est pas détectable. Par ailleurs, des mesures de Double Diffraction X (effectuées au LETI-CENG de Grenoble) ont montré que l'erreur sur les épaisseurs de chacune des couches déposées est de l'ordre de 8%.

b) Modulateurs AFPM

Nous avons réalisé tout d'abord des modulateurs AFPM à base de GaAs et d'AlAs. On peut voir le spectre de réflectivité en incidence normale de l'échantillon A sur la figure V.3. Sa

longueur d'onde de centrage est égale à 885 nm comme prévu. Ces résultats valident également notre méthode de contrôle de la croissance par réflectométrie dynamique accordable.

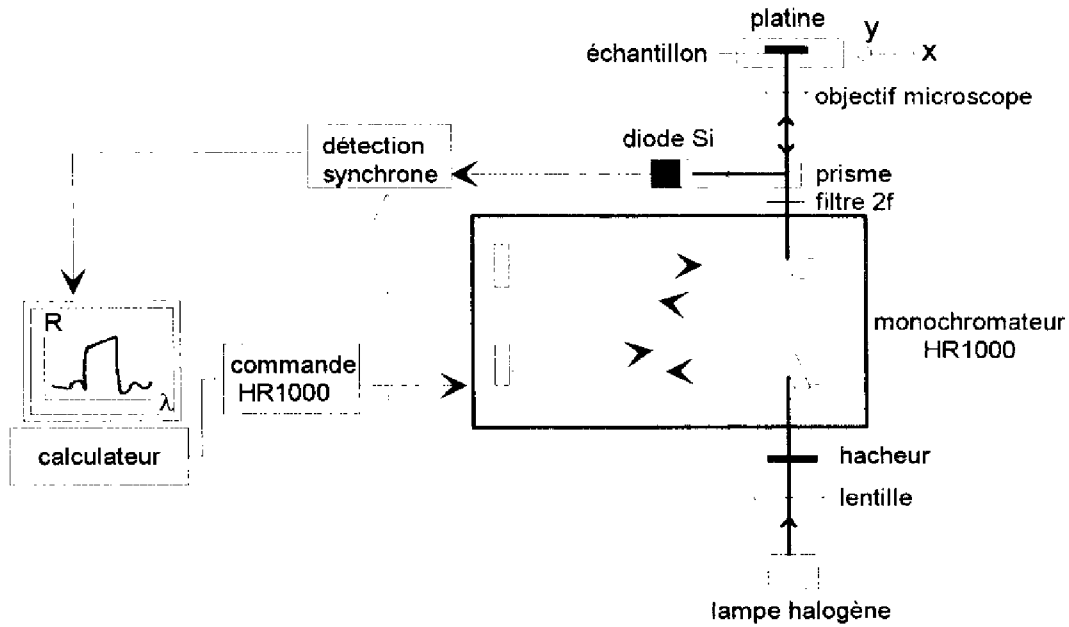


Figure V.1 : Dispositif de mesure de la réflectivité en régime linéaire

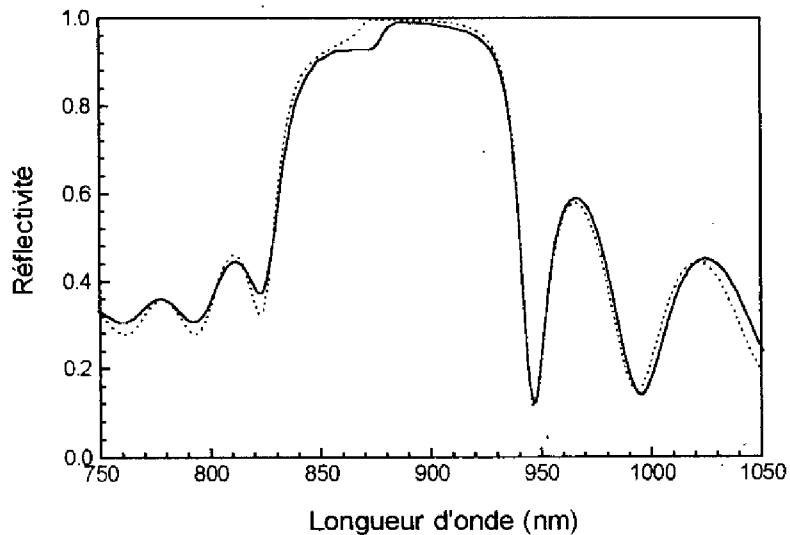


Figure V.2 : Spectre de réflectivité en incidence normale mesuré (traits pleins) et calculés (traits pointillés) d'un réflecteur GaAs/AlAs visé centré sur 885 nm

Cet échantillon a été réalisé en position standard, sans rotation de l'échantillon : il n'est donc centré sur 885 nm que dans une zone de 0.2 cm² autour du point de contrôle. Nous avons utilisé l'inhomogénéité de la plaquette pour étudier sur un autre point de l'échantillon (pour lequel $\lambda_0=902$ nm) l'influence de l'angle d'incidence sur la résonance.

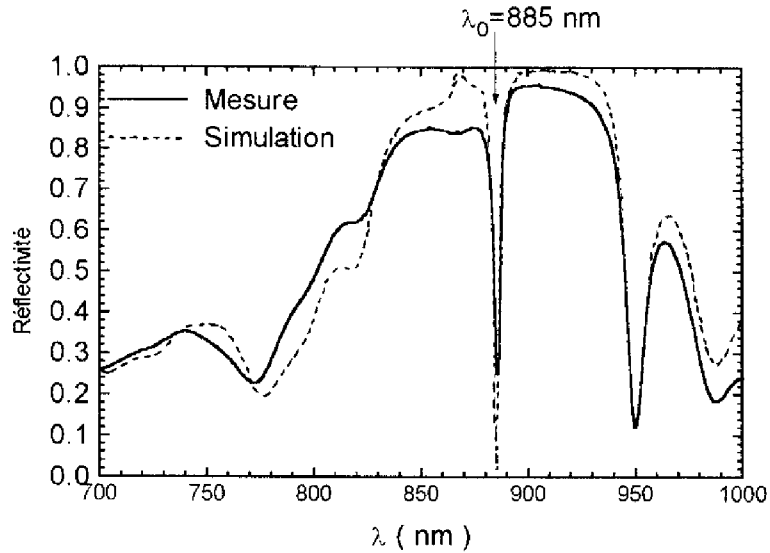


Figure V.3 : Spectre de réflectivité large bande en incidence normale mesuré (traits pleins) et calculés (traits pointillés) du modulateur AFPM A à base de GaAs/AlAs visé centré sur 885 nm (Périodes arrière : 10/Périodes avant : 5.5/m=6)

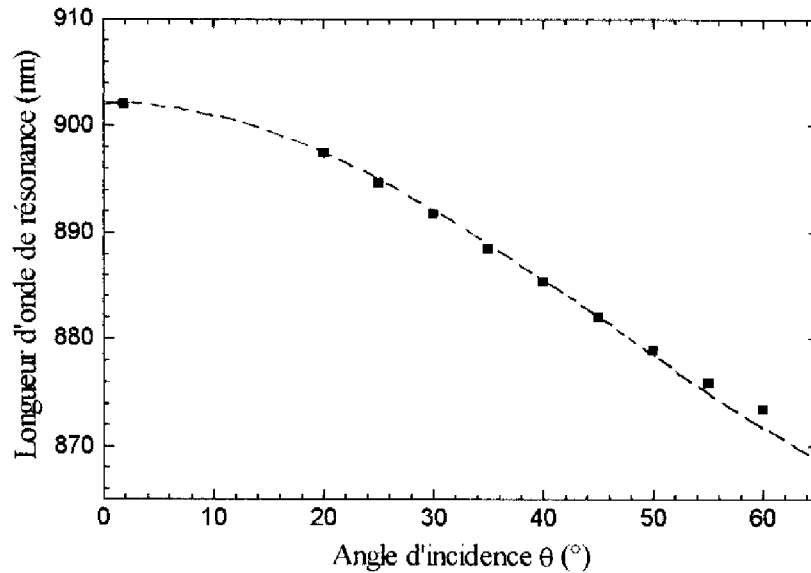


Figure V.4 : Vérification expérimentale (points) sur l'échantillon A de la loi : $\lambda'_0 = \lambda_0 \sqrt{1 - (\sin(\theta_0)/n^*)^2}$ (traits pointillés) avec $n_L=2.9$, $n_H=3.5$ et $n^*=3.36$

On peut voir les résultats de cette étude sur la figure V.4 : l'accord avec la loi de variation (II.15) (cf. Chapitre II paragraphe II.4.2.c) démontrée dans l'annexe A est très bon.

L'amplitude et la largeur de la résonance ne sont pas optimisées ($R(885 \text{ nm})=0.25$, largeur à mi-hauteur = 5nm), car à ce stade de l'étude, nous ne disposons pas de modèle analytique tenant compte de l'absorption de GaAs dans la queue de Urbach, et nous ne pouvions pas calculer précisément la valeur des réflectivités avant et arrière à réaliser.

Nous avons ensuite élaboré avec contrôle RDA des résonateurs dont les réflecteurs sont formés de $\text{Ga}_{0.9}\text{Al}_{0.1}\text{As}$ et d'AlAs, ce qui permet de limiter les pertes d'énergie lors de l'excitation du matériau. En effet, dans ce cas, seule la couche centrale de GaAs est absorbante. Ces modulateurs ont été réalisés dans la nouvelle configuration de croissance, c'est à dire en position optimale. Le spectre de réflectivité de l'échantillon B ainsi élaboré (figure V.5) valide de nouveau notre technique de contrôle RDA. La réflectivité à la longueur d'onde de la résonance est égale à 0.068. Une mesure plus précise de l'absorption de GaAs dans la queue de Urbach permettrait d'ajuster parfaitement le nombre de périodes des réflecteurs avant et arrière ou le pourcentage d'aluminium de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dans les réflecteurs pour atteindre une réflectivité effectivement nulle à 885 nm et par là même un contraste de modulation infini.

On peut voir sur la figure V.6 que la variation $\Delta\lambda$ de la résonance ($<1 \text{ nm}$) lorsque l'on se déplace de 1cm sur la plaquette, est inférieure à sa largeur à mi-hauteur (3.5 nm). La réflectivité à la résonance ne descend pas à 6% comme dans la figure V.5 car lors de cette mesure nous avons constaté la présence d'un bruit de fond.

L'uniformité obtenue permet d'envisager la marche en parallèle de matrices de portes optiques fonctionnant toute à la même longueur d'onde sur plus de 7cm^2 .

En conclusion de ce paragraphe, nous venons de montrer que le contrôle de la croissance par Réflectométrie Dynamique Accordable nous a permis de réaliser des structures multicouches avec une précision sur chaque épaisseur meilleure que 1%. Nous avons en particulier réalisé des structures résonantes dont la longueur d'onde de centrage est positionnée

avec une précision meilleure que 0.2% avec une uniformité meilleure que 1% sur plusieurs cm². Nous avons étudié les échantillons A et B en régime excité et nous allons à présent décrire les résultats que nous avons obtenus.

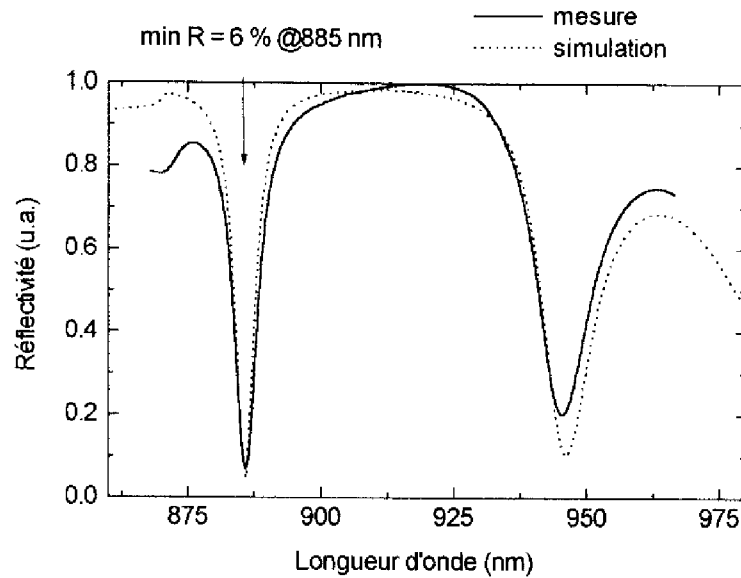


Figure V.5 : Spectre de réflectivité en incidence normale mesuré du modulateur AFPM B comprenant des réflecteurs AlAs/(Ga,Al)As visé centré sur 885 nm (Périodes arrière : 10/Périodes avant : 5.5/ Couche centrale GaAs m=6)

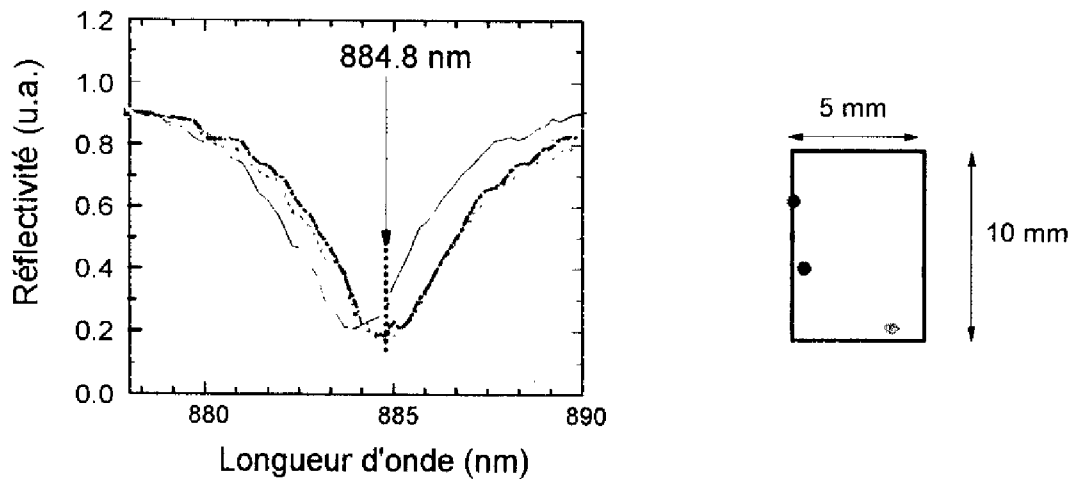


Figure V.6 : Spectre de réflectivité en incidence normale mesuré en régime picoseconde du modulateur B comprenant des réflecteurs AlAs/(Ga,Al)As (Périodes arrière : 10/Périodes avant : 5.5/ Couche centrale GaAs m=6) en plusieurs points de l'échantillon.

V.2 CARACTERISATION EN REGIME EXCITE

Nous avons testé la réponse en régime subnanoseconde de nos structures sous excitation lumineuse (de l'ordre de 10 à 100 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) en collaboration avec l'équipe Optique Non Linéaire du LAAS. Avant de présenter les résultats que nous avons obtenus, nous allons décrire le dispositif expérimental utilisé.

V.2.1 Dispositif expérimental

Nous avons utilisé un dispositif de caractérisation pompe-sonde fonctionnant en régime picoseconde. Les impulsions d'écriture (i.e., pompe) et de lecture (i.e., sonde) sont générées par des lasers à colorant pompés synchrones par un oscillateur YAG doublé modes bloqués et ont une durée de 15 à 30 ps. L'un des faisceaux (la pompe) polarisé horizontalement, excite l'échantillon à 810 nm, longueur d'onde pour laquelle la réflectivité de la structure est plus faible, ce qui permet d'obtenir une meilleure pénétration du faisceau exciteur dans la structure. La longueur d'onde du second laser (la sonde, polarisée verticalement) peut être choisie entre 870 et 900 nm, c'est à dire dans le seuil d'absorption de GaAs.

La réflectivité est déterminée automatiquement par mesure de l'intensité de la sonde avant (I_0) et après la réflexion sur l'échantillon (I), et par division des deux signaux (I/I_0). Une caméra infrarouge permet de mesurer l'énergie d'excitation et de superposer les deux faisceaux pour s'assurer que la mesure est réalisée dans une zone effectivement excitée. Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure V.7.

V.2.2 Résultats obtenus

La figure V.8.a. présente les variations de la réflectivité de l'échantillon A en fonction de l'intensité de l'impulsion excitatrice centrée vers 810-820 nm. La puissance P_0 correspond à environ 80 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$. La mesure est effectuée 33 ps après le maximum de l'impulsion d'excitation. On observe un décalage de la résonance vers les courtes longueurs d'onde

simultanément à une augmentation du minimum de réflectivité. Ces deux effets sont imputables à la photogénération d'un plasma électron-trou dans la zone centrale de GaAs qui réduit l'indice et augmente l'absorption en dessous du gap. Ce comportement est conforme à l'analyse des propriétés optiques des résonateurs développée au chapitre II.

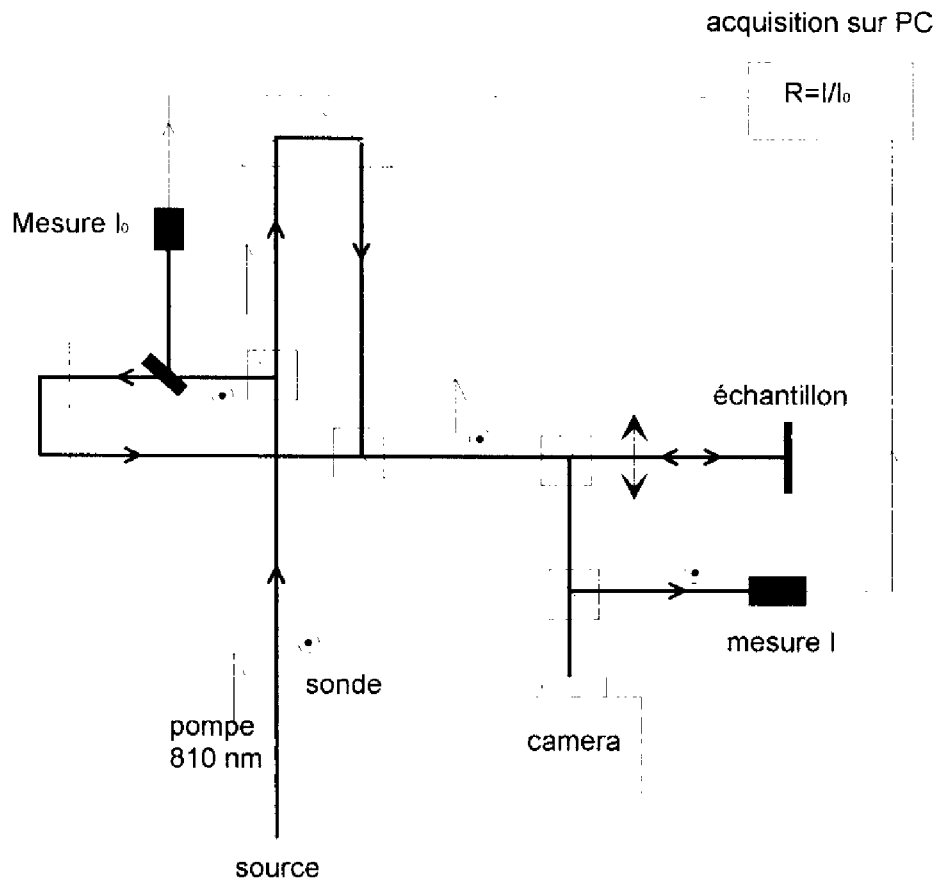


Figure V.7 : Dispositif de caractérisation pompe-sonde. La pompe est polarisée horizontalement, la sonde verticalement.

En ce qui concerne les capacités de modulation de la structure, on observe à 885.5 nm une remontée de la réflectivité de la valeur minimale de 5-6% en régime non excitée jusque 25 puis 70% suivant la puissance de pompe. Bien sûr, la modulation de la réflectivité est d'autant plus nette que l'excitation est forte. Cependant, il est impératif de limiter la puissance d'écriture ainsi que cela a été discuté dans l'avant propos de ce mémoire. Il y a donc lieu de trouver un compromis entre puissance de pompe et taux de modulation, cette dernière quantité étant

définie comme le rapport de la réflectivité avec et sans excitation. Pour des puissances de pompe d'environ $25 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, (c.a.d, $0.3P_0$ sur la Fig. V.8.a) on trouve un rapport de modulation d'environ 10 à 885.5 nm . La structure réalise la fonction ET.

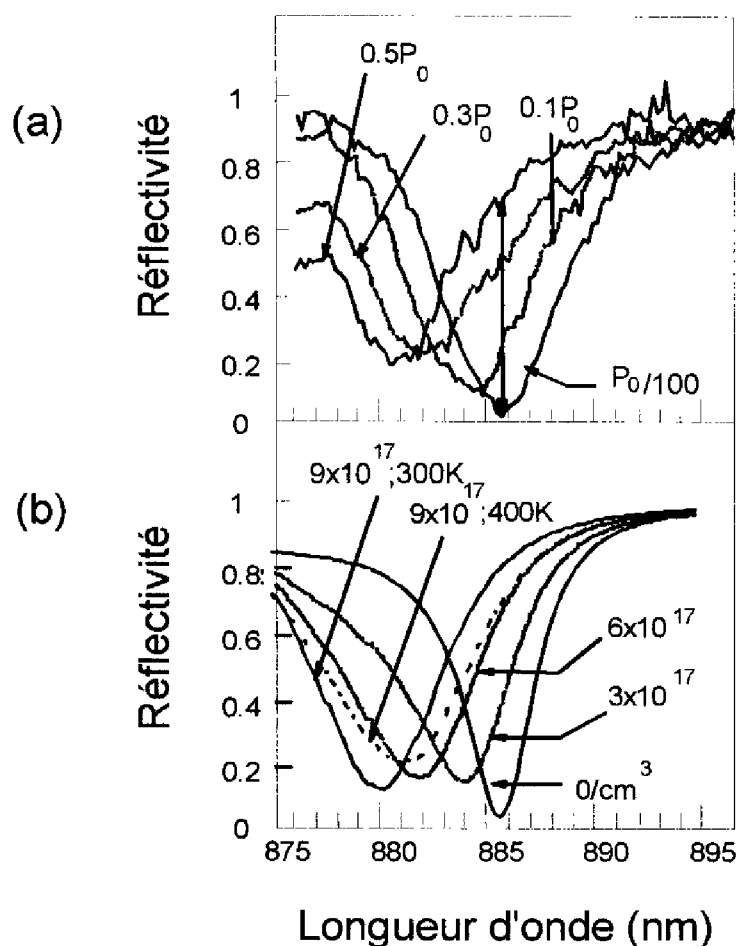


Figure V.8 : a) Réflectivité sous excitation lumineuse de l'échantillon A pour un retard de sonde de 33 ps en fonction de plusieurs niveaux d'énergie d'excitation. $P_0=80-100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. b) Calculs théoriques pour plusieurs densités de plasma.

Nous avons utilisé les modèles développés au chapitre II (équations 4-13) pour comparer le comportement théorique de la structure excitée aux résultats expérimentaux. La variation d'indice est déduite des variations d'absorption au voisinage du gap par la transformation de Kramers-Kronig. L'absorption dépend de la densité du plasma et de sa température qui reste toujours voisine de celle du réseau lorsque l'on considère des structures fonctionnant à la température ambiante. Nous avons donc adopté $T=300\text{K}$ sauf à forte

excitation où un léger échauffement du plasma ne peut être totalement exclu. La densité de plasma est pour chaque courbe le seul paramètre vraiment ajustable dans une large plage. Le résultat des calculs est présenté dans la figure V.8.b. La série de courbes théoriques reproduit bien les courbes expérimentales. Les densités déduites sont en accord raisonnable avec la densité moyenne initiale $\bar{\rho}$ que l'on peut estimer à partir du flux optique incident Φ :

$$\bar{\rho} = \frac{\Phi(1-R)e^{-\alpha d'}}{d E_{\text{photon}}}$$

où d est l'épaisseur de la zone centrale active ($d=7 \times 10^{-5}$ cm) et d' l'épaisseur des couches de GaAs dans le réflecteur avant ($d'=3.12 \times 10^{-5}$ cm). Par exemple le flux incident correspondant à la courbe $0.3 P_0$ de la figure V.8.a est de l'ordre de $25 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ à 882 nm. La réflectivité de la cavité pour 810 nm est égale à $R \approx 0.5$ et l'énergie du photon est $E_{\text{photon}} \approx 1.53 \text{eV}$ (soit $E_{\text{photon}} = 2.45 \times 10^{-19} \text{J}$). Cela conduit à une estimation de la densité photogénérée moyenne de l'ordre de $7 \times 10^{17}/\text{cm}^3$. La courbe théorique de la figure V.8.b associée à la densité $6 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ reproduit de façon satisfaisante la courbe $0.3 P_0$ de la figure V.8.a. On obtient donc un bon accord entre la densité estimée expérimentalement et la densité théorique.

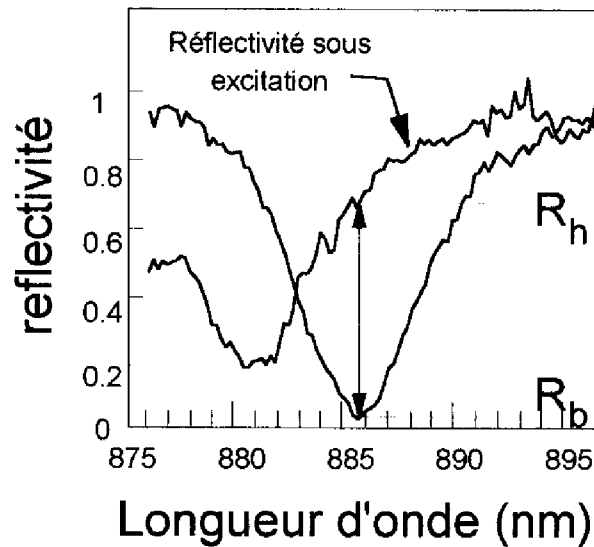


Figure V.9 : Réflectivité en régime excité de l'échantillon B (énergie d'excitation : $40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ / densité de plasma photogénérée estimée à $10^{18}/\text{cm}^3$)

La réflectivité sous excitation lumineuse de la structure B, mieux conçue que la précédente et ne contenant pas de GaAs dans les réflecteurs est représentée sur la figure V.9. La variation de la réflectivité à la résonance ($\lambda=885.5$ nm) montre une capacité de modulation entre un niveau bas $R_b \approx 5-6\%$ et un niveau haut $R_h \approx 65\%$ pour des énergies d'écriture de l'ordre de $40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. On réalise donc une fonction ET tout optique. Notons que l'on peut remplir la fonction complémentaire NON ET autour de 881 nm.

V.2.3 Problèmes liés à la relaxation des porteurs

L'étude de la réflectivité de l'échantillon A résolue en temps consécutivement à une impulsion incidente est reportée sur la figure V.10. La figure V.10.a. présente les résultats expérimentaux obtenus. On observe un décalage du pic de modulation qui est quasi-instantané (à l'échelle de notre résolution temporelle de 15-20 ps) vers les courtes longueurs d'onde en présence de l'excitation. Par contre, le point important, c'est que l'on n'observe pas de retour à l'équilibre du spectre (donc de la structure) sur un intervalle de temps d'une nanoseconde. Le déplacement résolu en temps du minimum est reporté sur la figure V.11

La ligne horizontale en pointillés montre la position d'équilibre stationnaire du minimum à 885.5 nm. La position du pic suite à l'excitation est représentée par une suite de cercles qui ne converge pas vers cette asymptote. Ce résultat n'est pas surprenant. Le retour à l'équilibre du plasma photogénéré est contrôlé par la recombinaison des porteurs dans zone centrale en matériau GaAs de haute pureté. Les recombinaisons radiatives conduisent à une loi de recombinaison bimoléculaire pour la densité ρ , du type $d\rho/dt = -R\rho^2$. A la température de 300 K, le coefficient de recombinaison R vaut $(1.5-2) \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$ [2]. Cela conduit pour des densité de $(7-8) \times 10^{17} / \text{cm}^3$, à une durée de vie $\tau(\rho) = 1/(R\rho)$ de l'ordre de 10 ns. On ne peut donc pas observer le retour à l'équilibre.

Il s'agit d'un résultat négatif en terme de composant photonique, puisqu'il signifie que le modulateur une fois excité retourne très lentement à son état initial. Bien sûr, on peut imaginer

des applications où cette propriété peut être utile. En général, on demande à une porte optique de présenter des temps de commutation ON et OFF de durées voisines.

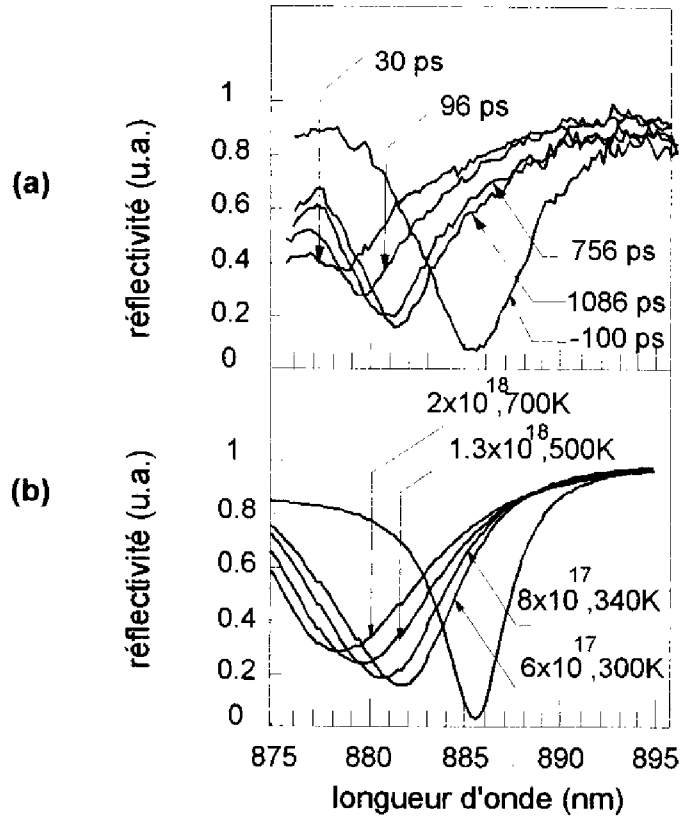


Figure V.10 : Réflectivité résolue en temps de l'échantillon A. a) Mesures b) Comportement théorique.

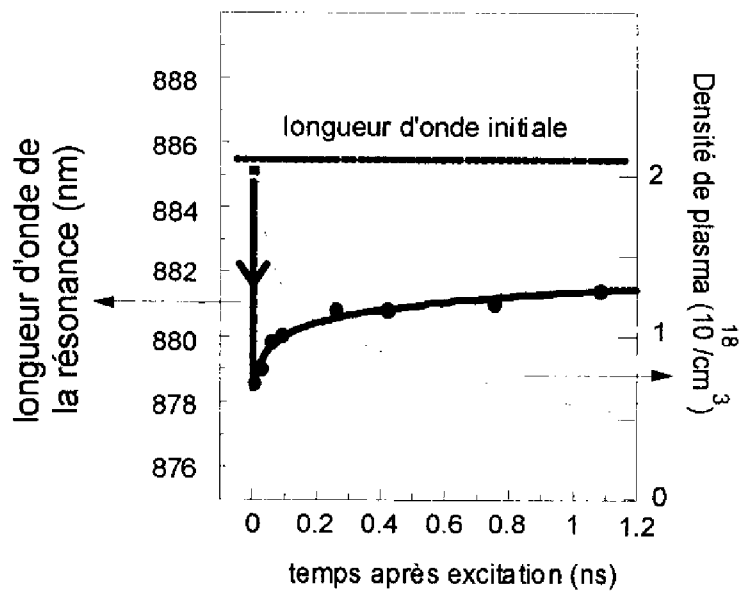


Figure V.11 : Temps de retour à l'état initial de la réflectivité du modulateur A

Nous avons donc été amenés à irradier la structure avec des protons pour réduire la durée de vie des porteurs. [3] Les études de réflectivité reproduites sur la figure V.12 correspondent à un flux d'irradiation de $10^{12}/\text{cm}^2$ ions H^+ pour une tension d'accélération de 140 kV, accessible à l'implanteur dont nous disposons au laboratoire.

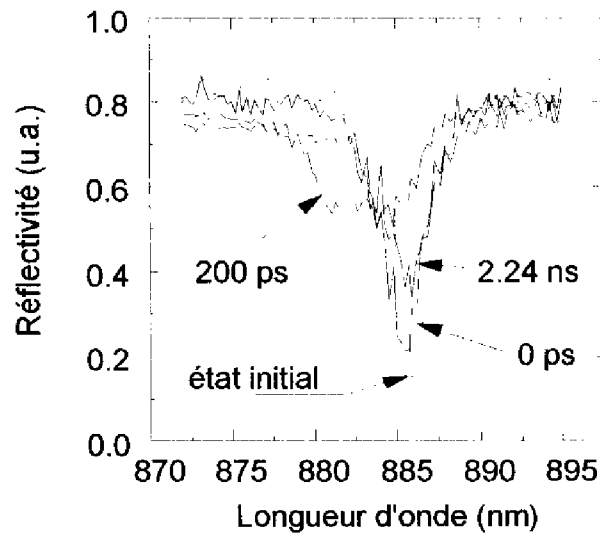


Figure V.12 : Retour à l'équilibre de l'échantillon A après irradiation protonique.

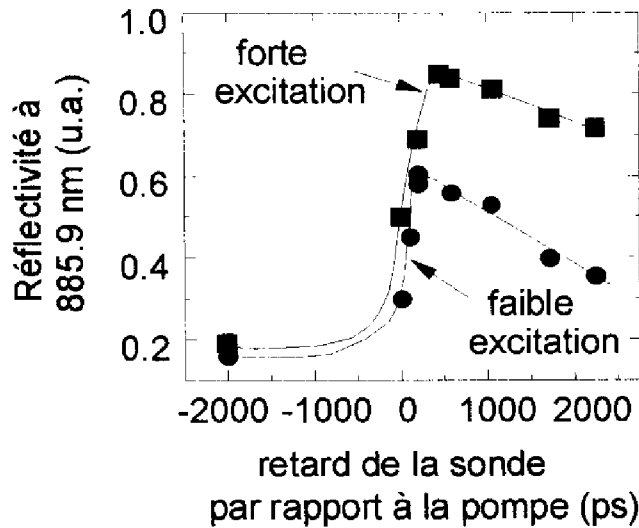


Figure V.13 : Influence de la puissance de pompe sur le temps de retour de la réflectivité à l'équilibre après excitation.

L'effet de l'irradiation sur le comportement résolu en temps de la structure est évident (Figure V.12). La résonance de réflectivité revient sur sa position d'équilibre en 2.24 ns. Par contre, le minimum de réflectivité ne descend pas au niveau stationnaire en un temps aussi bref. La dose d'irradiation utilisée reste donc insuffisante pour réduire la durée de vie autour de la centaine de picosecondes. Le fait que la densité de centres recombinants créée est relativement faible est mis en évidence par la figure V.13, qui montre que la cinétique de réflectivité du minimum de la résonance dépend de la puissance d'écriture. L'interprétation est que les porteurs photogénérés saturent les centres recombinants à forte excitation, ce qui conduit à un ralentissement de la cinétique de recombinaison.

V.3 PERSPECTIVES D'AMELIORATION DES PERFORMANCES

Il est clair qu'actuellement, les modulateurs AFPM que nous avons réalisés requièrent des énergies d'écriture de plusieurs dizaines de $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (typiquement 20-40 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$), ce qui demeure une énergie encore nettement supérieure à celle indiquée dans l'Avant-Propos du mémoire (de l'ordre du $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) pour permettre d'envisager la marche en parallèle d'une matrice 100x100 à la fréquence de récurrence de 300 MHz. Toutefois, les résultats de ce chapitre montre que l'on peut très raisonnablement envisager de réduire l'énergie de commande. On peut envisager plusieurs actions :

– **Réduire la largeur à mi-hauteur de la résonance de réflectivité**

La figure V.6 montre que les déplacements en longueur d'onde de la résonance sont souvent inférieurs à 0.5 nm par rapport à une position moyenne lorsque l'on déplace le point de mesure sur la plaquette. Comme la largeur à mi-hauteur est d'environ 3.5 nm pour la structure réalisée, on peut donc envisager de réaliser des résonateurs comportant des miroirs de Bragg plus réfléchissants de façon à réduire la largeur à mi-hauteur à 1 nm. La structure devient ainsi

plus sensible aux variations d'indice responsable d'un décalage de la courbe vers les courtes longueurs d'onde. On peut donc espérer réduire ainsi d'un facteur 3-4 l'énergie de commande.

– **Réduire le niveau bas de la résonance qui est de 5-6% actuellement**

La valeur du minimum de réflectivité dépend de façon critique de la valeur de l'absorption dans une cavité distribuée asymétrique. Pour une structure Fabry-Pérot, le minimum tombe à zéro si la condition suivante liant les réflectivités R_1 et R_2 des miroirs et l'absorption est satisfaite: $R_1 = e^{-2\alpha d} R_2$.

Dans une cavité distribuée, une relation similaire persiste. La difficulté réside dans le fait que l'on ne peut ajuster la valeur des réflectivités des miroirs de Bragg que de manière discontinue, chaque fois que l'on ajoute une alternance AlAs/GaAlAs à l'un ou l'autre des réflecteurs.

Il faut donc disposer d'un moyen supplémentaire pour atteindre zéro. On peut ajuster plus finement la réflectivité relative des deux miroirs en jouant sur la composition du ternaire (Ga,Al)As dans certaines de leurs couches pour obtenir les réflectivités optimales. On peut également ajuster finement l'absorption dans la zone centrale. Pour cela, on peut appliquer un faible champ électrique (Effet Franz-Keldysh). Cela signifie donc qu'il faut élaborer des résonateurs distribués dont les réflecteurs sont dopés, et appliquer un champ électrique statique permettant de minimiser la valeur de repos de la réflectivité. Il faut alors réaliser des électrodes qui ne dégradent pas les propriétés optiques des composants, ce qui nécessite une optimisation technologique.

– **Réduire la durée de vie des porteurs dans la couche centrale**

Nous venons de voir que l'irradiation aux protons permettait d'abaisser la durée de vie de façon efficace. Cependant, la précision sur les profils d'implantation obtenus est assez faible. D'autre part, si l'on améliore la finesse des composants, l'épaisseur du réflecteur avant sera trop

importante pour pouvoir implanter la zone centrale avec des énergies raisonnables pour l'appareillage dont nous disposons. Une autre solution serait d'introduire des défauts dans la couche centrale de GaAs pendant la croissance de la structure en réalisant la croissance de cette couche à faible température. Cette croissance "basse température" suivie d'un recuit adéquat, permet d'abaisser efficacement la durée de vie des porteurs du matériau ainsi élaboré [4]. En jouant sur les conditions d'épitaxie et de recuit, on peut de plus moduler cette variation. Dans notre cas, il faut trouver les conditions d'élaboration qui conduisent à l'obtention d'un matériau adapté à la modulation, c'est à dire dont la durée de vie des porteurs soit de l'ordre de 100 ps. L'utilisation d'une température de l'ordre de 400°C devrait permettre d'atteindre ce but.

Remarquons d'autre part que l'application de notre technique de contrôle in situ à des structures comprenant un tel matériau dans la zone centrale nécessite de connaître avec précision ses indices optiques et de s'assurer de leur stabilité. En effet, le matériau basse température, qui constitue la zone centrale du modulateur, doit être recouvert par le réflecteur avant. Pour l'épitaxie de ce dernier, effectuée à 600°C, il faut connaître les propriétés optiques des couches sous-jacentes afin de pouvoir assurer un contrôle par RDA des épaisseurs des couches qui le constituent. Il faudra donc mettre au point une procédure d'obtention du matériau de la zone centrale qui conduise à la modulation la plus efficace pour la structure finale, et connaître ses propriétés optiques pour permettre l'élaboration de la structure visée.

Il faut donc que la suite des travaux sur la conception des composants, et sur leur élaboration sous contrôle optique, continuent à être étroitement liés, comme cela a été réalisé dans cette étude.

CONCLUSION

Nous avons validé la technique de contrôle in situ par Réflectométrie Dynamique Accordable en réalisant des réflecteurs de Bragg et des résonateurs Fabry-Pérot opérant en réflexion à la longueur d'onde visée (885 nm) avec une précision sur les épaisseurs déposées meilleure que 1%.

Cette technique est donc parfaitement adaptée à l'élaboration des composants désirés. Les perspectives d'amélioration du contrôle RDA résident dans son application à d'autres domaines de longueur d'onde (réflecteurs centrés sur 1.5 ou sur 0.98 μm), pour d'autres gammes d'épaisseur (puits quantiques, couches très épaisses) ou encore d'autres matériaux ((Ga,In)As, GaAs basse température, GaAs orienté (111)). Cela permettra d'utiliser cette technique pour l'élaboration de composants photoniques les plus divers.

D'autre part, les caractérisations sous excitation optique en régime subnanoseconde ont montré que les composants que nous avons ainsi réalisés se comportent comme des modulateurs tout-optiques fonctionnant à température ambiante sous une excitation optique de l'ordre de 20 à 40 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$, ce qui valide les modèles théoriques utilisés lors de la conception des dispositifs. De plus, ces structures sont uniformes sur une surface de plusieurs cm^2 , ce qui permet d'envisager leur utilisation en matrices de portes optiques. L'irradiation protonique des structures permet par ailleurs d'obtenir des bandes passantes de l'ordre du GHz.

Enfin, nous avons discuté des perspectives d'optimisation des caractéristiques des structures, notamment en ce qui concerne l'amélioration de la finesse et du contraste de fonctionnement, ainsi que la réduction du temps de retour à l'état initial du dispositif. On peut raisonnablement penser que, sur la base des résultats déjà obtenus, ces améliorations seront atteintes dans un proche futur.

Références

1. V. Bardinal, C. Fontaine et R. Legros
"Precision Bragg reflectors obtained by Molecular Beam Epitaxy under in situ tunable dynamic reflectometry control"
Accepté pour la publication dans Applied Physics Letters (decembre 95)
2. J.L. Iehl, R. Grac, J.H. Collet, M. Pugno, V. Bardinal, C. Fontaine, et R. Legros
"Subnanosecond dynamics of the reflectivity switching in GaAs/AlAs microcavities"
Accepté pour la publication dans Physica B. (1995).
3. M.B. Johnson et T.C. McGill, M.G. Paulter
Appl. Phys. Lett. **54** (24), 2424-2427
4. S. Gupta, M.Y. Frankel, J.A. Valdamis, J.F. Whitaker, et G.A. Gourou
F.W. Smith and A.R. Calawa
Appl. Phys. Lett. **59** (25), 1991

CONCLUSION

Ce mémoire a présenté les principaux résultats de l'étude que nous avons menée sur les résonateurs Fabry-Pérot asymétriques à base de (Ga,Al)As. Il s'agissait de concevoir, de réaliser et de caractériser des modulateurs tout-optiques fonctionnant en réflexion.

Pour cela, nous avons tout d'abord défini le cahier des charges à respecter par les composants pour pouvoir être intégrés dans une architecture tout optique (Avant Propos). Notre choix s'est porté sur un composant dont la réflectivité, nulle au repos, devient élevée sous excitation optique, réalisant ainsi une fonction logique ET tout optique. Cette structure doit fonctionner à température ambiante, sous l'effet d'une excitation optique d'énergie faible (de l'ordre du $\mu\text{J}/\text{cm}^2$), avec un temps de commutation subnanoseconde, et sur une large surface (plusieurs cm^2) afin de permettre un fonctionnement de matrices de portes optiques en parallèle.

Dans les chapitres I et II, nous avons montré qu'un résonateur vertical Fabry-Pérot, à base de multicouches de semi-conducteurs III-V (Ga,Al)As, pouvait être utilisé pour remplir la fonction de modulation ET à la longueur d'onde de résonance. La possibilité de réaliser la fonction complémentaire NON ET peut également être remplie par ce type de structure à une longueur d'onde proche de la résonance.

Nous avons tout d'abord rappelé des notions d'optique nécessaires à la compréhension du comportement des cavités Fabry-Pérot distribuées en régime linéaire, en définissant en particulier leur finesse qui a une influence directe sur le contraste de modulation (Chapitre I).

Nous avons ensuite étudié les propriétés optiques du GaAs sous excitation lumineuse (Chapitre II), ce qui nous a permis de définir le choix du point de fonctionnement de la structure. En effet, c'est au voisinage du seuil d'absorption que l'on observe les plus fortes

non-linéarités des indices optiques (coefficient d'absorption et indice de réfraction) de GaAs sous excitation photonique.

Nous avons par ailleurs étudié les variations des indices optiques de GaAs sous excitation électrique, et nous avons montré que c'est également entre 865 et 900 nm qu'elles étaient les plus élevées. L'utilisation d'une excitation électrique a été envisagée pour diminuer l'énergie de commande optique, par écrantage d'un champ statique, ce qui nous a conduits à concevoir des structures dopées afin de rendre possible l'application éventuelle d'une tension électrique.

Le cas des structures comportant des puits quantiques dans leur zone centrale a également été abordé. Nous avons cependant choisi de réaliser des résonateurs avec une zone centrale en GaAs massif, adaptés au but visé. Cela nous a amené à concevoir un modulateur Fabry-Pérot asymétrique (AFPM) comprenant une zone active en GaAs entourée de deux réflecteurs de Bragg (Ga,Al)As/AlAs, et fonctionnant à une longueur d'onde située dans le seuil d'absorption de GaAs ($\lambda \approx 885$ nm), zone spectrale où le compromis entre les capacités de modulation sous excitation et la finesse de la structure était le meilleur.

Nous avons enfin étudié la sensibilité des microcavités Fabry-Pérot aux erreurs de composition et d'épaisseurs de chacune des couches qui les composent. Nous avons montré que, pour assurer un bon fonctionnement du composant, une maîtrise des épaisseurs déposées avec une précision meilleure que 1% était nécessaire.

Dans le chapitre III, nous avons discuté des conditions d'élaboration des modulateurs AFPM en présentant la technique d'épitaxie par jets moléculaires et en exposant les choix opératoires effectués afin d'optimiser les conditions de croissance, notamment en ce qui concerne le dépôt d'alliages ternaires (Ga,Al)As.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux moyens de contrôle des épaisseurs déposées et nous avons conclu que les moyens classiques d'ajustement des flux étaient insuffisants. Une étude comparative des différentes techniques possibles de contrôle in situ en temps réel de la croissance nous a conduit à opter pour la Réflectométrie Dynamique. L'inconvénient qui lui est généralement associé est d'être directement tributaire de la longueur d'onde de la source

laser utilisée. Nous avons ouvert une autre voie grâce à une technique dérivée que nous appelons "Réflectométrie Dynamique Accordable" (RDA) ; elle s'appuie sur l'exploitation d'un laser accordable saphir : titane comme source optique pour la mesure de la réflectivité. Nous avons présenté dans le chapitre IV le principe de cette technique ainsi que son dispositif expérimental.

Cette technique nous a en premier lieu permis de caractériser la dispersion des indices optiques des alliages (Ga,Al)As à 600C, pour une gamme de longueurs d'onde où elle n'avait pas encore été étudiée à notre connaissance. Nous avons ensuite utilisé ces résultats pour calculer les longueurs d'onde les plus adaptées au contrôle par réflectométrie dynamique de la croissance des structures multicouches telles que les modulateurs AFPM. Nous avons en particulier démontré que la possibilité de choisir la longueur d'onde la plus sensible au suivi de la croissance est le grand atout de la technique RDA. Elle offre en effet l'avantage de lever la difficulté rencontrée pour identifier la fin de la croissance d'un matériau, en associant les extrema de la réflectivité au changement de matériau par sélection préalable de la longueur d'onde.

Dans le dernier chapitre (chapitre V), nous avons validé cette technique en présentant les résultats de caractérisation en régime linéaire de réflecteurs de Bragg et de modulateurs AFPM élaborés avec contrôle RDA. Nous avons montré que la technique RDA permet d'obtenir reproductiblement une précision sur les épaisseurs déposées de l'ordre de 8 %. L'utilisation d'une nouvelle chambre d'épithaxie, permettant de combiner le contrôle par RDA avec une configuration géométrique cellules-substrat optimale, a de surcroît permis d'obtenir des structures uniformes sur plusieurs cm².

Enfin, nous avons présenté les résultats de caractérisation sous excitation optique de modulateurs AFPM. Nous avons observé des phénomènes de modulation de la réflectivité conformes aux modélisations. En particulier, nous avons obtenu des composants dont la réflectivité passe de 5-6% à plus de 60% sous une excitation optique d'énergie de l'ordre de 40μJ/ cm². Cependant, nous avons constaté que la durée de vie des porteurs photogénérés dans la zone active était trop élevée, ce qui empêche un retour rapide du composant à l'état

initial. L'irradiation protonique des structures a permis d'abaisser cette durée de vie afin d'obtenir des temps de commutation de l'ordre de la nanoseconde.

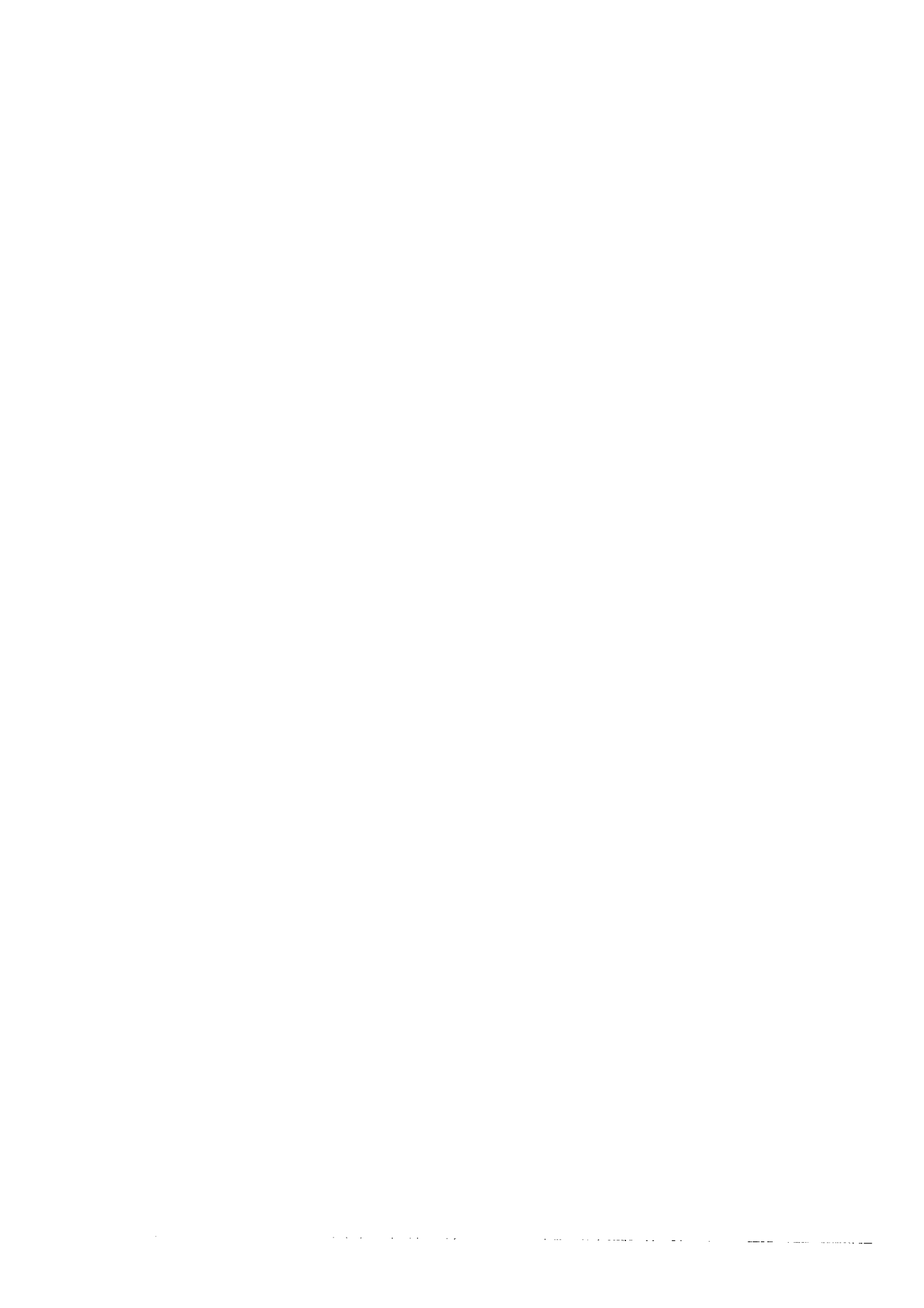
L'ensemble de ces résultats montre notre capacité à réaliser des modulateurs tout-optiques performants par épitaxie par jets moléculaires de semi-conducteurs III-V. Le prolongement naturel de cette étude, qui va être entrepris prochainement, consiste à optimiser les caractéristiques des composants, notamment en ce qui concerne l'énergie de commande qui est encore trop élevée. Plusieurs améliorations peuvent être apportées : augmentation de la finesse des structures, utilisation d'un champ électrique externe pour créer un effet d'écrantage par commande optique... Cette dernière solution permettant également d'augmenter le contraste en ajustant finement le niveau bas de la résonance.

D'autre part, une étude va prochainement être lancée sur la croissance basse température (250-400°C) du GaAs, afin d'incorporer des défauts intrinsèques dans la couche active du modulateur, ce qui nous permettra d'améliorer encore la durée de vie des porteurs photogénérés.

Enfin, on peut considérer que l'augmentation de l'efficacité optique liée à la présence du résonateur Fabry-Pérot dans les structures que nous avons étudiées, pourra être utilisée dans toute une gamme de dispositifs photoniques tirant parti de non-linéarités optiques apparaissant dans la zone centrale. Nous mentionnerons dans cette perspective les récents résultats de mélange à quatre ondes (non linéarités d'ordre 3) obtenus sur nos structures, non rapportés dans ce mémoire, montrant un gain d'un ordre de grandeur par rapport aux résultats obtenus sans cavité verticale ; ainsi que les possibilités ouvertes par l'introduction de puits quantiques soit dans la région centrale pour coupler les transitions excitoniques, soit dans les réflecteurs pour obtenir des absorbants saturables à seuil réglable, etc..

Les cavités Fabry-Pérot, objet de notre étude, apparaissent donc comme des éléments clés dans les dispositifs photoniques à propagation libre dont le développement semble certain dans les prochaines années.

ANNEXES



ANNEXE A

Influence de l'angle d'incidence sur la longueur d'onde de fonctionnement d'un modulateur AFPM

Nous allons établir la loi de variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle d'incidence θ_0 sur une structure AFPM.

Soit un modulateur AFPM fonctionnant à λ_0 formé :

- d'un réflecteur arrière de 10 périodes AlAs ($n_L=2.9$) / GaAs ($n_H= 3.5$).
- d'une couche active de GaAs d'indice n_H et d'épaisseur $d=m(\lambda_0/2n_H)$ avec $m=6$.
- et d'un réflecteur avant de 5.5 périodes AlAs/ GaAs.

La condition de résonance de la structure en incidence normale s'écrit :

$$\delta = \frac{2\pi n_H d}{\lambda_0} = m\pi \quad (\text{A.1})$$

Lorsque l'angle d'incidence dans le milieu incident θ_0 est non nul, il y aura résonance pour la longueur d'onde λ'_0 telle que :

$$\delta = \frac{2\pi n_H d}{\lambda'_0} \cos\theta = m\pi \quad (\text{A.2})$$

θ étant l'angle d'incidence dans la couche.

Si l'on pose :

$$g = \frac{\lambda_0}{\lambda'_0} \quad (\text{A.3})$$

la relation (A.2) devient :

$$\left(\frac{2\pi n_H d}{\lambda_0} \right) g \cos\theta = m\pi \quad (\text{A.4})$$

d'où :

$$g \cos\theta = 1 \quad (\text{A.5})$$

On peut en déduire :

$$\Delta g = \frac{\lambda_0}{\lambda'_0} - 1 = \frac{1}{\cos\theta} - 1 \quad (\text{A.6})$$

On peut écrire :
$$\cos\theta = \sqrt{1 - \sin^2\theta} \quad (\text{A.7})$$

D'autre part, l'angle d'incidence θ dans la couche active s'écrit (Relations de Snell-Descartes) :

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\sin\theta_0}{n_H}\right) \quad (\text{A.8})$$

Si l'on remplace $\cos\theta$ dans l'expression (A.6), on obtient finalement l'expression de la nouvelle longueur d'onde de fonctionnement :

$$\lambda'_0 = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin(\theta_0)}{n_H}\right)^2} \quad (\text{A.9})$$

On remarquera que plus l'indice de la couche active n_H est élevé, moins l'influence de θ_0 se fera sentir. Cette expression n'est valable que pour estimer l'effet de l'angle d'incidence sur λ_0 . En effet, il faut en réalité considérer les déphasages supplémentaires introduits à la traversée des réflecteurs de Bragg.

Il faut alors remplacer dans l'expression (A.9) n_H par n^* qui est l'**indice effectif** de la couche active. En effet, la condition de résonance (A.3) dépend en réalité de tous les indices de la structure. L'indice n^* , intermédiaire entre n_H et n_L , est celui de la couche équivalente qui aurait donné le même décalage de λ_0 vers λ'_0 en incidence normale que notre structure en incidence oblique. On montre que l'indice effectif dans le cas d'une couche active d'indice élevé s'écrit [1]:

$$n^* = n_H \sqrt{\frac{m - (m-1)(n_L/n_H)}{(m-1) - (m-1)(n_L/n_H) + (n_H/n_L)}} \quad (\text{A.10})$$

Plus l'ordre m de la cavité est élevé, plus l'indice effectif n^* tend vers n_H . Cette formule n'est pas valable pour les grand angles ($>50^\circ$). On peut donc "corriger" la position de la résonance d'une cavité grâce à l'angle d'incidence, mais ces corrections doivent être rester faibles ($\theta < 10^\circ$) car l'amplitude de la résonance se dégrade pour les angles d'incidence élevés. En effet, la condition de phase nécessaire à l'extinction de la réflectivité n'est plus vérifiée car les réflecteurs ne sont plus accordés.

Références

1. H.A. Macleod
"Thin-film optical filters"
 Adam Hilger Ltd, second edition, Bristol, 1986

ANNEXE B

Diffraction d'électrons de haute énergie par réflexion (RHEED)

a) Introduction

Comme nous l'avons souligné au chapitre III, l'un des avantages de l'épitaxie par jets moléculaires est de disposer de la diffraction d'électrons de haute énergie par réflexion (RHEED) dans la chambre d'épitaxie ultra-vide. Cette technique non destructive peut être utilisée en cours de croissance, permettant de contrôler si les conditions d'épitaxie sont correctes et de déterminer les mécanismes de croissance.

b) Principe

Un canon à électrons émet un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques, accélérés sous une tension de quelques kilovolts (10 kV dans notre bâti). Ce faisceau est dirigé sous incidence rasante (angle $< 3^\circ$) sur la surface analysée, puis diffracté par interaction élastique avec la matière et recueilli sur un écran fluorescent.

Etant donnée la géométrie du système, le vecteur d'onde des électrons perpendiculaire à la surface est petit et la pénétration des électrons est faible (environ 5Å), ce qui permet donc une analyse de surface.

c) Caractéristiques

Sur l'écran fluorescent, on observe la surface, identifiée par son ombre ((a), Fig. 1). Une partie des électrons n'interagit pas avec la matière, elle est donc transmise et donne une tache isolée (tache (b), Fig. 1). A peu près symétriquement par rapport à la trace de la surface se trouve la tache spéculaire (tache (c), Fig. 1). Cette tache est la trace des électrons ayant été réfléchis sur la surface sans pénétration. Enfin, le diagramme de diffraction se présente sous la forme d'un ensemble de raies perpendiculaires à la trace de la surface étudiée. L'espacement R entre les lignes est lié par la relation de Bragg à la géométrie du système, à la longueur d'onde des électrons incidents λ , et à la distance interréticulaire des plans diffractants d_{hkl} .

L'observation des diagrammes RHEED permet la caractérisation de la cristallinité en surface de la couche (mono-, polycristalline ou amorphe), de l'état (rugosité), et de l'ordre de surface (reconstructions, toujours 2×4 As dans notre cas [surfaces $\{100\}$]). Elle est aussi un bon moyen pour déterminer le type de croissance (îlots 2D ou 3D, propagation par marches...).

Des informations complémentaires sont apportées par l'observation de l'évolution de la tache spéculaire, pendant et après croissance. Nous avons utilisé cette dernière analyse pour optimiser les conditions d'élaboration des couches de GaAs et d'AlAs des modulateurs.

d) Optimisation des conditions de croissance à partir de l'intensité de la tache spéculaire

La tache spéculaire correspond au faisceau d'électrons réfléchis élastiquement sur la surface sans pénétration dans la matière. Aussi son intensité est donc en directe relation avec la morphologie de la surface. Cette tache est d'intensité maximale pour une surface parfaitement lisse et d'intensité d'autant plus faible que l'état de surface est mauvais.

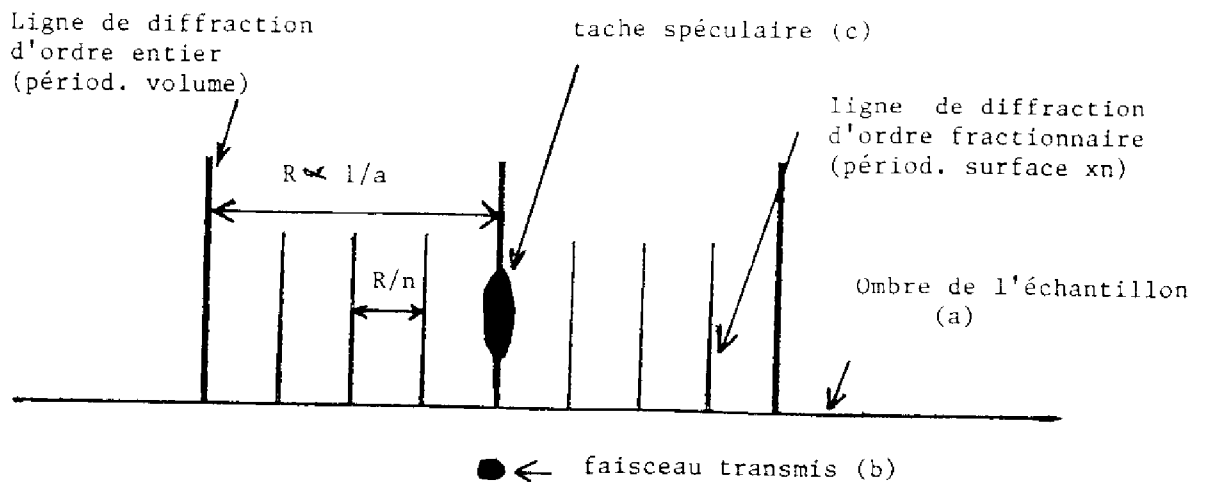


Figure B-1 : Exemple de diagramme RHEED.

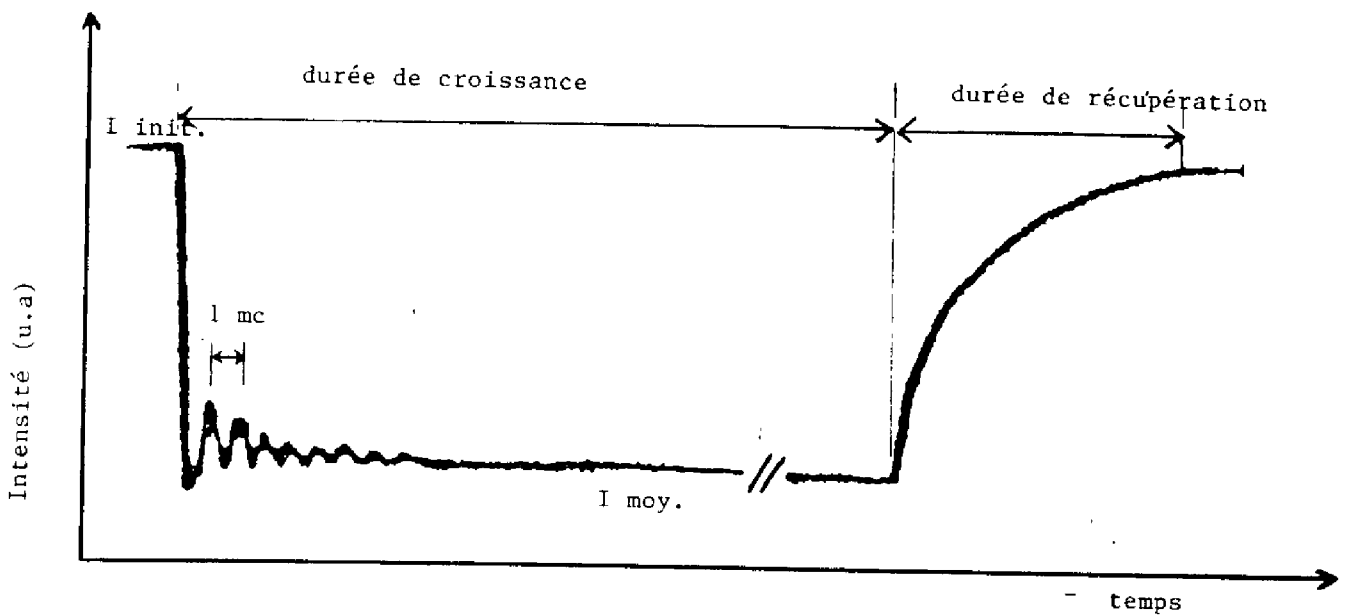


Figure B-2 : Interprétation des oscillations de l'intensité de la tache spéculaire du diagramme RHEED

On sait que le mécanisme de croissance GaAs-AlAs est bidimensionnel, c'est-à-dire que la croissance s'opère sans développer ni d'îlots tridimensionnels dont on peut observer la formation lors de l'épitaxie de matériaux contraints, ni de facettes, car les plans {100} de surface sont énergétiquement favorables.

Une croissance bidimensionnelle peut s'effectuer :

- par avancée des fronts de marches monoatomiques présents à la surface, s'il en existe une densité suffisante comme dans le cas de substrats vicinaux (désorientés intentionnellement). Dans ce cas idéal, la planéité initiale de la surface est maintenue pendant la croissance, et l'intensité de la tache spéculaire est stable.

- par développement de nuclei dont la densité dépend des conditions de croissance et de la surface. Ces nuclei, d'une monocouche de hauteur, s'étendent progressivement et coalescent quand le flux des espèces incidentes, III+V, correspondant à une monocouche. L'intensité de la tache spéculaire dépendant de la réflectivité de la surface, au début de la croissance, les premiers îlots bidimensionnels qui se forment entraînent une baisse de la réflectivité de la surface jusqu'à ce que le recouvrement atteigne la moitié de la surface. La réflectivité atteint alors un minimum puis augmente de nouveau jusqu'à une valeur maximale correspondant au remplissage d'une monocouche. Le niveau de ce maximum a tendance à diminuer, car, au cours de la croissance, une monocouche peut commencer à se former alors que la précédente n'est pas terminée, ce qui entraîne une atténuation de l'intensité des oscillations. Au fur et à mesure que la croissance s'opère, ce dernier mécanisme devient prépondérant et la rugosité de surface en croissance devient stable : l'intensité de la tache spéculaire ne possède alors plus d'oscillations et atteint une valeur moyenne. A l'arrêt de croissance, la planéité de la surface s'améliore par arrangement ou désorption des atomes de surface, et au bout d'un arrêt de croissance suffisamment long, la planéité de surface est

retrouvée. L'intensité de la tache spéculaire recupère alors son intensité maximale initiale. (cf. Fig. 2)

Cette variation d'intensité de la tache spéculaire peut être exploitée pour optimiser les paramètres de croissance : en effet, la diminution de l'intensité de la tache spéculaire étant liée à une rugosité de surface de plus en plus importante, on cherchera pendant la croissance à conserver sa valeur moyenne aussi proche que possible de celle obtenue sur la surface du substrat. De plus, en fin de croissance, un temps de récupération rapide de son intensité initiale sera recherché. Remarquons de plus que cette durée de récupération sera la durée optimale pour les arrêts de croissance souvent introduits lors de la croissance des couches $(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)\text{As}$ ($x < 0,5$) pour lisser leurs surfaces.

Dans le cadre de notre étude, l'analyse RHEED a été mise à profit à plusieurs niveaux :

- suivi avant épitaxie de la désorption de l'oxyde protecteur en surface du substrat
- contrôle des conditions d'élaboration et de la qualité du matériau élaboré
- optimisation du rapport des flux des éléments III (Ga,Al) et de l'élément V (As).

**PUBLICATIONS DE L'EQUIPE SUR LES MODULATEURS FABRY-PEROT ET
LEUR ELABORATION SOUS CONTROLE OPTIQUE**

Revues :

"In situ measurement of GaAs and AlAs refractive indices dispersion at epitaxial growth temperature by Dynamic Optical Reflectometry "

V. Bardinal, C. Fontaine and R. Legros.

Applied Physics Letters, vol 67 n° 2 , p 244-246 , (1995).

"Subnanosecond dynamics of the all-optical switching in GaAs/AlAs microcavities"

J.L. Iehl , R.Grac, J.H. Collet, M. Pugnet, V. Bardinal, C. Fontaine and R. Legros.

Accepté pour la publication dans Physica B. (1995)

"Precision Bragg reflectors obtained by Molecular Beam Epitaxy under in situ Tunable Dynamic Optical Reflectometry control"

V. Bardinal, C. Fontaine and R. Legros.

Accepté pour la publication dans Applied Physics Letters (décembre 1995)

"Ultrafast coherent deflectors based on enhanced four-wave-mixing in bulk GaAs microcavities"

R. Buhleier, M. Hübner, J.H. Collet, V. Bardinal, C. Fontaine, R. Legros and J. Kuhl

Soumis à Electronics Letters (octobre 95)

Communications à des congrès :

"Détermination in situ des indices optiques de GaAs et d'AlAs à la température de croissance"

V. Bardinal, C. Fontaine et R. Legros.

5ème Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V. Lyon (juin 94)

"Contrôle in situ de la croissance épitaxiale de réflecteurs de Bragg GaAs/AlAs par réflectométrie laser accordable"

V. Bardinal, C. Fontaine et R. Legros.

Opto 95, 15ème Journées Européennes de l'Optoélectronique, Paris (mars 1995).

"In situ control of epitaxial growth by Tunable Dynamic Optical Reflectometry"

V. Bardinal, C. Fontaine and R. Legros.

EURO MBE : Séminaire Européen d'Épitaxie par Jets Moléculaires. Grenade (avril 95)

"Contrôle en temps réel de la croissance EJM par Réflectométrie Dynamique Accordable"

V. Bardinal, C. Fontaine et R. Legros.

Séminaire National d'Épitaxie par Jets Moléculaires. St Aygulf (mai 95)

"Enhanced four wave mixing diffraction efficiency in bulk GaAs microcavities at room temperature"

R. Buhleier, J.H. Collet, V. Bardinal, C. Fontaine and R. Legros

M. Hübner and J. Kuhl

Soumis au 4ème Symposium franco-israélien sur l'Optique Non Linéaire et Quantique
Les Arcs, Savoie. (21-26 janvier 96)

Thèse de Véronique Bardinal

"Conception, élaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité Fabry-Pérot "

RESUME :

Cette étude porte sur la conception, l'élaboration sous contrôle optique et la caractérisation de modulateurs Fabry-Pérot en multicouches (Ga,Al)As. Ces dispositifs sont destinés à être utilisés comme portes optiques à 885 nm dans une architecture tout-optique. Après avoir exposé les contraintes imposées à ces composants par l'application visée, nous rappelons les notions de base nécessaires à la compréhension et au calcul du comportement optique de ces résonateurs. Nous discutons la capacité à assurer la fonction de modulation et les conditions de fonctionnement de ces dispositifs, directement liées aux propriétés optiques non-linéaires des semi-conducteurs sous excitation optique et électrique. Nous montrons que l'obtention de bonnes performances de modulation exige une grande maîtrise dans l'élaboration des structures, notamment dans les épaisseurs des couches constituantes dont la précision doit être meilleure que 1%. Dans un second temps, nous décrivons la technique d'épitaxie par jets moléculaires et les conditions expérimentales utilisées pour l'élaboration de ces composants. Après avoir mis en évidence la nécessité de disposer d'un moyen de contrôle en temps réel des épaisseurs déposées pour assurer la précision requise, nous présentons la technique de réflectométrie dynamique accordable développée dans ce but : principe, montage et caractéristiques. En particulier, nous montrons comment l'utilisation originale d'une source accordable permet de garantir la précision du contrôle optique par sélection des longueurs d'onde expérimentales optimales déterminées par un calcul préalable. Nous développons alors l'étude menée à l'aide de cette technique sur la caractérisation de la dispersion des indices optiques des alliages (Ga,Al)As à la température d'épitaxie et sur la croissance de réflecteurs de Bragg et de modulateurs Fabry-Pérot. Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux obtenus sur les structures élaborées qui montrent que la précision requise sur les épaisseurs déposées est atteinte et que la modulation de la réflectivité est effectivement obtenue à la longueur d'onde de résonance visée. Nous concluons sur les perspectives d'amélioration de ces performances.

MOTS CLES : modulateurs optoélectroniques, réflectivité, semi-conducteurs III-V, croissance épitaxiale, contrôle in situ.

"Design, growth under optical monitoring and characterization of Fabry-Pérot microcavity modulators"

ABSTRACT :

This study deals with the design, epitaxial growth under optical monitoring and characterization of Fabry-Pérot modulators consisting in (Ga,Al)As multilayers. These devices can be used as logical switches at 885 nm in an all-optical architecture. First, the requirements on the design of these components are presented and the optical properties of distributed Fabry-Pérot resonators are described. Their behaviour under optical and electrical excitation is studied in order to show how these multilayer structures are well suited to optical modulation. Finally, the sensitivity of these structures to thickness and composition fluctuations is discussed evidencing that high accuracy on layer thickness (in excess of 1%) is required to obtain modulation performances consistent with device application. In a second step, the Molecular Beam Epitaxy technique and growth conditions are presented. In particular, the need of a real time thickness monitoring technique is underlined. The new dynamic optical reflectometry technique developed for this purpose, which is based on the use of a tunable laser, is described. This is shown to allow the optimal analysis wavelengths pre-calculated to be selected. Experimental procedures and results are then detailed, which mainly concern determination of the (Ga,Al)As optical indices dispersion at growth temperature and controlled growth of Bragg reflectors and Fabry-Pérot modulators. Finally, the static and excited reflectivity characteristics of these grown structures are shown to fit those of multilayers of required layer thicknesses, giving rise to reflectivity modulation at the aimed wavelength. Further improvement of these characteristics is lastly discussed.

KEY WORDS : optoelectronic modulators, reflectivity, III-V semiconductors, epitaxial growth, in situ monitoring.